

光学望遠鏡による活動銀河核モニターシステム の開発

東海大学理学研究科部物理学専攻西嶋研究室

2ASPM007

栗原 工

概要

目次

第 1 章	Introduction	6
1.1	γ 線天文学	6
1.2	活動銀河核	7
1.2.1	Blazar	9
1.2.2	Blazar 放射モデル	12
1.2.2.1	SSC モデル	12
1.2.2.2	ERC モデル	15
1.2.2.3	Hadoronic モデル	17
1.3	AGN 多波長観測	17
第 2 章	CAROTS システム	19
2.1	CAROTS の概要	19
2.2	観測装置	19
2.2.1	望遠鏡	19
2.2.2	CCD カメラ	20
2.2.3	フィルター	22
2.2.4	観測小屋	22
2.3	制御システム	23
2.3.1	Telcon 概要	23
第 3 章	CAROTS 開発	26
3.1	PICNIC	26
3.1.1	PICNIC について	26
3.2	フィルターホイール制御	26
3.3	ROOF 制御	29
3.4	極軸合わせ	30
3.4.1	東海大での極軸テスト	31
第 4 章	撮像データの解析	36
4.1	画像の一次処理	36
4.1.1	Dark Flame の補正	36
4.1.2	Flat Field 補正	38
4.1.3	Object Flame の合成	39
4.2	Aperture Photometry による測光	40
4.3	Blazar の観測	41

目 次

1.1	Third EGRET Catalog	7
1.2	AGN の分類	9
1.3	AGN の Jet 放出の様子	10
1.4	Mkn421 SED(Spectral Energy Distribution)	13
1.5	Blazar 放射モデル概略図	14
1.6	ブラックホールからの距離と各 ERC 光子密度の関係	16
1.7	Mkn421 の多波長観測のライトカーブ	18
2.1	CCD カメラ量子効率の比較	21
2.2	フィルター透過率	22
2.3	CAROTS 観測小屋	23
2.4	Teocon フローチャート	25
3.1	ROOF 制御盤スイッチ端子	33
3.2	スイッチ回路図	34
3.3	極軸調整後の天体導入精度	35
4.1	Dark Flame の特性	37
4.2	Dark Flame の暗電流と温度の関係	44
4.3	画像リダクションに用いたフレーム	45
4.4	CCD 画像の重心補正前と後の比較	46
4.5	画像の加算枚数と S/N の比較	47
4.6	Mkn421 の Radial Plofile(Aperture Radius の決定)	48
4.7	Mkn421 の測光に用いた比較星	49
4.8	Mkn421 ライトカーブ (B,V,R 等級)	50
4.9	Mkn421 の最小等級に対する Flux 比の変動	51

表 目 次

1.1	Third EGRET Catalog	6
1.2	TeV γ 線天体カタログ	8
2.1	Meade LX200 仕様	20
2.2	AP-7p 仕様	21
3.1	PICNIC 仕様	27
3.2	PICNIC パラレルポートピンアサイン	27
3.3	フィルターホイール送信コマンド	28
3.4	フィルターホイールの位置とフィルターの対応関係	29
3.5	極軸合わせの天体の調整方向 (Drift 法)	31
4.1	Dark Flame の暗電流の温度依存性	38
4.2	Mkn421 ライトカーブの最大等級と最小等級の比較	42

第1章 Introduction

1.1 γ 線天文学

1970年代に人工衛星 SAS-2 や COS-B が打ち上げられ 35MeV $\sim$ 5GeV のエネルギー領域での γ 線観測が行われた。そして、銀河系内で宇宙線電子の制動放射、宇宙線陽子の相互作用により生成した π^0 の崩解により生成される拡散した γ 線放射 (diffused gamma-ray radiation) の強度が銀河面に集中していることや系外銀河からの γ 線の放射が等方的であることを発見した。また、25個の γ 線点源が発見されそのうち Crab パルサー、Vela パルサー、クエーサー 3C273 が同定された。1991年 CGRO(Compton Gamma Ray Observatory) 衛星が打ち上げられ γ 線天文学が大きく発展するきっかけとなるた。この衛星には、BATSE, OSSE, COMPTALE, EGRET の4つの検出器が生まれそれぞれ異なるエネルギー領域を観測していた。特に EGRET(Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) 検出器は有向検出面積が $1200m^2$ 1GeVでの角度分解能は 0.8° で30MeV $\sim$ 30GeVのエネルギー領域の観測が可能であった。打ち上げから2000年の9年間の観測で100MeV以上の γ 線が観測された天体が271個発見されEGRETカタログが作成された。(図1.1, 表1.1 参照) そのうち100個あまりの天体が同定され、その中でも活動銀河核 (AGN) は93天体と最も多く発見されている。また、BATSEはガンマ線バースト (GRB) の全天観測を行い、その発生源は等方的であり宇宙遠方の現象であることが示唆された。また、次世代計画として2006年にGLAST衛星が打ち上げが予定されている。

表 1.1: Third EGRET Catalog の一覧

Category	Number of sources
Pulsars	5
AGN (mostly blazars)	66 + 27 (marginal)
Radio galaxy (Cen A)	1 (marginal)
Unidentified (some may be SNRs)	170
Large Magellanic Cloud	1
Solar flare	1

地上観測には、空気シャワーアレイを用いた方法と解像型大気チェレンコフ望遠鏡を用いた方法がある。シャワーアレイは、飛来した γ 線と地球大気の衝突により引き起こされる空気シャワーの2次粒子を直接観測し粒子の観測されたタイミング情報を用いて γ 線の到来を調べることで数十TeV $\sim$ 数十PeVのエネルギー領域の γ 線を観測できる。大気チェレンコフ望遠鏡による観測は、空気シャワーで生成される荷電粒子によって発生するチェレンコフ光を観測し γ 線の到来を調べる。しかし、 γ 線以外の宇宙線によってもチェ

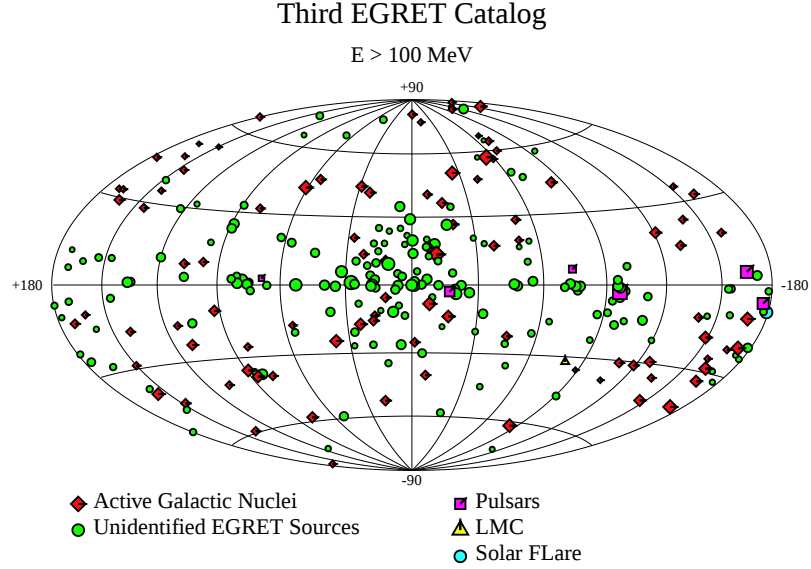


図 1.1: Third EGRET Catalog

レンコフ光は発生するためいかに γ 線とバックグラウンドとなる宇宙線事象を区別するが重要となるが1980年代までは有意観測は困難だった。1980年代後半には、Whippleグループにより γ 線とバックグラウンド宇宙線による空気シャワーの発達の違いを利用して有意に γ 線事象を検出する技術(イメージング法)が開発され数百GeV~数十TeVに渡る超高エネルギー γ 線の観測が可能となった。これにより,Clubなどのパルサー,SN1006などの超新星残骸、Mkn421などのAGN、スターバースト銀河NGC253など計16天体(表??)から超高エネルギー γ 線が検出され宇宙線の加速メカニズムの解明に向けた大きな進展がみられている。現在、CANGAROO,HESS,VERITASの各グループは、複数の望遠鏡を用いたステレオ観測、MAGICグループは鏡の大型化によるエネルギー閾値を下げ、角度分解能を上げて詳細に観測を行なう計画が進行中であり、今後更なる発展が期待されている。

1.2 活動銀河核

活動銀河核(Active Galactic Nuclei)は、系外銀河の中心付近から $10^{44-47} \text{erg/sec}$ という莫大なエネルギーを放出している天体である。その放射エネルギーは 10^3-9sec という短い時間での変動が見られるため放射領域の上限値は $r = tc = 10^{13-16} \text{cm}$ となり太陽系程度の大きさである。また、エディントン限界光度 $L_{Edd} = 1.5^{38} (\frac{M}{M_{\odot}}) \text{erg/sec}$ からこの放射エネルギーに耐えうる天体質量は $10^{6-9} M_{\odot}$ となり、中心には大質量ブラックホールが存在するため、AGNのエネルギー源は降着円盤の物質がブラックホールへ落ち込む際に開放される重力エネルギーであると考えられる。

AGNは、電波観測での強度、可視光観測で輝線の有無・幅によって図1.2のように分類される。降着円盤周辺のガスは、幅の狭い輝線を放出する領域(Narrow Line Region)

表 1.2: TeV γ 線天体カタログ

Source	Type	z	Discovery	EGRET
Galactic sources				
Crab Nebula	Plerion		1989	yes
PSR 1706–44	Plerion?		1995	no
Vela	Plerion?		1997	no
SN1006	Shell		1997	no
RXJ1713.7–3946	Shell		1999	no
Cassiopeia A	Shell		1999	no
Centaurus X-3	Binary		1999	yes
TeV J2032+4131	??	2002		
Extragalactic sources				
Markarian 421	XBL	0.031	1992	yes
Markarian 501	XBL	0.034	1995	yes
1ES 2344+514	XBL	0.044	1997	no
1ES 1959+650	XBL	0.048	1999	no
PKS 2155–304	XBL	0.116	1999	yes
3C 66A	RBL	0.44	1998	yes
H1426+428	XBL	0.129	2002	no
NGC 253	SBG	2.5Mpc	2002	uperlimit

と、その内側の領域 (Broad Line Region) に分けられ、BLR のガスは NLR との相対速度が速く運動しているためドップラー効果によって輝線の幅が広く観測される。Seyfert2 は、NLR からの放射のみをみていて、Seyfert1 は NLR, BLR の 2 つの放射の重ね合わせをみるため幅の広い輝線と狭い輝線が同時に観測され则认为られている。輝線の見られない Blazar, 輝線の幅の異なる Seyfert1 と Seyfert2 は、降着円盤付近のガスを観測する視線方向が違っただけで天体の状態はどれも同じであると考え、AGN を観測されて輝線の違いによって統一的に説明する試みが行なわれている。

AGN の約 10 ズマ流 (Jet) をブラックホール近傍から放出し、電波から X 線に渡って観測され 1.2 そのサイズは 100 kpc を越える。また、Jet は内部にノット (放射強度が高い塊) 構造がみられ、この速度が光速の数倍の速度で移動するのが観測されている。これは、超光速運動 (Super luminal motion) とよばれ、相対論的速度で運動している Jet を正面から観測した場合に現れる効果である。Jet の発生メカニズムを調べることで、ブラックホール近傍の状態が解明でき、Jet の内部構造や運動を調べることで粒子加速メカニズム解明することができる。そのため、AGN を観測することはとても重要である。

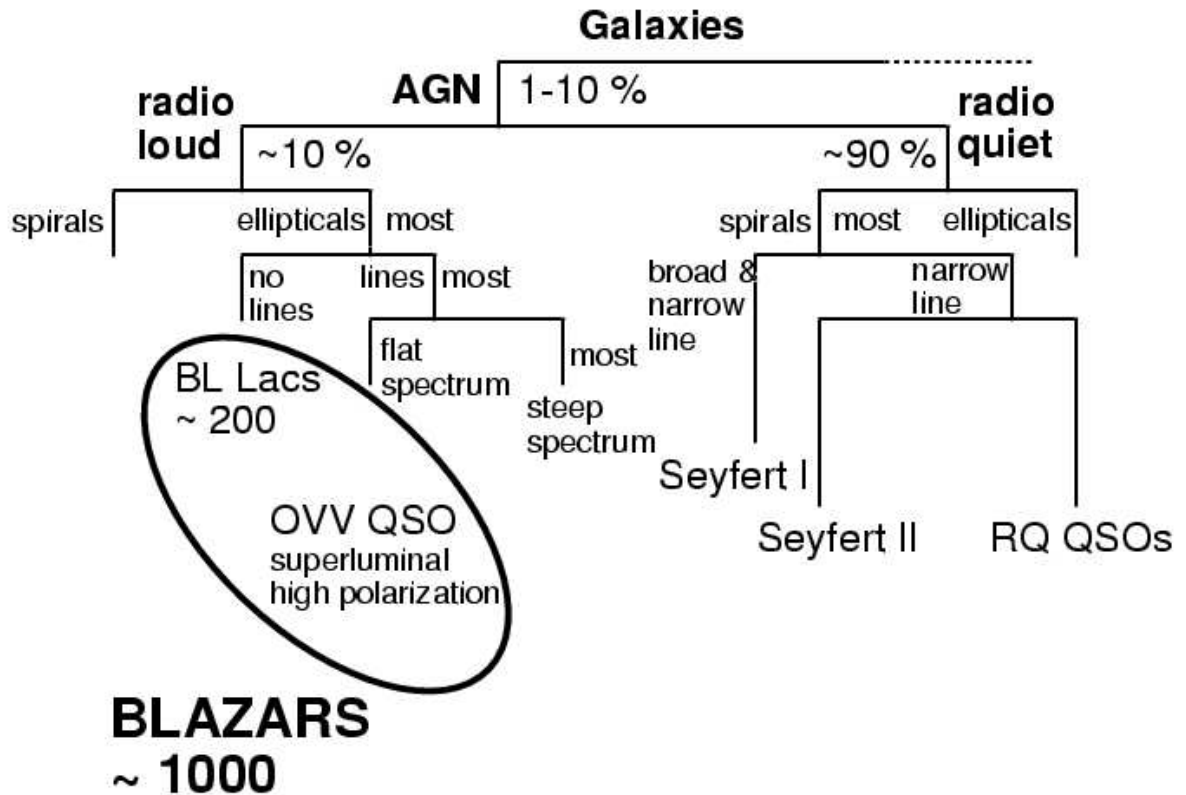


図 1.2: AGN の分類 [1]

1.2.1 Blazar

AGN の中で特に激しい活動性を示す天体に Blazar がある。図 1.2 にある Blazar 天体は、BL Lac(BL Lacertae) 天体と OVV(Optically Violent Variables), Radio Loud Quasar の総称で観測的特徴が非常に似ている。観測的特徴を以下にまとめる。

- 輝線スペクトルがない (非常に弱い)
- 電波・可視光で強い偏光を示す
- 放出エネルギースペクトル (Spectral Energy Distribution) にピークが 2 つある
- 全波長で激しいフラックスの時間変動を示す ($\leq 1day$)

また、電波観測によって Blazar 天体の多くに超光速運動が見られるためジェット放射方向 (ジェット軸) が観測する視線方向に向いていることが分かる。Blazar は、相対論的な効果によってフラックスが増幅して観測される。

放射領域が観測者に対して相対論的な速度 (ローレンツ因子 $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$) で運動している場合、換によって放射領域で光子が進む方向 θ_s , 観測者される方向 θ の関係は、

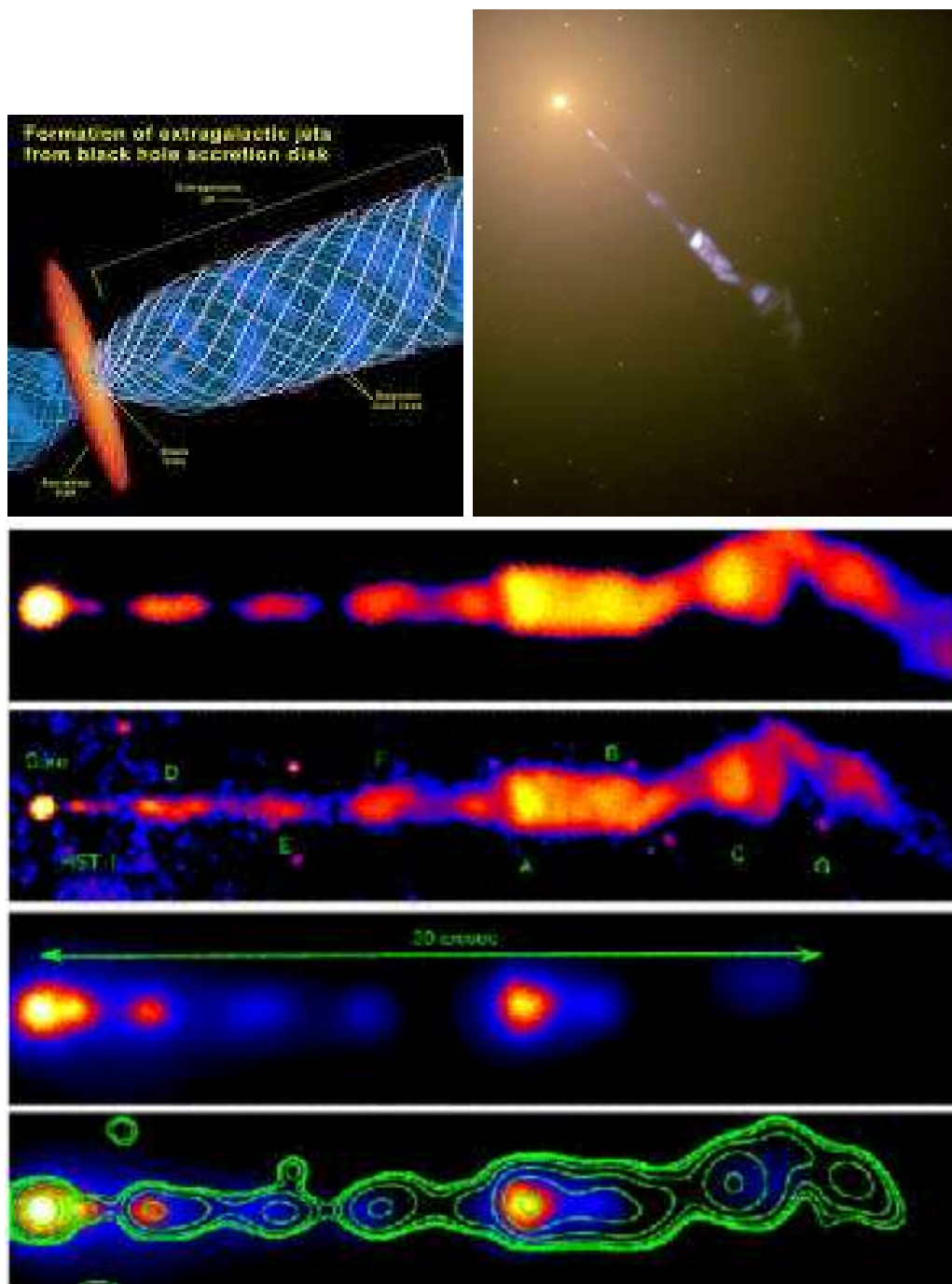


図 1.3: 右上 : AGN からの放出される Jet(概念図)。左上 : M87 で観測された Jet(HST) で、その長さは数 kpc に及ぶ。下図 : M87 の多波長で観測した Jet(上から 14.435GHz, 可視光 (HST), X 線 (Chandra), X 線の Compter plot(Chandra))[3]

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta_s + \beta}{1 + \beta \cos \theta_s} \quad (1.1)$$

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta_s}{\Gamma \cos \theta + \beta} \quad (1.2)$$

となる。ここで、 $\theta_s = \pi/2$ のときを考えると、

$$\tan \theta = \frac{1}{\Gamma \beta}, \sin \theta = \frac{1}{\Gamma}, \cos \theta = \beta \quad (1.3)$$

となりる。

このときビーミング因子と呼ばれる物理量 δ は、

$$\delta = \frac{1}{\Gamma \sqrt{1 - \beta \cos \theta}} = \frac{1}{\Gamma \sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{(1 - \beta^2)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \Gamma \quad (1.4)$$

となる。

また、 $\beta \sim 1$ より $\theta \sim 0$ となり、 $\sin \theta = 1/\Gamma$ から

$$\theta \simeq 1/\Gamma \quad (1.5)$$

が得られる。Blazar では $\delta \sim 10$ が知られてるため $\theta = 0.1$ となる。

放射領域の立体角を $d\Omega_s = 2\pi d \cos \theta_s$ とすると観測者のみる立体角 $d\Omega$ は、式 1.3, 式 1.4 より

$$d\Omega_s \propto \delta^2 d\Omega \quad (1.6)$$

となる。観測系での立体角は放射領域の大きさの $1/\delta^2$ 倍になり、コリメートされて小さな範囲に集中するようになる。

放射領域での振動数を ν_s は、観測される振動数 ν として

$$\nu_s = \frac{\nu}{\delta} \quad (1.7)$$

となるため、振動数は時間の逆数だから、放射領域での放射時間 t_s , 観測系の時間 t は

$$t_s = \delta t \quad (1.8)$$

放射領域での光度を L_s 、天体までの距離 d , 観測されるフラックスを F とするそれぞれの関係は、

$$\frac{L_s}{\nu_s} \frac{\Omega_s}{4\pi} \delta t_s = \frac{F}{\nu} d^2 \Omega \delta t \quad (1.9)$$

となり、式 1.6, 1.7, 1.8 から

$$F = \frac{L_s}{4\pi d^2} \delta^4 \quad (1.10)$$

となる。相対論的ビーミング効果によって観測されるフラックスは δ^4 倍になり Blazar の場合、 $\delta = \Gamma \sim 10$ から放射領域の 10^4 倍に増幅され観測される。

ビーミング効果で増幅された、Jet を断面から観測することで、提案されている放射モデルと比較しながら、Jet 内部のの状態・粒子加速メカニズムについて多くの情報を得ることができる。

1.2.2 Blazar 放射モデル

1990 年代に入ると、CGRO 衛星、大気チェレンコフ望遠鏡による GeV-TeV γ 線領で Blazar の観測が行なわれるようになり、EGRET による 3C279、TeV γ 線では Whipple グループによる Mkn421([11]), Mkn501([12]) などから γ 線が検出され、これらの観測結果をもとにモデルが作られてきた。図 1.2.2 は 1994/1995 年に Mkn421 がフレアアップしたときの SED で特徴的な 2 つのピークが確認できる。右のエネルギーの高い方のピークが γ 線領域で、TeV γ 線を観測することで 20 桁に渡る多波長間での観測が可能になった。

SED の 2 つのピークは、電波～軟 X 線の範囲の低エネルギー成分と硬 x 線～TeV γ 線の高エネルギー成分に分けられ、そのうち低エネルギー成分は電波から可視光で強い偏光が見られることから相対論的電子によるシンクロトロン放射によるものと考えられている。放射モデルは大きく 2 つに分類でき、Jet 内部で相対論的電子の加速で説明するモデル (Leptonic Jet model) と陽子加速で説明するモデル (Hadronic Jet model) がある。

電子加速によるモデルれば、2 つのピークのスペクトルの形が似ていることからそれぞれ独立したものではないと考えられている。高エネルギー成分は、光子 (seed photon) が Jet 内部の相対論的電子に逆コンプトン散乱により叩き上げて放射された光子であると考えられているが、seed photon の正体が何かということによってさらにモデルが分かれる。

1.2.2.1 SSC モデル

SSC(Synchrotron Self-Compton) モデルによれば、Jet 内部でシンクロトロン放射された低エネルギー光子を同じ Jet 内部の相対論的電子が逆コンプトン散乱で叩き上げて高エネルギー成分の光子を放出すると考える。seed photon が生成される領域と散乱される領域が同じ Jet 内部でありモデルがシンプルである。TeV Blazar は一般的に SSC モデルにでよく説明がついている。低エネルギー光子を生成するシンクロトロン放射は、相対論的電子が磁場に沿って螺旋回転するとき電子のエネルギーの一部が光子として放出される現象で、1 つの電子が単位時間に失うエネルギー (シンクロトロン放射による光子エネルギー) は、

$$\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{Synch.} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma_e^2 U_B \quad (1.11)$$

となる。 σ_T : トムソン散乱断面積、 γ_e : 電子のローレンツ因子、 $U_B F = \frac{B^2}{8\pi}$: 磁場のエネルギー密度である。また、 γ_e の電子からシンクロトロン放射される光子のピーク周波数 ν_{max} は、

$$\nu_{max} \simeq 1.22 \times 10^6 \gamma_e^2 B \quad [Hz] \quad (1.12)$$

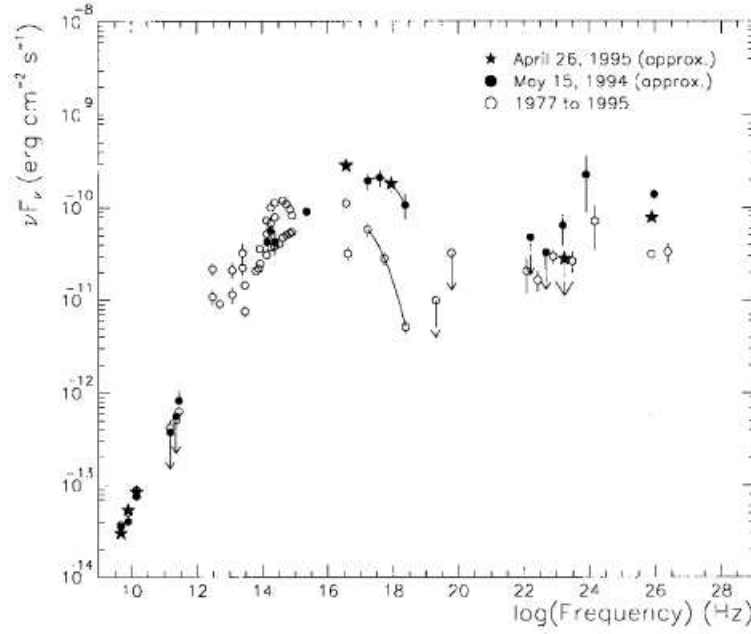


図 1.4: Mkn421 SED。白:1977-1994 のデータ。黒:1994 年 5 月 15 日前後のフレア期間中のデータ。星:1995 年 4 月 26 日のフレアのデータ [10]

となり、電子のエネルギーと磁場強度に依存している。

逆コンプトン散乱によって 1 電子が単位時間あたりに失うエネルギー (逆コンプトン散乱による光子エネルギー) は,

$$\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{I.C.} = \frac{4}{3}\sigma_{TC}\gamma_e^2 U_{photn} \quad (1.13)$$

となる。 U_{photn} は電子によって叩き上げられる光子 (seed photn) のエネルギー密度である。SSC モデルでシンクロトロン放射光子のエネルギー密度 U_{sync} となり、逆コンプトン散乱により seed photon のエネルギーは γ_e^2 倍に増幅されることが分かる。式 1.11, ?? に電子総数 $N_e(E)$ を掛けると単位エネルギー当たりのシンクロトロン放射強度 L_{sync} , 逆コンプトン散乱放射強度 L_{IC} が求まり、横軸にエネルギーをとり縦軸に放射強度をとると SED に相当する分布が得らる。

2 つのピークに注目すると各周波数には,

$$\nu_{sync} = \gamma^2 \nu_{IC} \quad (1.14)$$

の関係があり、SED の各ピークの周波数を $\nu_{sync} = 10^{16}[Hz]$, $\nu_{IC} = 10^{26}[Hz]$ とすると $\gamma_e = 10^5$ となり、式 1.12 に代入し $B \simeq 0.1[G]$ が得られる。また、 L_{sync} と L_{IC} の比は,

$$\frac{L_{sync}}{L_{IC}} = \frac{U_B}{U_{sync}} \quad (1.15)$$

となり、TeV Blazar の場合 $L_{sync} \simeq L_{IC}$ なので、 $B \simeq 0.1G$ より $U_{sync} \simeq U_B \sim 10^{-4} erg/cm^3$ となる。放射領域が半径 R の球であると仮定すると、放射領域の単位時間当たりの最大

体積は $4\pi R^2 c$ となり $L_{sync} = \delta^4 4\pi R^2 c U_{sync}$ が得られる。 $L_{sync} = 10^{45} \text{ erg/sec}$ とすると放射領域の大きさは $R \simeq 10^{16} [\text{cm}]$ となり、典型的な変動時間 $t_{var} \sim 1 \text{ day}$ から求まる $R \sim ct_{var} \simeq 2.6 \times 10^{16} \text{ cm}$ とよく一致する。

このように、多波長観測を行ない SED の形を決定することで様々な Jet のパラメータを決定することができる。

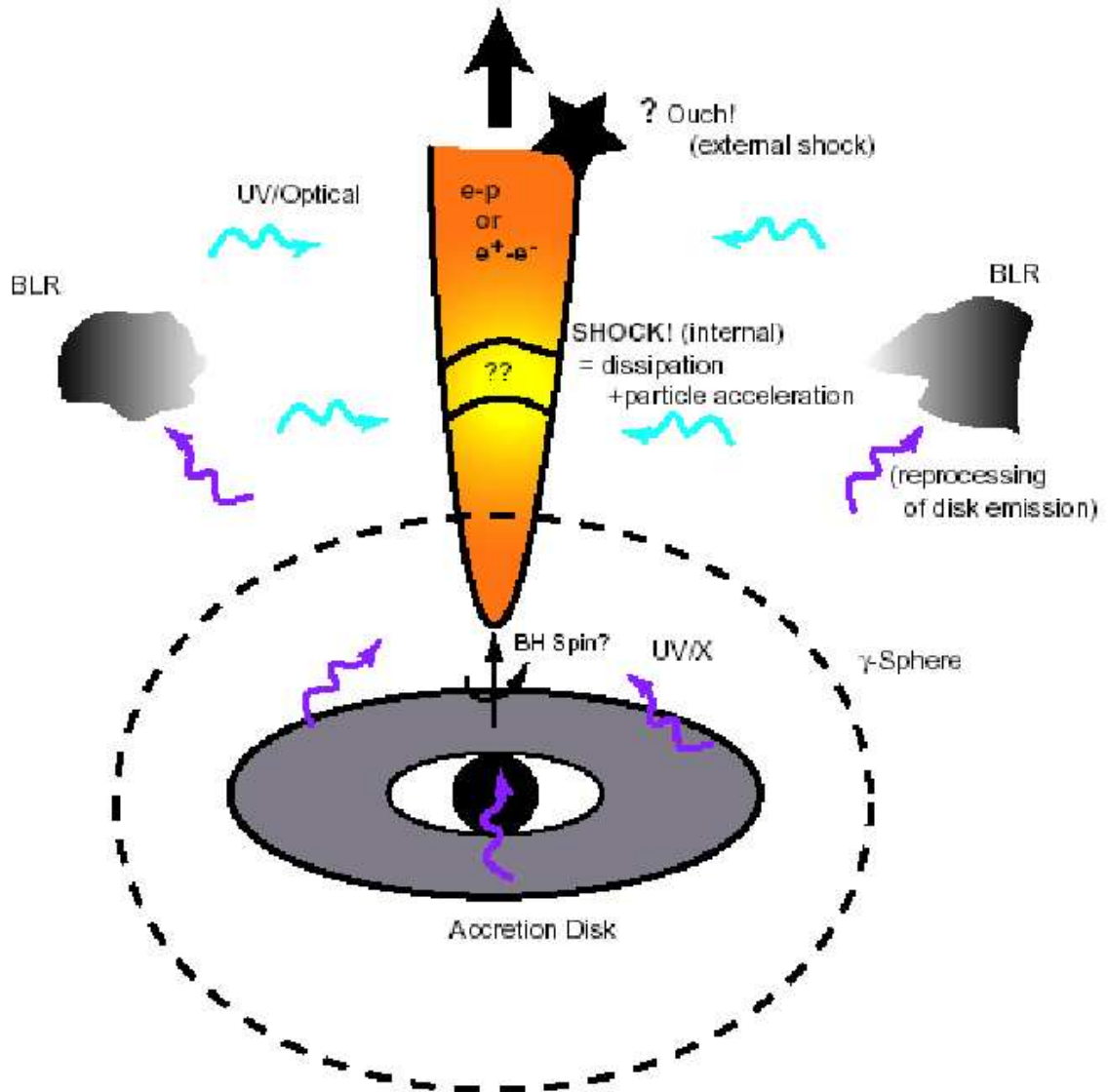


図 1.5: Blazar 放射モデル概略図 [5]

1.2.2.2 ERC モデル

ERC(External Radiation Compton) モデルとは、seed photn の期限が Jet 外部に求めるモデルで、seed photn はブラックホール周辺の降着円盤からの放射 (UV 光子)、BLR からの放射などが主に考えられている。BLR からの放射を考えるモデルについて見てみる。

[?] では、降着円盤から放射された光子が、BLR や Jet 周辺のダストによって散乱、再放射されて seed photn となると考えている。降着円盤、BLR、Jet 内部の放射領域との位置関係を考える分 SSC モデルより複雑となる。seed photn の周波数を ν_{ext} 、フレアの時間スケールを δt 、SED の IC 成分のピーク前に分布がブレイクするときの周波数 ν_b (放射冷却時間と加速時間が等しくなる周波数) とし Geometry を単純化して考えると、ERC 光子のエネルギー密度は、

$$U_{ERC} \sim \frac{m_e c}{\sigma_T \Delta t} \left(\frac{\nu_{ext}}{\nu_b} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.16)$$

となり、この光子の逆コンプトン散乱によってつくられる SED のピークの周波数は、

$$\nu_{IC} = \Gamma^2 \gamma_{e,max}^2 \nu_{ext} \quad (1.17)$$

$$\approx \left(\frac{B_{cr}}{B} \right) \frac{\nu_{sync}}{m_e c^2} \Gamma \nu_{ext} \quad (1.18)$$

ここで、 $B_{cr} = \frac{2\pi m_e^2 c^3}{h e} \approx 4.4 \times 10^{13} G$ である。また、シンクロトロン放射の周波数 ν_{sync}

$$\nu_{sync} \simeq \Gamma \gamma_{e,max}^2 \left(\frac{B}{B_{cr}} \right) m_e c^2 \quad (1.19)$$

である。よって

$$\frac{\nu_{sync}}{\nu_{ext}} \propto B \Gamma^{-1} \nu_{ext}^{-1} \quad (1.20)$$

となる。

磁場 B は、SED のピークとなる放射強度から

$$B \approx \left[\frac{8\pi m_e c}{\sigma_T \delta t} \frac{L_{sync}}{L_{IC}} \left(\frac{\nu_{ext}}{\nu_b} \right)^{1/2} \right]^{1/2} G \quad (1.21)$$

と求まり、電子の最大エネルギー $\gamma_{e,max}$ は、

$$\gamma_{e,max} = \left(\frac{B_{cr}}{\Gamma B} \frac{\nu_{sync}}{m_e c^2} \right) \quad (1.22)$$

となる。このモデルを検証する上で必要なパラメーターは、SED から L_{sync} , L_{IC} , ν_{sync} , ν_{IC} , ν_b , が分かり、 ν_{ext} 、ライトカーブから δt 、BLR の観測結果から ν_{ext} は求まる。またこのモデルではフレアアップを Jet 内部に違う速度の流れが生じ引き起こされると考えている。

また、同じ BRL を放射源とするモデルでも [?] は降着円盤からの光子の再放射を仮定していたが、[7] によれば、Jet 内部の放出領域 (blob) から放出されたシンクロトロン光子が BLR で再放射を受け seed photn となるモデルを提案している。

図1.2.2.2は、Jet 内部の blob がブラックホール中心からの距離 R_γ によって seed photon の光子密度の支配的な領域がことなることを示している。降着円盤からの直接放射の場合 U_D 、降着円盤からの放射を BRL で再放射した場合の $U_{BLR, blob}$ からのシンクロトロン光子が BRL で再放射した場合の U_{ill} 、シンクロトロン放射の場合 U_{int} をそれぞれ計算し光子密度がブラックホール中心から Jet 内部での放射領域までの距離 R_γ の関数として表した。これによると、blob が中心付近にあるときは U_D が優勢であるが、BLR に近づくにつれて U_{ill} が優勢となり、BLR を過ぎると U_{int} のみのとなる。 γ 線が検出される blazar の典型的な放射領域は $R_{\gamma} \geq 10^{16-17} \text{ cm}$ であるため U_D の寄与は小さくなる。シンクロトロン光子の BRL による再放射が seed photon の場合 IR~UV が増光後に γ 線領域での増光することが予想できその時間差 (time Lag) は $t_{lag} = \delta R / \Gamma^2 c$ (δR : blob と BLR の距離) となる。これは、シンクロトロン光子が BLR で再放射されて IC 過程の seed photon となるのに要する時間である。また、 γ 線領域 (IC 成分) の増光は全て同時刻に観測されることが予想できる。

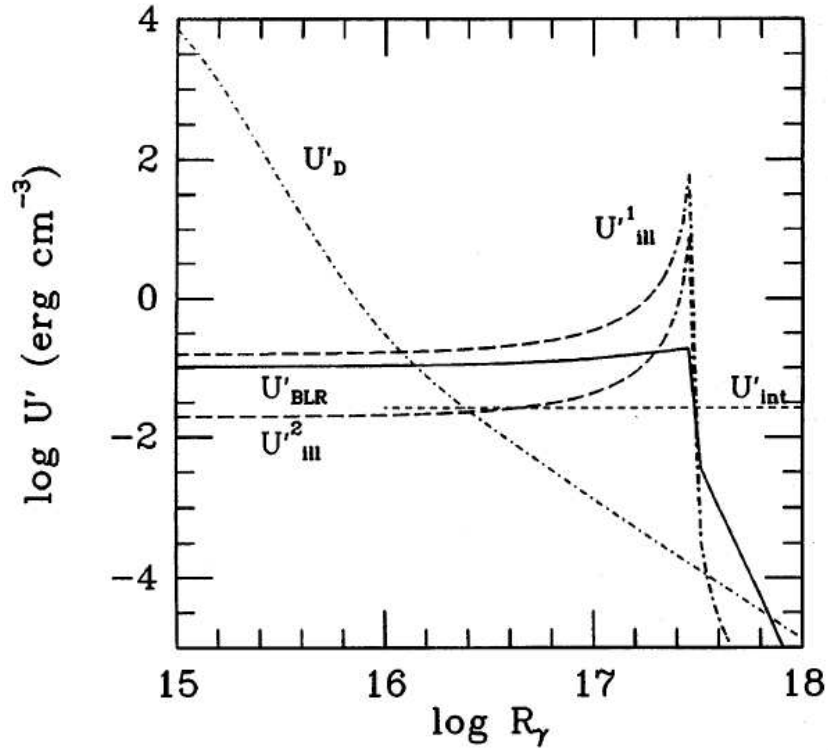


図 1.6: ブラックホール中心と U_{ext} の関係。 R_γ : ブラックホールからの距離。 U_D : 降着円盤から放射される光子密度。 U_{BRL} : 降着円盤からの光子が BRL で再放射された場合の光子密度。 U_{ill} : blob からの光子を BRL で再放射した場合の光子密度。 U_{int} : blob 内部のシンクロトロン放射による光子密度。この計算では以下のことを仮定している。降着円盤は中心から $R_D = 10^{15} \text{ cm}$ 以内で放射強度 $L_D = 10^{45} \text{ erg/s}$ 。blob の大きさは $R_{blob} = 10^{16} \text{ cm}$ でローレンツ因子 $\Gamma = 10$ で運動しシンクロトロン放射強度 $L_{sync} = 3 \times 10^{42} \text{ erg/sec}$ 。BRL シェルの位置は中心から $R_{BLR} = 10^{17} \text{ cm}$ で放射強度の 10 % を再放射する。[10]

1.2.2.3 Hadoronic モデル

Hadronic モデルでは、Jet 内部で加速された相対論的な陽子が Jet 内部の原子核に衝突し $\pi^\pm, \pi^0$ が生成され、SED の高エネルギー成分は $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ によって形成さる。低エネルギー成分は、陽子のシンクロトロン放射 ([8]) や、陽子と原子核の衝突によって

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_u \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_u \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_u \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_u\end{aligned}\tag{1.23}$$

と 2 次粒子が連鎖的に繰り返すカスケードシャワーによって生成された荷電粒子によるシンクロトロン放射 ([9]) と考えられている。また、Leptonic モデルではニュートリノは発生しないが、Hadoronic モデルでは陽子カスケードによって $\pi^\pm$ からニュートリノが生じるためことが大きな特徴である。

1.3 AGN 多波長観測

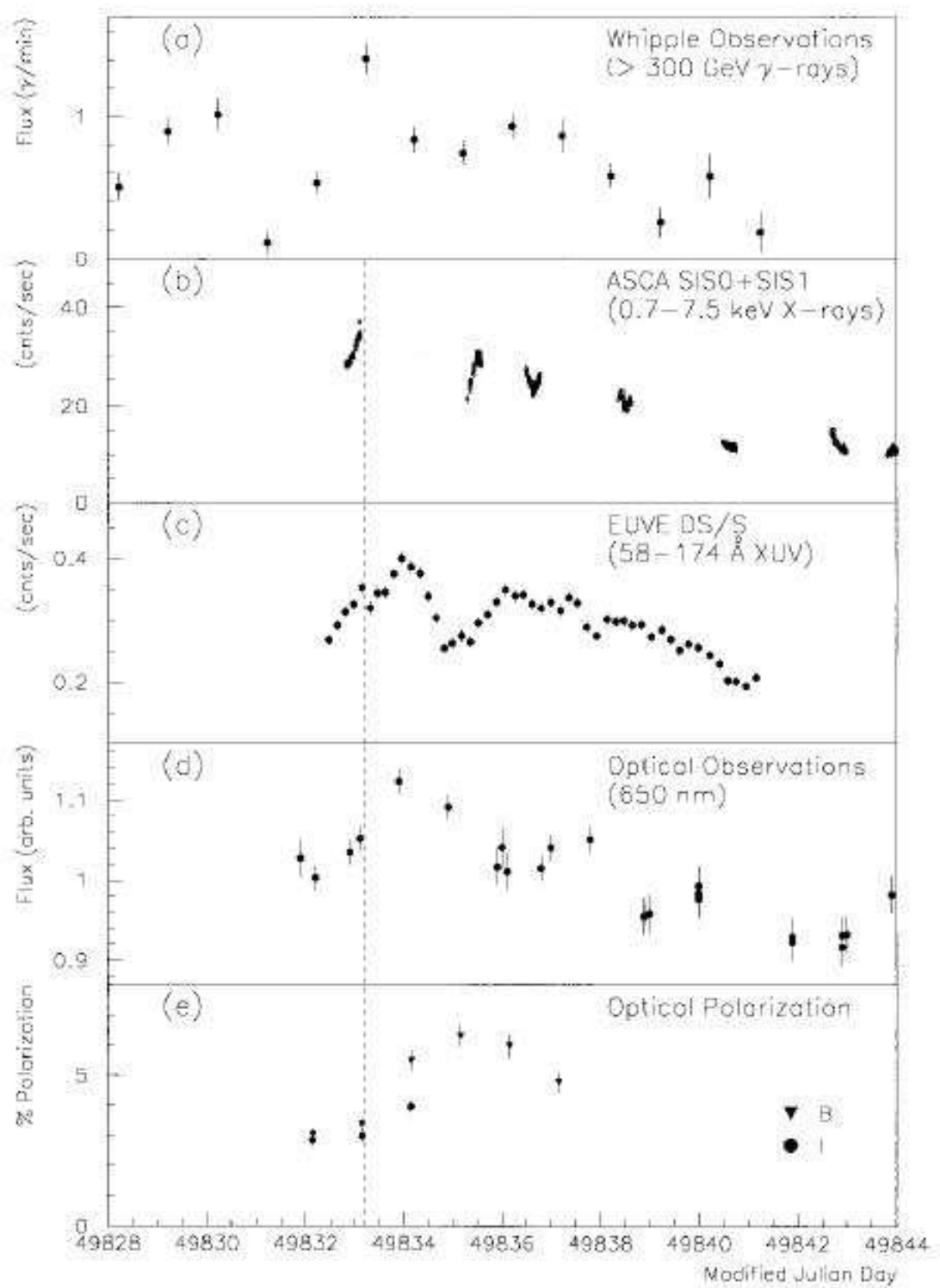


図 1.7: Mkn421 多波長観測 [10]

第2章 CARROTS システム

2.1 CARROTS の概要

CARROTS とは、CANGAROO And RIBOTS Robotic Optical Telescope System の略で、小型望遠鏡で γ 線放出天体を可視光域で観測することを目的とした全自動観測システムである。このシステムは、オーストラリア・ウーメラの砂漠地帯 (lon.=136.87° E,lat.=31.1°) にある γ 線観測グループ CANGAROO の観測地の γ 線望遠鏡のすぐ傍に設置し、通常は AGN モニター、大気モニターとして使用し、GRB が発生した際には残光の探索、AGN のフレア期間中は γ 線領域と可視光域で AGN の多波長同時観測を行うことを目的としている。

システムを構成する観測装置は、小型望遠鏡、CCD カメラ、フィルターホイール、これらを収納するルーフ (観測小屋) からなる。望遠鏡と CCD カメラは市販の製品を使用していて、これによりシステム開発を行う上で有益な情報を容易に得ることができている。また、一から新たに開発を行う場合に比べ低コストでシステム構築が可能となった。CARROTS のシステム開発を行う上で最も重要な課題は、ルーフの開閉から望遠鏡の動作、フィルターの選択、CCD カメラでの撮像、データの保存にいたる一連の観測動作を全自動化することにある。実際の運用は、CANGAROO グループの観測者が観測を行っているときに同時に運用してもらうことを想定しているためできるだけ CARROTS 運用の負担を軽減させる必要がある。システム全体を 1 台の Linux マシンで制御することで観測者がネットワークを介してコントロールを行えるようになり、観測者はリモートから観測スケジュールファイルを編集するだけでよく負担を軽減できる。そのため、Linux で全ての観測装置を制御を行えるよう開発を進めてきた。望遠鏡、CCD カメラの制御は [4] により開発が行われ自動観測が達成されている。本研究では、残るフィルターホイール、観測小屋の制御開発を行い先に開発されたシステムに組み込み自動観測システムを完成させ実際の運用を目指した。

以下、システムを構成する各装置について説明する。

2.2 観測装置

2.2.1 望遠鏡

望遠鏡は、市販の Meade 社製 LX200-30 を使用する。望遠鏡の仕様を表 2.1 にまとめる。この望遠鏡の大きな特徴は、RS-232C 規格による望遠鏡制御用が行えることである。予め用意されたコマンドを望遠鏡の RS-232C ポートへ送ることで全てのコントロールができ、PC からの制御が可能となる。また、GRB の残光探索を行っている RIBOTS グループ

ブも同じものを使用してい てシステム開発に関する情報を多く共有できるためこの望遠鏡が選択され、市販のものを購入することで 30cm クラスの望遠鏡としては安価に導入することができた。制御プログラムは、RIBOTS で開発された Telcon をベースに用いている。架台は、標準である経緯台で使用すると CCD カメラで撮像すると星野が回転してしまい星が流れてしまい測光が行えない。そのために水平ウェッジに望遠鏡を取り付けて赤道儀モードとして使用する。仕様によれば導入精度は ± 1 arcmin. であり、これは、Dec の設定範囲が 1 arcmin. までであるためと考えられが、これは CCD カメラ装着時の視野が約 14 arcmin. であるため 7% 誤差に相当するが観測に用いるのには問題ない範囲であると考ええる。

表 2.1: Meade LX200 仕様

光学系	Schmidt-Cassegrain
有効口径	305 mm
焦点距離	3048 mm
口径比	F10
分解能	$0.38''$ arcsec
極限等級	15 degree
架台	フォーク式経緯台
導入精度	$\pm < 1$ arcmin.
最大導入速度	6° /sec

2.2.2 CCD カメラ

CAROTS では、Apogee 社製 AP-7p の CCD カメラを使用する。この CCD カメラの特徴は、背面照射型により高感度であるところである。通常の前面照射型のものは、電極回路に光を入射させたあとに素子内で光電変換を行うため、光が電極を通過する過程でロスが起き一部の光しか電荷変換されない。特に、紫外光はほとんどロスしてしまうため紫外領域での量子効率は低くなってしまいます。一方の背面照射型は、シリコン板の表面に CCD を構築し、シリコン板の背面を薄く削りシリコン板の背面から光を照射する構造にしたもので、電極による光のロスを少なくでき光を効率良く電荷に変換することができる。これにより、広い波長にわたり高い量子効率を実現できる。図 2.2.2 は、Apogee 社の CCD カメラに使用されている CCD 素子の各波長での量子効率を表している。背面照射型は、広い波長域において前面照射型と比較して量子効率が高いことが分かる。AP-7p は、Linux 用の制御ソフトが開発可能であるため Linux マシンでの制御が可能である。(SBIG 社 ST-8 などの制御ソフトは Windows 用であるため Linux 1 台の他に Windows マシンが必要になる。) CCD 制御用プログラムはすでにできているため撮像が可能である。((1) 参照) また、AP-7p にはフィルターホイールを装着することができる。以下、表 2.2 に、Ap-7p の仕様をまとめる。

表 2.2: AP-7p 仕様

CCD チップ	SITe SIA502AB
画素数	512×512 <i>pixel</i>
画素サイズ	24 μ m
検出面積	12.3 × 12.3 mm
ダイナミックレンジ	86db
A/D 変換	16bits 35KHz
Gain	4-5 e^- /ADU
読みだしノイズ (平均)	7-11 e^-
暗電流 ($10^{-9} A/cm^2$)	50 @-20 ° C
冷却温度	~-40 ° C(環境温度より)
露出時間 (sec)	0.02~10400 (0.01sec 毎に設定可)

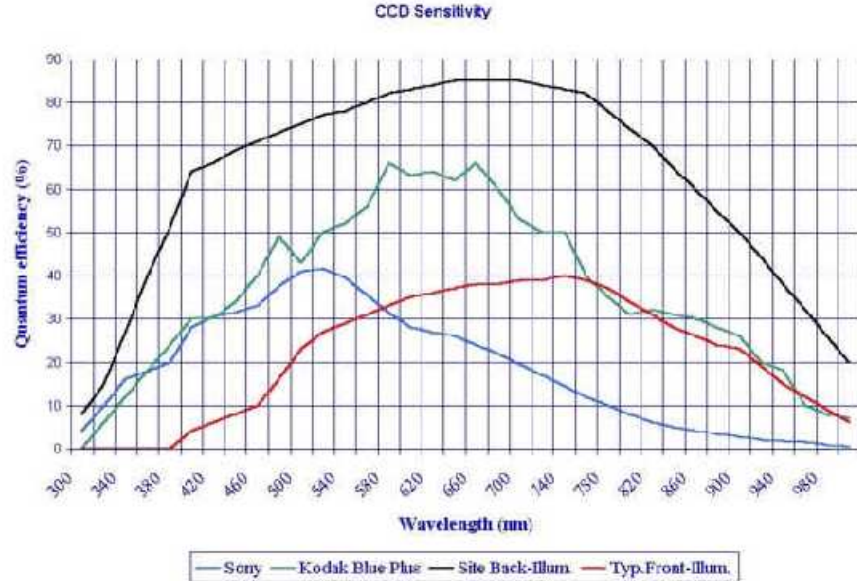


図 2.1: CCD 量子効率の比較。黒線が背面照射型 (SITe SIA502AB)。その他は前面照射型。

2.2.3 フィルター

CCD カメラは可視光全域に感度を持つためそのまま撮像すると可視光域全体の積分フラックスを観測することに相当するが CCD の波長による感度依存性のため用いる CCD カメラによりフラックスの値がばらばらとなってしまう観測装置固有のフラックスでしかない。正確なフラックスを求めるためには標準フィルタ (狭域フィルター) を用いて波長ごとに測光を行い観測装置固有のフラックスを求め標準システムに変換する必要がある。フィルターは、測光を行う際に標準的に用いられている Johnson/Cousins フィルター (Bessell,1990) を用いる。これは5種類のバンド U・B・V・R・I からなり図 2.2.3(各フィルター特性 (透過率)) に示すように可視光域全体をカバーしている。

各フィルターは、フィルタホイール (回転移動式) に装着し CCD カメラの前面に取り付ける。このフィルターホイールは RS-232C 通信によってフィルター交換を行い制御する。

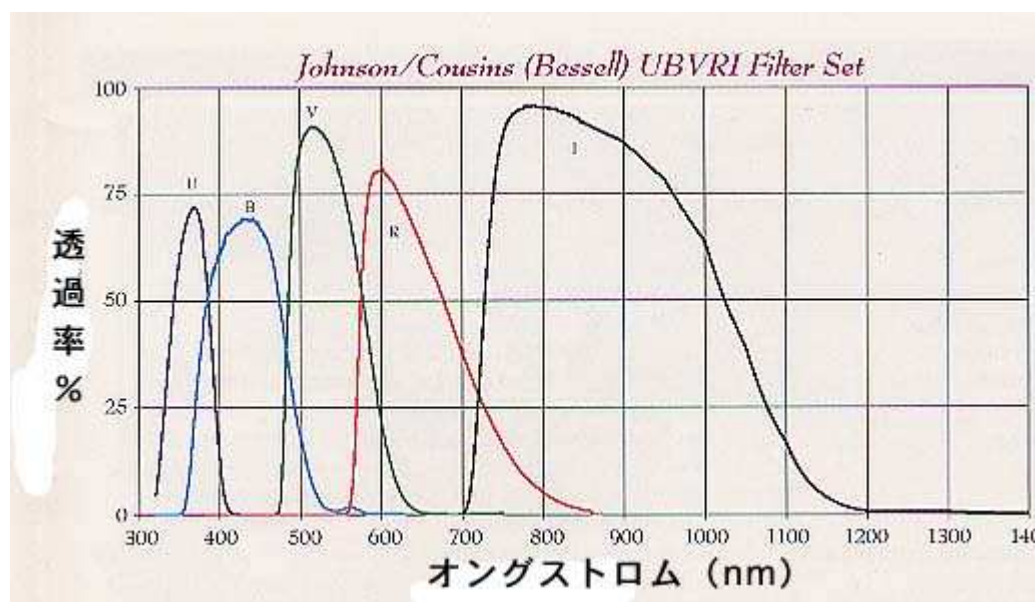


図 2.2: Johnson/Cousins Filter の透過率

2.2.4 観測小屋

観測装置を格納する観測小屋 (図 2.2.4, 幅: 約 1.7m、高さ: 約 2.2m,) ヒューマンコム社製で、RIBOTS グループ (東工大・理化学研究所) によって開発された。この観測小屋は、観測小屋のルーフがチューリップ型に開きスイッチを入力後約 15 秒という速さで開くことでそのため即座に観測を行うことができる。これにより、GRB のアラートを受信後すぐさま観測を行うことができる。また、このルーフは無動力 (電源無し) で閉じることができる。ルーフの開閉は釣重によって行うため、モーターによって釣重を持ち上げ続けることでルーフを開くことができ、モーターの駆動を止めることで釣重の重さによってルーフが閉じるよう設計されている。よって停電時にはモーターへの電力供給が中止され

るため釣重の自重によって自動的にルーフは閉じられ開きっぱなしになることはない。また、屋根に水滴が付くと電流が流れる雨滴センサーを取り付けることで突然の雨でも自動的に屋根を閉めることが可能である。現時点では、雨滴センサーは取り付けでないため今後取り付ける必要がある。ルーフの開閉制御は、制御盤にある開閉スイッチによる方法とPCからの開閉信号を受け取る2つの方法があり、CARROTSではPCから開閉信号による方法をとる。

この観測小屋は2002年8月にCANGAROO望遠鏡初号機から北に30mほどの位置に設置した。設置してすぐに右側ルーフが故障するトラブルが発生したがその後修理を行われ現在は正常に動作している。しかし、開閉時の左右ルーフのスムーズさが異なるため、開閉シャフト、チェーンにグリス・油を塗るなどの定期的なメンテナンスが必要だと考える。



図 2.3: CARROTS 観測小屋

2.3 制御システム

2.3.1 Telcon 概要

Telcon とは、美星天文台に設置してある小型望遠鏡で GRB の残光を自動観測する RIBOTS プロジェクトで開発された制御プログラムで、CHETE-2 衛星から GRB 発生アラートがくると全自動で観測をはじめめる。Telcon は主に望遠鏡 LX200-30 の制御プログラムであるが、CCD カメラ制御プログラム、通信制御プログラムが追加しこれらの制御プログラムを関数として呼出すことで自動観測を実現している。CARROTS でも、この

Telcon をメイン制御プログラムとして利用し CCD 制御プログラム、フィルタ制御プログラム、Roof 制御プログラムを個別に作り Telcon に移植し自動観測システムとする。CCD カメラの Ap7 制御プログラムはすでに [4] により Telcon へ移植されている。本研究ではフィルターホイール制御、ROOF 制御について開発を行い Telcon に移植し CARROTS の自動観測システムを完成させることができた。図 2.3.1 に Telcon のフローチャートである。Telcon の初期設定は、スケジュール管理ファイル (schedule.dat) と望遠鏡移動座標ファイル (patrol.dat) のみを編集するだけでよい。schedule.dat には、登録してある望遠鏡制御コマンドと開始時間を組み合わせて記述し、patrol.dat には望遠鏡を向ける方向 (RA、Dec) を記述しておく。すると、プログラムを開始するとスケジュールファイルに従い座標ファイルのデータを読み込み観測を始める。もし、観測中 GCN から GRB のアラートが来たら場合には、割り込みを掛けて GRB 観測モードへと移行する。

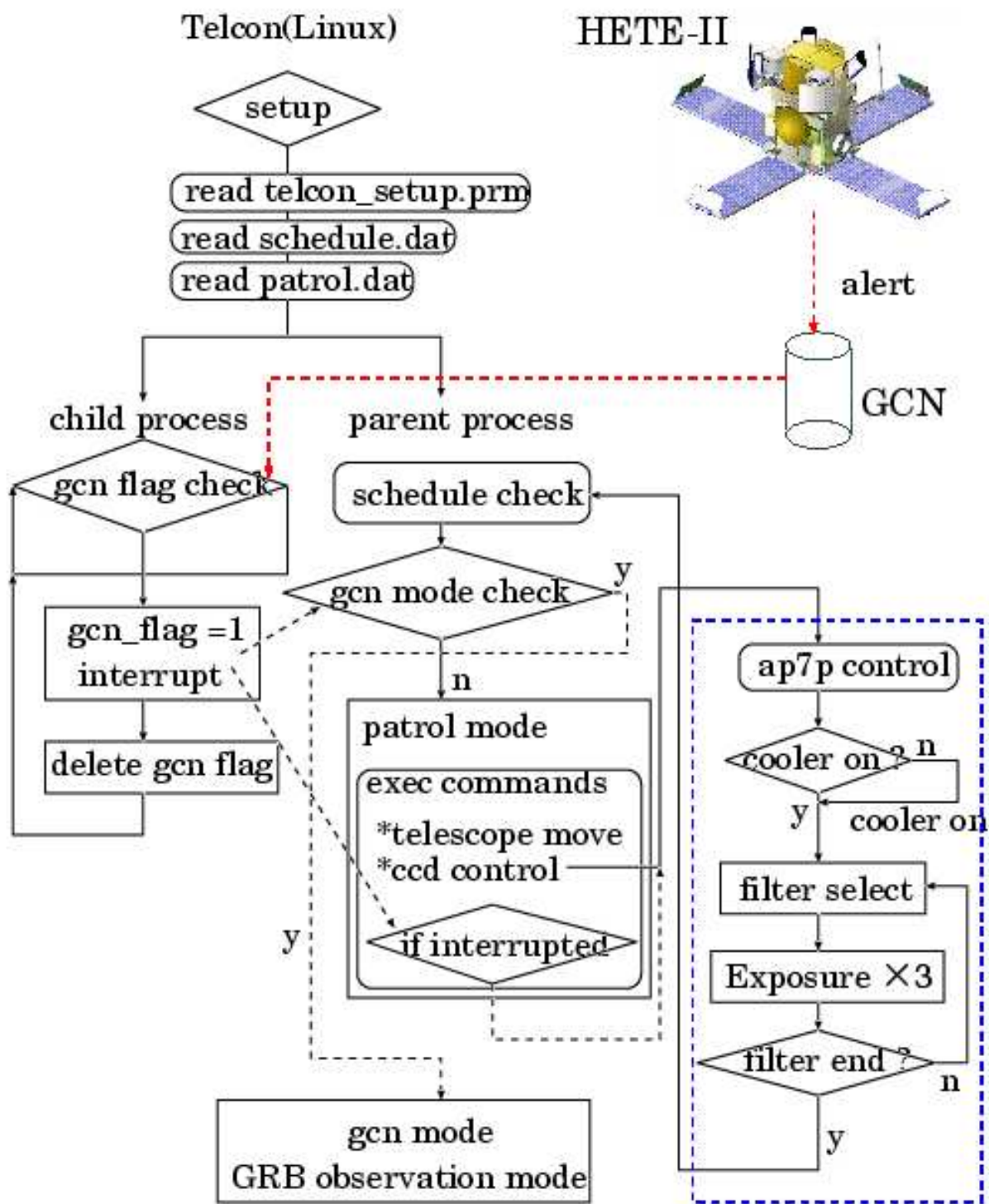


图 2.4: telcon flowchart

第3章 CARROTS 開発

実際のシステム開発はオーストラリアで長期に渡り開発を進めるのは実質無理であるため、CARROTS で用いる観測装置とほぼ同様のものを東海大学で用意し (望遠鏡:LX200-GSP25,CCD:Ap7) 行なった。フィルターホイールは日本に持ち帰って開発を行なった。観測小屋については実物を用意することはできないため回路図を便りに信号入力用の回路を作成し 2003 年 10 月の出張時に現地で完成させた。

3.1 PICNIC

3.1.1 PICNIC について

PICNIC(PIC Network Interface Card) とはネットワーク越しに I/O を制御できる PIC マイコンである。PICNIC には 10Base-T のポートとシリアルポートがありパラレルポートは内蔵されている。I/O の制御は PC 上でユーザーがプログラム組んで実行し変更するか Web ブラウザー上からも変更可能である。PICNIC の仕様を表 3.1 に示す。PICNIC の特徴は、RS-232C ポートがついていて PICNIC に LAN を通して信号を入力し RS-232C ポートに出力させることであたかも Ethernet/Serial 変換の機能を実現できる。これにより PC でシリアルポート数の不足を補うことができ、CARROTS では、フィルターホイールの回転制御をシリアル通信にて行っている。また、26 ピンのパラレルポートも内蔵されていて表 3.2 はパラレルポートのピンアサインで 1~13 が入出力ポートで 14~26 ピンまでは共通の GND となっている。観測小屋の開閉制御信号は内蔵のパラレルポートを通して信号を入出力し行なう。また、LAN を外部ネットワークに接続することで遠隔地からの制御も可能で、付属のアナログ温度センサーを付けて 10bitADC を利用してデジタル信号として出力させ外部温度情報を取得することもできる。温度センサーには LM35DZ(or AD22100A) が取り付けられている。

3.2 フィルターホイール制御

フィルターホイールは、UBVRI の 5 つのフィルターと無色透明なフィルターを 6 つの穴のどこかに装着しそれぞれ位置は 1~6 の番号が割り振られている。PC から RS-232C 通信で位置番号を送るとフィルターホイールはその位置に回転移動する。また、“S” を送ると現在位置の番号を返してくる (表 3.2 参照)。

PC 本体の RS-232C ポートは Telcon 用として望遠鏡との通信に使用するため余りのポートがないため PICNIC のシリアルポートから命令コマンドを送るようにしたい。しかし、フィルターホイールの RS-232C 通信速度は 1200bps と PICNIC の通信速度 9600bps

表 3.1: PICNIC 仕様

通信方式	Ethernet(10BASE-T)
マイコン	PIC16F877-20/P
内蔵インターフェース	アナログ入力5チャンネル (入力範囲: 0~5 V, 分解能 10bit) デジタル出力4チャンネル (4bit) デジタル入力4チャンネル (4bit) シリアル入出力1チャンネル
アナログ入力分解能	10 ビット (入力範囲: 0~5V)
組込みプロトコル	ARP,DHCP,ICMP IP,UDP,TCP,HTTP
TCP 最大コネクション数	5
通信バッファ	16k バイト
RS-232C 通信速度	9600bps~115.2kbps(フロー制御あり)
電源	+12V,100mA

表 3.2: PICNIC パラレルポートピンアサイン

RA0~3:アナログ入力, 13 ピン:DC+5V 出力

RB0~3:デジタル入力,RB4~7:デジタル出力

26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14
GND	GND	GND	GND	GND	GND	GND	GND	GND	GND	GND	GND	GND
RA0	RA1	RA2	RA3	RB0	RB1	RB2	RB3	RB4	RB5	RB6	RB7	DC+5V
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

の 1/8 の速度で通信速度が異なる PICNIC を介した通信は行なえない。フィルターホイル側の通信速度を上げればよいのだが、ホイルを制御する IC(PIC16F84A) のプログラムメモリが最大 8K ワードであり 1200bps 以上の通信速度を設定する場合メモリオーバーとなることから 9600bps 通信速度にすることはできない。そのため PICNIC 側の通信速度を変更するしかない。PICNIC の制御は PIC16F877-20 に書き込まれているアセンブラプログラムによるもので通信速度を変更する場合、PIC に書き込まれたプログラムを変更しファームウェア(IC)を焼き直す必要があり、C 言語のように PC 上でコンパイルし直すように簡単にはいかない。PIC のプログラムを書き換えるためには PIC に直接書き込む道具の PIC ライター、アセンブラプログラムをコンパイルするデバッカ、PIC ソースプログラムが必要である。幸いにも PICNIC の PIC ファームウェアは PICNIC 販売元のトライステートが公開しておいたため ([13]) 必要な箇所を変更するだけでよい。このプログラムは、秋月電子製アセンブラ PA(コンパイルソフト)でコンパイルすることを前提として書かれていて、一般的に用いられるアセンブラの MPLAB などではそのままコンパイルできない。PIC ライターには秋月電子製の PIC プログラマーキット Ver.3 を用いた ([14])。PC と PIC ライターをシリアルケーブルでつなぎ、アセンブラプログラムをコンパイルし

表 3.3: フィルターホイール送信コマンド

コマンド	機能	リターンコード
"S"(ASCII コード)	ステータスリード	"1", "2", "3", "4", "5", "6", なし
"1", "2", "3", "4", "5", "6"	数字で指定したフィルターホイール位置に移動	なし

てできた 16 進数表記の Hex ファイルを MS-Dos 上から付属のライターソフトで直接書き込むことができる。このキットに PA アセンブラも付属されてるためデバッカは PA を用いた。

PIC のシリアル通信の制御は USART が行なっていて、通信速度 (ボーレート) はボーレートジェネレーターの設定によって決まる。信号はボーレートジェネレーターからのクロック信号に同期してシリアルデータが 1 ビットずつ送信 (受信) される。ボーレート B を決めるパラメータは 3 つあり SPBRG レジスタの設定値 n (0~256 の 8 ビット分, 8 ビットタイマーでクロックカウンタ値 n を利用してタイミングを作っている。) と TXSTA レジスタの BRGH 値 (非同期: $\text{sync}=0$ の場合のみ、出力信号のタイミングを選べ高速モードの場合: 1, 低速モード場合: 0 となる)、水晶発信器などの外部クロック周波数 F によって式 3.1~3.3 決定される。

$$B = \frac{F}{64(n+1)} \quad (\text{sync} = 0, \text{BRGH} = 0) \quad (3.1)$$

$$B = \frac{F}{16(n+1)} \quad (\text{sync} = 0, \text{BRGH} = 1) \quad (3.2)$$

$$B = \frac{F}{4(n+1)} \quad (\text{sync} = 1, \text{BRGH} = 0) \quad (3.3)$$

PICNIC の外部クロックは LAN コントローラーと共用のため 20MHz 以外のものはつかえない。式 3.1 よりボーレート $B=1200$ のとき $n=259.4$ となり 256 を越えてしまう。しかし [15] の表 5.17 によれば、外部クロックが 20MHz の場合 $n=255$ を設定すれば 1200bps が達成できるとある。アセンブラプログラムを [$\text{sync}=0, \text{BRGH}=0, n=255$] となるよう変更しファームウェアに書き込み込んだ。1200 bps での動作するかチェックをしたところ問題なくでの通信は行なえた。なぜ、 $n=255$ の設定で動作するのか詳しくはよく分からないが、設定した値が [15] 表 5.17 のエラーレイトの範囲内のためだろうか。また、 $F=20\text{MHz}$ の場合は 1200bps の通信速度が最低速値となる。

これにより PICNIC から LAN 経由で信号を送りシリアルポートからフィルターホイールへ命令を送ることができようになった。フィルターホイールの動作は電源を入れると必ず #1 移動し、1~6 の移動命令コマンドが送られてもまず #1 に移動しその後指定した位置へ移動する。 #1 に移動するのは駆動モータを初期化するもので、 #2 から #6 へ移動する場合は #2 → # → # 6 となり最大移動時間は約 15 秒となる。ホイール回転中は通信コマンドを受け付けない。

PICNIC のシリアルポートからコマンドの送信は C プログラムで行える。Telcon 上では `execcmd.c` の一部を書き換えフィルターバンド毎にスケジュールコマンドを作った。プログラムは、1) フィルターホイールにコマンドを送り回転中に CCD 撮像がスタートしなよ

う 2)15 秒間 Sleep 状態にし 3) ステータスコマンドを送りフィルターの現在位置を確認して 4) 送信したコマンド位置と等しければ終了し次の動作に移るようにした。CCD 画像をどのフィルターで撮像したか FITS ファイルにフィルター情報を書き込むため ap7.c の一部を書き換えた。FITS ファイルには、フィルターホイールの位置 #1～#6 とフィルター種類 (バンド) を書き込む。フィルターホイールの位置と装着するフィルタは表 3.2 とした。電源投入後に必ず #1 に戻ることからフィルターホイールの不具合などで制御ができなくなった場合や、GRB 発生時にすぐ撮像できるよう #1 は CCD の量子効率の悪い U バンドではなく R,I バンドにした方が良いかもしれないがこれは今後の使い方によって検討すべきである (変更はヘッダーファイルの書き換えのみで良い)。

表 3.4: フィルターホイールの位置とフィルターの対応関係

フィルターホイール #	バンド
1	U band
2	B band
3	V band
4	R band
5	I band
6	C band

3.3 ROOF 制御

ROOF の開閉は、ROOF 制御盤に用意されている端子に信号を送ることで行なうことができる。端子の接続先には、オムロン社 G6B-DC12V [2] リレーが取り付けられおりここに DC12V の電圧を加えることでリレー作動し ROOF が開閉するようになる。図 3.3 は制御盤の接続端子で PC からの開閉信号は PC1～PC6 に入力し N12 は共通の接点とした。リレー G6B の各+接点と端子 N12 を接続し-接点に PC1～PC6 の端子を接続してあるため、PC1～PC6 に GND 側をつなぎ N12 には+12V をつなげばよく、GND に接続するかしないかで ON/OFF を制御を実現したい。このスイッチング (ON/OFF) 機能を、PICNIC のデジタル出力チャンネルを利用して行なうことができる。デジタル出力チャンネルを ON(OFF) にするとパラレルポートの対応するチャンネルに+5V(0V) が出力され、この ON/OFF 制御は Web ブラウザーを利用する方法と、C 言語プログラムでパラレルポートのデジタル出力を ON にする命令を PICNIC にを送るプログラムを書く方法がある。このデジタル出力の先にトランジスタを取り付けて、デジタル出力 ON にするとリレーの-接点が GND と接続されるようにした。また信号は ROOF 制御盤へ Dsub37 ケーブルによって出力し、制御盤の端子台と PC1～PC6,N12 の端子と結線しリレーを送る。

以上のことを踏まえスイッチ回路を製作した (図 3.3)。トランジスタは一般的に使用されえる 2SA1015Y(PNP) を選んだ。リレーの作動電流は 19.1mA([2])、トランジスタの電流増幅率 $h_{FE} = 120 \sim 240$ から使用するベース電流は $i_B = \frac{19.1}{120} = 0.159mA$ 以上であればよい。PICNIC からの出力が+5V であるため使用する抵抗は $R = \frac{5}{0.159 \times 10^{-3}} = 31.45k\Omega$

以下であれば良くスイッチ回路では $18k\Omega$ の抵抗を使用する。PICNIC のパラレルポートとスイッチ回路を 26 ピンフラットケーブルで結んだ。パラレルポートの一方の列は全て共通 GND なので信号が出力される列のピンと各回路を結線した。トランジスタの各エミッタには PICNIC の共通電源出力の GND を結線する。コレクタ出力は Dsub37 ピン (メス) の各ピンに繋ぎ配電盤へ出力する。配電盤の端子台から各接続端子を結線することで PC からの信号によって制御可能となる。

パラレルポートの制御は C プログラムで行った。ROOF を開く場合リレーに常に電流が流れている必要はなく一瞬だけでよい。しかし、PICNIC の出力信号はいったん ON にすると OFF にするまで +5V 出力し続けるためリレーには電流が流れ続け負荷がかかるし、各出力ポートは独立であるため “開ポート” が ON 出力し続けた状態で “閉ポート” を ON にすると誤作動につながる。よって、PICNIC へ ON 信号を出したら数秒後に OFF 信号を送るようにした。また、開閉時の ON 信号を出力する際にもまず全ポートを OFF する (初期化) ようにした。このプログラムを Telcon の Roof open/close 関数をに書き換えスケジュール命令通に動作することが確認できた。これにより Telcon で全ての観測装置の制御が可能になった。

3.4 極軸合わせ

天体の観測において望遠鏡の導入精度、追尾精度は非常に重要である。使用する望遠鏡は赤道儀モードで観測を行なうため、より正確な極軸を設定を行なう必要がある。LX200 望遠鏡では通常、2つの基準星の位置情報と極軸が合っていないことによって生じるズレを補正する方法でこれを数度くり返し極軸を調整していく。この方法で、[4] によれば 1 晩の調整で平均 3.54 arcmin. の導入精度と、最大 3.05 arcmin./hour の追尾精度を実現している。

8 月の観測小屋を設置し、ピラー却をセメントにボルトで固定した。そして、ピラー却に水平ウエッジ、LX200 を取り付けピラー却の調整ネジで水平ウエッジの水準器を用いて水平出しを行った。水平出しは定量的な調整ではなく水準器を目で確認しながら行なったが問題ないはずである。LX200 を格納後、[4] と同様の方法で数晩に渡り極軸合わせを行った。このとき観測地の位置情報、時間情報 (GPS による) は正確に設定した。もし、極軸が正確であれば指定した天体座標を入力すれば視野内に導入できるはずである。しかし、ほとんど視野内に天体を導入することができなかった。その問題点として天極付近 (Dec=-90) の基準星である八分儀座 σ 星を導入が難しく時間がかかることである。CCD カメラで画像をとり星が視野中心にあるか確認しながら行うが八分儀座 σ 星を撮像し別の基準星に合わせるため望遠鏡を動かすときに、CCD カメラが望遠鏡のマウント部分に接触してしまうためいちいち取り外さなくてはならない。CCD カメラを再度取り付けることによって重さで視野方向が多少上にずれることも考えられる。(東海大では、実際にずれてしまうことがあるが、常にずれるとは限らない。そこで、上記の方法とは違う、赤道付近の 1 つの星に注目し、極軸が合っていないために生じるズレる方向を観測し極軸の補正を行ないながら極軸を合わせていく Drift 法と呼ばれている方法を使つての極軸合わせて行なった。(RIBOTS でもこの方法を極軸を合わせたい)。この方法を用いる利点は、極付近の基準星 (八分儀座 σ 星) を必要としないこと、Meade マニュアルに書かれて

いる方法よりもより高精度に極軸を合わせることができること (と言われているが比較できていない) である。また、極付近を撮像する必要がないため CCD カメラをいちいち取り外す必要がない。以下、この Drift 法について説明する。

方位角方向 (東西方向) 合わせ

S まず、望遠鏡の水平に設置し、水平ウェッジの仰角をおよそ観測地点の赤緯と同じぐらいに合わせて置き、鏡筒を時角 0 時、Dec=90° に合わせておく。CCD カメラを X 軸 Y 軸が東西、南北方向となるように調整する。そして、天の赤道を南中するあたりの星を導入する。望遠鏡をコントローラーで Polar モードに設定し追尾させる。このとき、極付近の基準星を水平ウェッジで導入する必要はない。星を CCD カメラの中心し、星がどのように動くか観察する。設定した極軸が真の極軸より西にズレていれば、星は北に逃げて行く。同様に東にズレてる場合には南にずれていく。望遠鏡の方位角方向ネジを動かして、星が CCD 視野中心からズレた (動いた) 南北方向と反対方向に星を持ってくるよう東西方向の調整を行う。そして、コントローラで CCD 視野中心に星を入れ同様に星の南北方向の動きを観察する。これを、繰り返して行くうちに、星の動きが反対向けになるときがあるのでこの時点で、望遠鏡の東西方向の調整で正確な極軸方向を通り過ぎたこととなり、方位角方向のネジを少し戻し東西方向が合ったものとする。この時点で仰角もずれているので星は CCD 視野内を南北方向だけではなく東西方向にもズレていく。ここでは、南北方向のみに注目するため東西のズレは、コントローラを使って CCD 視野中心にくるように動かし南北方向ズレだけに注目する。

仰角合わせ

次に、天の赤道付近で東の地平線から 20~30 度程度昇った星を CCD 視野中心に導入して、星の動きを観察する。導入した星が、CCD 視野中心から、南に動いていけば望遠鏡の極軸は南にズレていて (低すぎる)、北に動いていけば極軸は北にズレている。(高すぎる) 水平ウェッジの仰角を調節して、星がズレた方向とは反対側にくるようにする。そして、星をコントローラーで視野中心に持ってきて星のズレを観察する。最終的に、星が南北にズレなくなったら、極軸合わせは完了となる。

表 3.5: 視野内の星のズレ方向と極軸のズレ方向の関係

	方位角	方位角	仰角 (東側)	仰角 (東側)	仰角 (西側)	仰角 (西側)
視野のズレ方向	北	南	北	南	北	南
極軸のズレ方向	西 (方位角)	東 (方位角)	高 (仰角)	低 (仰角)	低 (仰角)	高 (仰角)

3.4.1 東海大での極軸テスト

東海大学の望遠鏡 LX200-GPS25 を用いて、3.4 で示した Drift 法による極軸合わせを行なった。Drift 法を行なう際には、基準星のズレをより高精度にとらえるため、短時間で調整を行なうため CCD を用いずビクセン社製 GA-4 とアイピース組み合わせて眼視によ

り調整した。GA-4 は、十字線指標と照明装置がついていて 3 倍バローレンズつきである。これは、ガイド撮影のときに星のズレを検出するさことに用いられている。CCD カメラで撮像しながらの行なうと画像を確認するまでに時間がかかってしまいリアルタイムでの補正を行ないないため眼視によって調整したほうが短時間で正確に調整でくる。2003/9/10 に 1 晩かけて Drift 法による極軸あわせを行なった。30 分間以上基準星の移動がなくなった状態で極軸が合ったもとと判断し複数の天体について導入精度を調べた。まず、明るい恒星の天体座標を入力し望遠鏡を移動させる。その後コントローラーで目標天体が視野中心 (GA-4 中心) に持ってきてそのとき望遠鏡が示す天体座標を読み取る。入力した天体座標と読み取った天体座標の差が導入誤差となる。このようにして明るい 13 天体について行ない図??平均 0.0557° の導入精度を達成した。LX200-30 と Ap7 を組み合わせたときの視野が 0.23° であるためこの導入精度が達成できれば目標天体が視野から外れることはない。また、HETE-2 衛星からの GRB アラートに対して望遠鏡を向ける場合、衛星の位置決定精度が 10 arcmin. であることから観測視野 0.23° の場合に GRB 発生エリアをカバーするために要求される導入精度は 0.0577° である。GRB の観測時には F6.3 レデュサーを用いるため視野が広がり導入精度は 0.1404° で良い。今回の平均導入精度はこれらを十分に満たしてるため、Drift 法による極軸あわせの有用性が示せた。

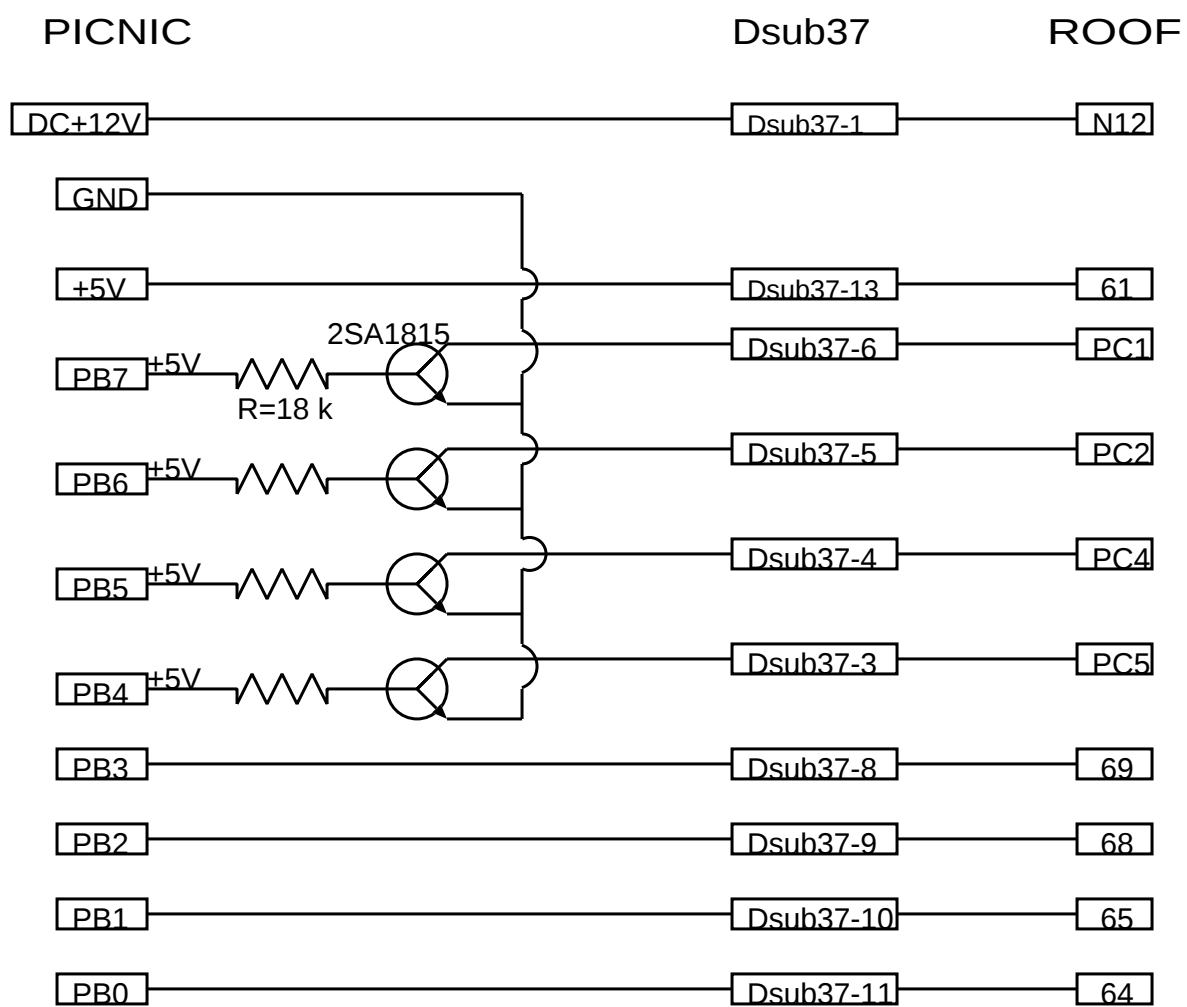


図 3.2: スイッチ回路図

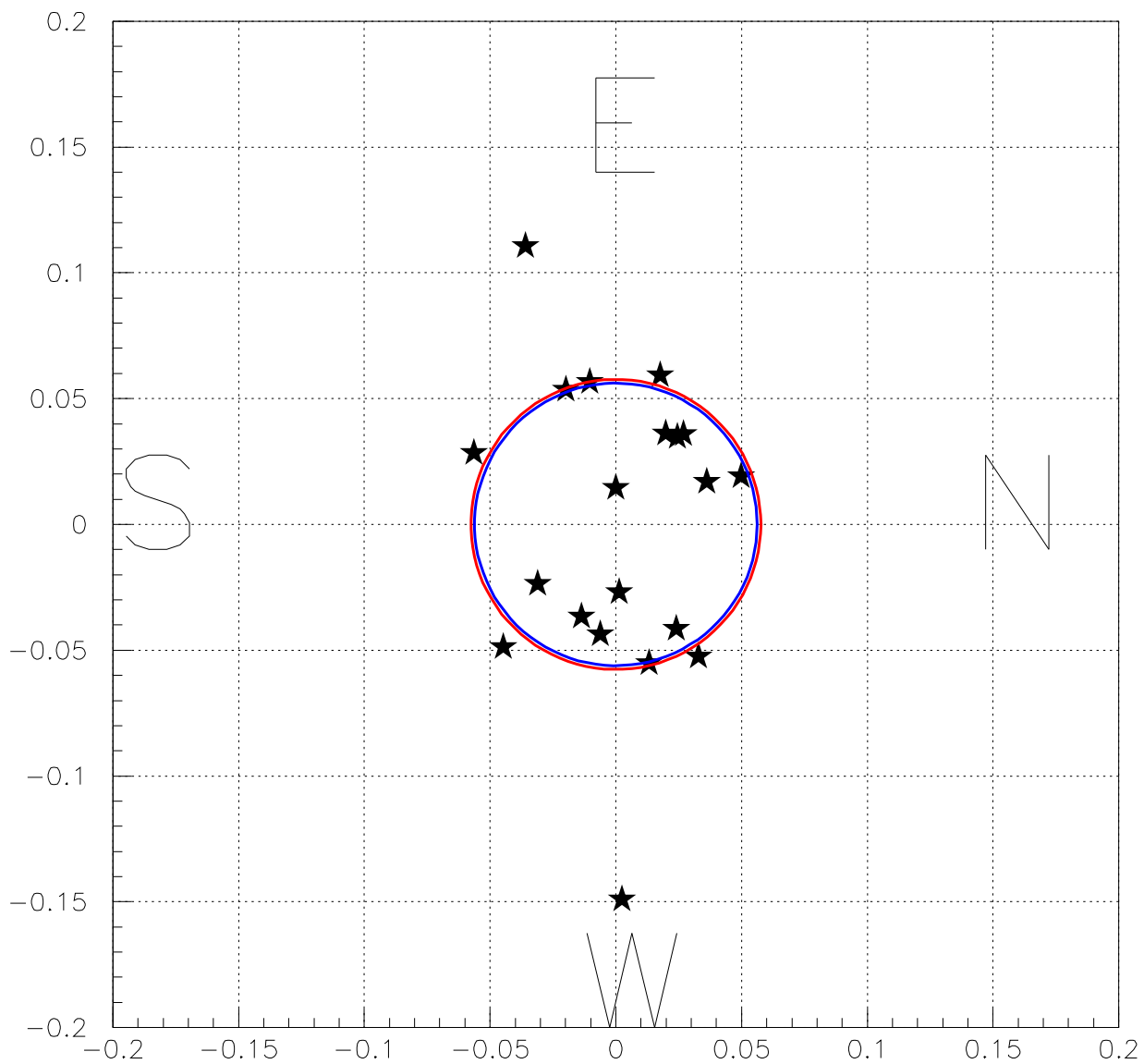


図 3.3: Drift 法極軸設定後の導入精度。中心円は平均導入誤差 0.0557° 。

第4章 撮像データの解析

4.1 画像の一次処理

観測対象の天体を CCD カメラで撮像した画像は (Light Flame) ノイズなどが多く含まれるため S/N が悪く正確な天体の測光を行なうことができない。そのためノイズ処理や画像の補正を行なうことで S/N の良い画像得られ天体の測光が可能となる。測光画像を準備であるノイズ処理などを一次処理といい以下各過程について説明する。尚、データ解析には NOAO(National Optical Astronomy Observatories) が提供しているソフトの PC-IRAF(Image Reduction and Analysis Facility) を用いる。[16]

4.1.1 Dark Flame の補正

Dark Flame とは、CCD カメラのシャッターを閉じたまま撮像した画像のことでノイズ処理に利用する。CCD は半導体でできていてそこに蓄積する電子の数がカウント数となる。電子の蓄積は、光を当てた場合に生ずる光電子と熱(温度)による熱電子の2種類によって起こる。この熱電子がピクセル蓄積されダークノイズ(暗電流)となる。CCD を冷却して使用するのはこの熱電子の発生を抑えるためで、Ap7 の場合-30~-40° C まで冷却温度のの最大値を設定できる。この設定温度は外気温度に対する相対温度であるため夏と冬では同じ設定温度でもダークノイズは異なる。図 4.1.1 は、ダークノイズの量と露出時間の関係を設定温度を変えてみたときのもので CCD デバイスの温度依存性がはっきりわかる。なお温度は PICNIC で測定した外気温度(平均 18.5° C)と CCD の冷却温度(-32~10° C)の差で CCD デバイスの実温度である。ダークカウント N は露出時間 t に比例して増加し

$$\frac{dN}{dt} = \alpha t + \beta \quad (4.1)$$

の一次式でフィットでき、係数 α の単位は [count/pixel/sec] でこれがダークノイズ(暗電流)に相当する。係数 β は熱電子ノイズ以外のノイズと考えられ、その他のノイズには電荷転送中などに増幅・スイッチングなどで電子回路で発生した電氣的ノイズである読み出しノイズ(Ap7 では 10-15e⁻)、露出時間 0 秒のときにバックグラウンドが 0 にならないよう電氣的に出力値を持ち上げる Bias、それ以外の不確定なノイズがある。各温度の係数は表 4.1.1 にまとめる、これらの温度依存性は図 4.1.1 のようになり、暗電流は CCD 温度を T とすると以下の式??で表せる。

$$\frac{d\alpha}{dT} = 1.28024 \times e^{0.12743T} \quad (4.2)$$

一方 β は、T=8.5 前後で増加の割合が変化しており、T=8.5 以上では不確定なノイズが Exp 的に増加し、8.5 以下ではノイズの量はほぼ一定となることが分かった。読み取りノ

イズや Bias は温度依存性がなく一定と考えられるが、これら 2つのノイズの合計が 1000 カウント以上にもなるのは不自然であり不確定ノイズとの切り離しはできない。CCD に発生するノイズはまとめると

$$N = (1.28024 \times e^{0.12743T} + \beta_T)t \quad (4.3)$$

と表せる。ノイズが 10000 カウント以上と多くなると暗い天体はノイズに埋もれ星像が確認できなくなる。

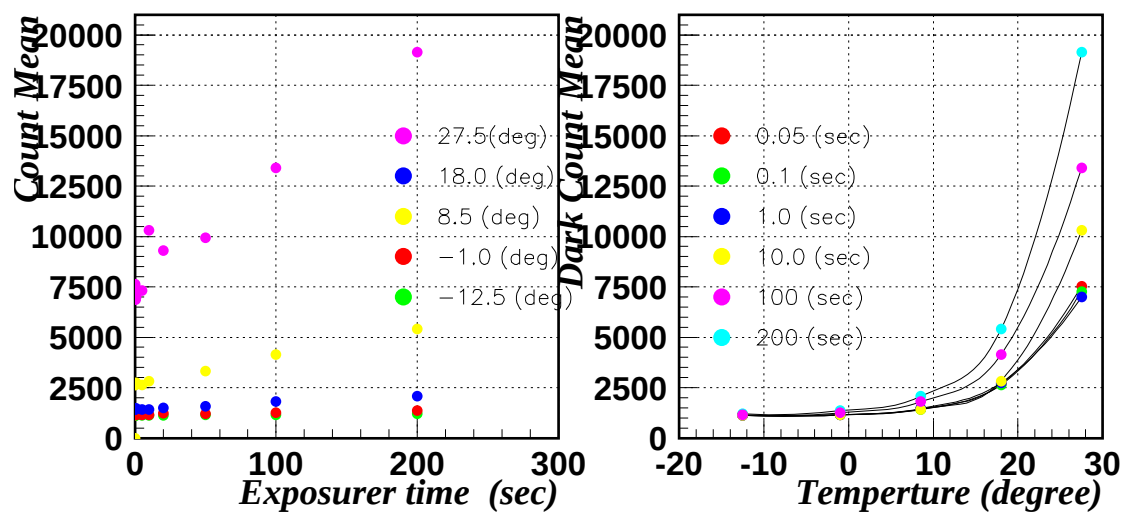


図 4.1: 左図：ダークカウントと露出時間の関係。右図：ダークカウントと温度の関係。)

ノイズは、撮像した Flame 全てに含まれ、これらのノイズを除去する方法は、同じ露

表 4.1: 式 4.2 のフィット係数

T [° C]	α	β
-12.5	0.35866	1125.1
-1.0	0.90459	1163.0
8.5	2.8963	1474.7
18.0	10.856	3074.5
27.5	58.771	7427.1

出時間の Dark Flame を複数 (3 枚以上) 撮像しそれらの加算平均をとった Flame を作り、これを撮像データ Flame から引き算すればよい。複数枚の加算平均をとるのは、ダークノイズはランダムノイズであるため平均化することでばらつきを抑えるためである。Bias や読み取りノイズも Dark Flame に含まれるため Dark Flame の引き算でほとんどのノイズを落とすことができる。

4.1.2 Flat Field 補正

CCD はピクセル毎に感度差があり均一な光が当たったとしても全てのピクセルが同じカウント数を返さない。また撮像した画像には望遠鏡の収差・周辺減光・鏡やフィルタに付着したゴミによるゴーストなど光学系による光量のムラが含まれてしまう。光量のムラがあると部分的にカウント数が増減するため正確な測光が行なえない。ピクセル毎の光量のムラの補正を Flat Field 補正という。補正の方法は、Light Flame を撮像するときとまったく同じ状態で望遠鏡に一樣光を当てて撮像し、Flat Flame を取得する。Flat Flame には光量のムラの情報が全て含まれ、この Flat Flame を 1 で規格化し、Light Flame を割算することでピクセル毎のムラを補正することができる。(1 で規格化するとピクセル毎に全ピクセルに対する相対感度が求まり、平均光量が多いものは 1 より大きくなり、少ないものは 1 より小さくなる。割算することでピクセルの感度は相対的に全て 1 となる。) この補正では、一樣光を得るということが大変難しく、観測施設内部でスクリーンを蛍光で照らして撮像する方法 (Dome Flat) や薄明前後の空を撮像する方法 (Sky Flat) などがある。CAROTS では、狭い観測小屋での Dome Flat は無理であるため Sky Flat を用いて補正を行なっている。

実際 Flat Flame の取得は、薄明前後の空に望遠鏡を向けカウント数が 10000 以上になるぐらいの露出時間で撮像した Flat Flame のを複数枚取得する。同じ露出時間の Dark Flame を取得する。各 Flat Flame から Dark Flame を差し引きこれらをメジアン合成で平均化して 1 で規格化し Flat Filed 補正に使用する Flame を作る。そして、平均化した Flat Flame で Light Flame を割算することで補正することができる。

これらの補正を行なうことで測光フレームを得ることができる。測光フレームを Reduction Flame とすると

$$(ReductionFlame) = \frac{(LightFlame) - (DarkFlame)_{ave.}}{(FlatFlame - DarkFlame)_{normalize}} \quad (4.4)$$

とまとめることができる。また、図 4.1.2 は各補正フレームと Light Flame と Reduction Flame の比較である。各補正を行なうことで S/N が上り暗い天体が浮かびあがる。

4.1.3 Object Flame の合成

一般的に CCD に蓄積される光量は時間に比例して増えるため暗い天体を観測する場合には Light Flame の露出時間を増やせばよい。しかし、実際の露出時間はノイズ量、望遠鏡の追尾誤差などにより制限がかかる。そのため、複数の Light Flame を取得し加算することで露出時間を長くした時と同じ画像を得ることができる。全フレームの露出時間の合計を積分時間という。Light Flame を加算は、各 Light Flame 毎に式 4.4 の補正を行ないできた画像 (Object Flame) を足し合わせる。このとき問題になるのは、追尾誤差によって星が視野中心からズレていくことによりフレーム内毎に星像のピクセルが位置ズレしてしまうことだ。この状態で加算すると左図 4.1.3 のように星像が一点で交わらず加算した意味がない。この場合は各 Object Flame を平行移動させて一点で交わるようにオフセットさせる。オフセットさせる量を決めるため各フレーム同じ 3 つの星のピクセル座標 (x,y) を調べ、この 3 点の重心 (G_{xi}, G_{yi}) を求める各フレームの基準ピクセルとする。($i=1,2, \dots, n$)

$$G_{xi} = \frac{x_1 + x_2 + x_3}{3}, \quad G_{yi} = \frac{y_1 + y_2 + y_3}{3} \quad (4.5)$$

次に、加算フレームの枚数を n とし、各フレームの重心点の平均値 ($G_{xAve.}, G_{yAve.}$) を求め各フレームのオフセットを決める基準とする。(各フレームの重心点がこの平均値になるように平行移動させる)

$$G_{xAve.} = \frac{\sum G_{xi}}{n}, \quad G_{yAve.} = \frac{\sum G_{yi}}{n} \quad (4.6)$$

各フレームのオフセット量 (δ_{xi}, δ_{yi}) は、

$$\delta_x = G_{xi} - G_{xAve.}, \quad \delta_y = G_{yi} - G_{yAve.} \quad (4.7)$$

となりオフセット後の各フレームの重心点 (G'_{xi}, G'_{yi}) は

$$G'_{xi} = G_{xi} + \delta_x, \quad G'_{yi} = G_{yi} + \delta_y \quad (4.8)$$

となる。この重心補正によって加算フレームの星像はきれいに一点で交わる (右図 4.1.3)。

次に、加算枚数のよって S/N がどのように変わるか調べてみた。2003/12/24 に R バンド 60 秒露出 ($\times 6$) で Mkn421 を撮像したときの画像を用いる。各フレームは式 eq:reduction に従って補正を行ってある。S/N はのノイズはランダムノイズのためポアソン分布を仮定し、理想的な観測装置を使用した場合 $S/N = S/\sqrt{S} = \sqrt{S}$ となる。S/N の評価式は [?] で使用したものを用いる。ある星像のカウント数をガウス分布でフィットし、バックグラウンドカウント N_{bkg} , 星像の大きさ (立上りから立ち下がりまでのピクセル数) R , バックグラウンドレベルからの最大ピークカウント S_{peak} とすると、評価式は式 4.9 となる。

$$\frac{S}{\sqrt{N}} = \frac{S_{peak} \sqrt{2\pi}}{\sqrt{N_{bkg} R}} \sigma \quad (4.9)$$

調べる画像は、加算枚数を 1~6 と 1 ずつ増やしていき同じ星像の S/N を評価した。S/N と加算枚数の関係は左図??から枚数に比例して S/N が良くなり、6 枚の加算で (積分時間 360 秒) で 50.2σ である。S/N の逆数がほぼ測光精度となるため、この場合約 2% の測光精度となる。右図??よりは S_{peak}/N_{bkg} は加算枚数により増えるていて、S/N が良くなるのは、加算を重ねることでバックグラウンドに対する S_{peak} の割合が増すためであることが分かる。

4.2 Aperture Photometry による測光

Aperture Photometry とは、星像が全て含まれる半径の円を仮定し、その円内にあるピクセルの全カウント数 sum と、星のない部分のピクセルあたりの平均カウント数 sky を測定して、星像の $flux$ を計算し同一フレーム内での相対等級を求める方法である。星像が含まれる円の面積を $area$ 、測光フレームの積分時間を $itime$ 、相対等級のゼロ点を $zmag=25$ とすると、

$$flux = sum - area \times sky \quad (4.10)$$

$$mag = zmag - 2.5 \times \log(flux) + 2.5 \times \log(itime) \quad (4.11)$$

から相対等級を求めることができる。

相対等級エラー $merr$ は、

$$error = \sqrt{\frac{flux}{epadu + area \times \sigma_{sky}^2 + \frac{area^2 \times \sigma_{sky}^2}{3.14 \times [(annulus + dannulus)^2 - annulus^2]}}} \quad (4.12)$$

$$merr = 1.0857 \times \frac{error}{flux} \quad (4.13)$$

となる。

sum : aperture 半径内の全ピクセルカウント数 [counts]

$area$: aperture 半径の円面積

sky : バックグラウンドの 1 ピクセル当たりの平均カウント数 [counts/pixel]

$itime$: 測光フレームの積分時間 [sec]

$zmag$: 相対等級のゼロ点

$epadu$: CCD カメラの gain [counts/electron] 値 (Ap7 の場合は 4.5)

σ_{sky}^2 : sky の標準偏差

$annulus$: sky を計算する 2 つの同心円の内円の半径 [pixel] (中心は星像中心)

$dannulus$: 内円と外円の幅 [pixel]

IRAF で測光を行なうには、`apphot` パッケージの "phot" というタスクを使う。このタスクを実行する前に準備として測光に必要なパラメーターの設定を行なう必要がある。このパラメーターとは上の計算で使われる。パラメータは、以下の 4 つのパラメーターファイルを編集して行なう。

datapars:測光フレームのに関するパラメーター
centerpars:星像のフィッティングに関するパラメーター
photpar:測光に関するパラメーター
fitskypars:バックグラウンドの見積りに関するパラメーター

phot を使って 2003/12/24 に観測した Mkn421 の撮像データ (V バンド、60sec× 8) の測光を行なった。パラメーターの設定は以下のように設定し、その他パラメータは Default の値を使った。

datapars:datamin=-10,readnoi=15,epadu=4.5,filter=3,itime=480
centerpars:maxshif=2
photpars:apertur=6,zmag=25
fitskypars:annulus=10,dannulus=5

図??は Mkn421 を測光するときのもので、aperture の線より内側に含まれるピクセルの全カウント数が sum となり、annulus の線と dannulus の線で囲まれた部分の全カウント数を含まれるピクセル数で割った値がバックグラウンドカウントとなる sky である。sum から sky に aperture 内のピクセル数を掛けてた値を引くと星からのカウントだけ flux として取り出せる。これと同じことを他の星 (図??) についても行ない相対等級を求めた。ここで相対等級を求めた星は、[17] で V バンドの実等級が分かっている星である。IRAF での相対等級は星からのフラックスから求めたもので実際の等級の求め方と同じであるため、任意の星に対する IRAF 上の相対等級とカタログ上の相対等級は一致するはずである。IRAF の等級とカタログの等級を比較したのが下図??である。この直線をフィットすると $imag=0.88982vmag+8.7845$ Mkn421 の IRAF での等級が 20.618 なので、この式に代入して V バンド等級を求めると 13.298 ± 0.092 となった。カタログ上で等級の分かっている星を使うことで実際の等級に変換することができ、カタログに等級のない天体の等級も調べることができる。この方法は、同じフレーム上の天体の同士に限られる。違うフレームの天体と比較する場合は大気減光を考慮する必要があるためである。

4.3 Blazar の観測

Blazar 天体は可視光でどのように観測されるか調べるため東海大学において Mkn421 の観測を行なった。観測装置は、望遠鏡が MeadeLX200-GPS25 である以外フィルター、CCD カメラは CAROTS と同じものを用いた。

Mkn421 は、超高エネルギー線が観測されてる Blazar の 1 つで可視光での平均等級が 13 等と観測するに適している天体である。また、超高エネルギー線で観測されてる天体の中で、ここ 1 年間の X 線観測によるフラックスが大きく変動した回数が最も多くフラックスの時間変動が激しい天体である。可視光域の観測数も多く長年にわたりモニターされている。[[?]]

2003/11/16 から 2003/12/24 かけて晴れた夜に BVRI バンドで観測を行った。U バン

ドでの観測は CCD カメラの量子効率が他のバンドに比べて低く、積分時間 10 分でも 13 等級の天体をとらえることができないため今回は使用しなかった。画像のリダクションは 4.1 で説明した手順に従って行ない、測光も 4.2 で説明した方法で行なった。実等級 (カタログ等級) は、V バンド 4.2 と同様 [[17]], B・R バンドは [19] を使った。B・R バンドは比較星が 3 つしかないため直線フィットの精度が悪く決めることができなかったの、比較星と Mkn421 の IRAF 上の相対等級の差を比較性の実等級に加え Mkn421 の実等級とし、比較星 3 つから求まった値の平均値を実等級とした。各比較星から求めた実等級と平均値の残差の 2 乗平均をエラーとした。I バンドは、比較星が見つからなかったため I 等級をきめることができなかった。図 4.3??は横軸に時間 (MJD)、縦軸に等級をとった、B・V・R ライトカーブである。

B・R バンドは MJD=5275(2003/12/8), V バンドでは MJD=52985(2003/12/2) に最も明るくなりっている $B_{max} = 13.21, V_{max} = 12.6, R_{max} = 12.13$ であった。各バンド最も暗いときは $B_{min} = 13.94, V_{min} = 13.78, R_{min} = 13.42$ であった。全体的な等級変化は各バンドとも若干異なっているがほぼ同じ傾向である。星の等級で 5 等の違いは Flux では 100 倍の違いに相当するため、各バンド最大・最小の等級差から式 4.14 を使って Flux 比を求めると表??となる。

$$\frac{F_1}{F_2} = 10^{\frac{2}{5}(m_2 - m_1)} \quad (4.14)$$

表 4.2: Mkn421 ライトカーブの最大等級と最小等級の比較

バンド	最小等級 (Mag.)	最大等級 (Mag.)	F_{max}/F_{min}	$\Delta\text{MJD}(\text{day})$
B	13.94	13.21	1.95	21.9476
V	13.78	12.60	2.94	23.8740
R	13.42	12.13	3.28	18.9015

この Flux 比は最小等級に対する最大等級の比である。各バンドの全データに対して最小等級に対するフラックス比を求めその変動をみると図 4.3 となり各バンド 2~3 倍のフラックス変動がみられた。4.3 下図は、X 線衛星 RXTE の 1 日平均の Flux データ [20] である。RXTE は、X 線で全天サーベイ観測を行ない様々な天体の X 線フラックスを常時モニターし、データは Web 上で公開されている。TeV γ 線で観測されてる Blazar は、X 線のフラックス変動と強い相関があることが知られている。[?][22]X 線と可視光の相関については、様々な多波長観測キャンペーンで調べられていて、[?] では、TeV γ 線/X 線と約 1 日の時間差はあるが同じようなフラックス変動をしている。しかし、1996 年 5 月と 1997 年 2 月に TeV/X-ray で Mkn421 がフレアアップしたときは可視光での相関はみられず、むしろ TeV/X-ray がフレアアップ後におくれて 5 ヶ月間に渡る大きな変動が観測されている [23]。可視光と TeV/X 線の相関はまだはっきりしたことは分かっていない。しかし、多波長間でのフラックス変動の相関やその時間差 (time lag) を調べることは放射モデルを決める上で重要になる。X 線のライトカーブは、MJD=52970 にピークがありその後は MJD=52986 日まで下がりまた増加している。可視光と X 線のライトカーブを比較するとバンドによってピークのズレはあるが X 線と同じように変動している。

謝辞

ありがとうございました。

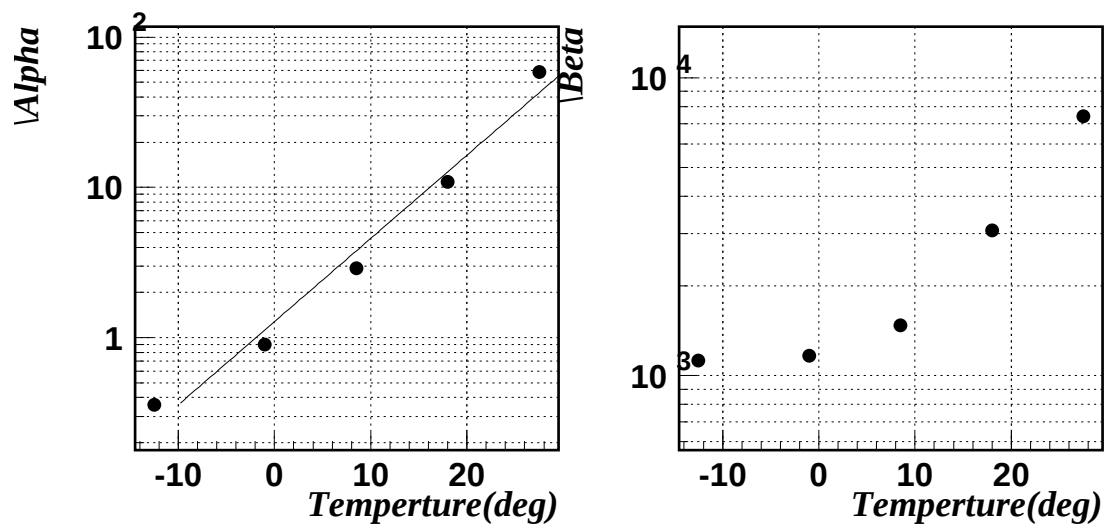


図 4.2: 左図 : α と温度の関係。右図 : β と温度の関係。

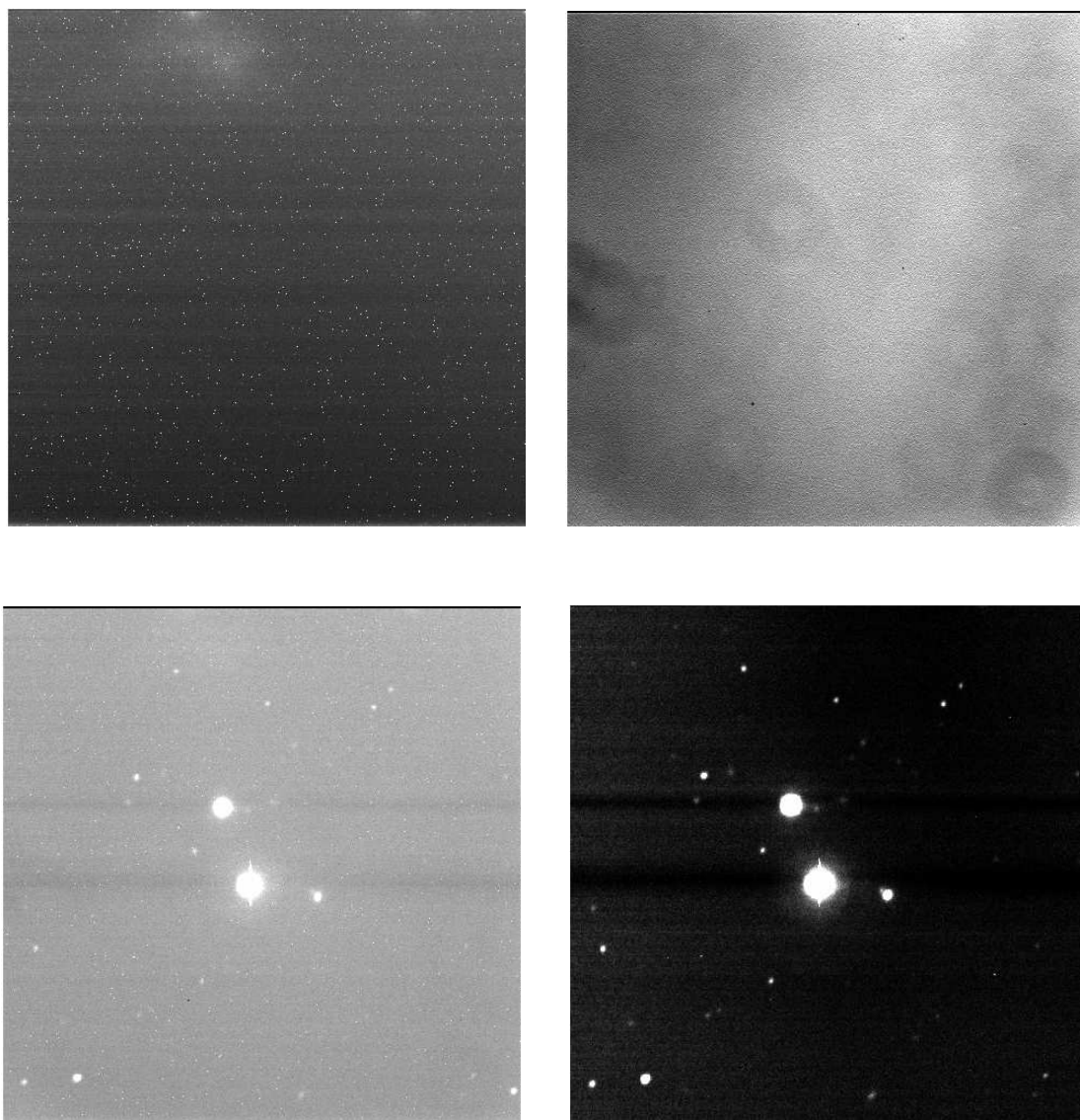


图 4.3: 左上:Dark Flame。右上:Flat Flame。
左下:Light Flame。右下: Reduction Flame

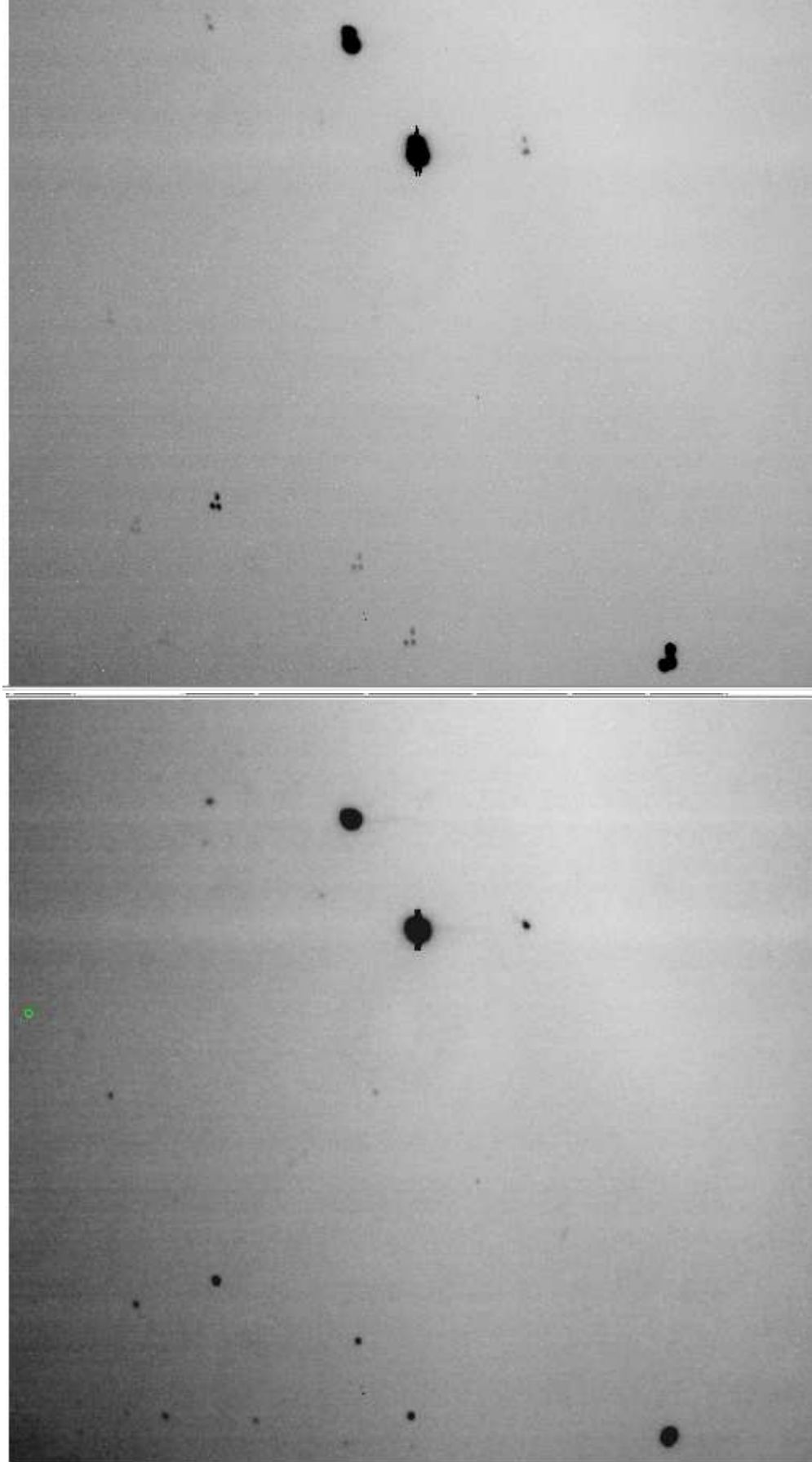


図 4.4: 左図:ピクセル位置のずれた状態での加算フレーム。
右図:重心補正後の加算フレーム

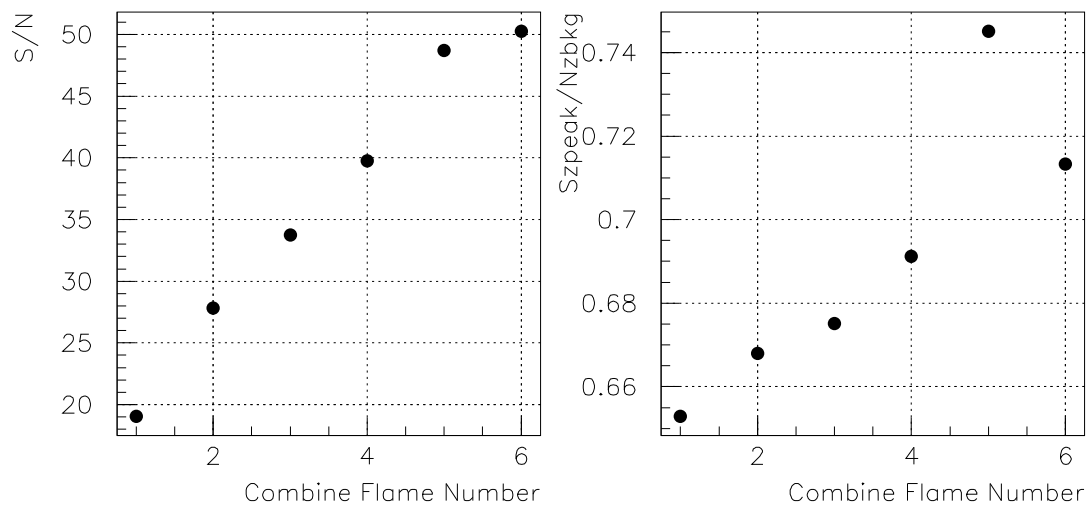


図 4.5: 左図:加算枚数と S/N の関係。右図:加算枚数と S_{peak}/N_{bkg} の関係

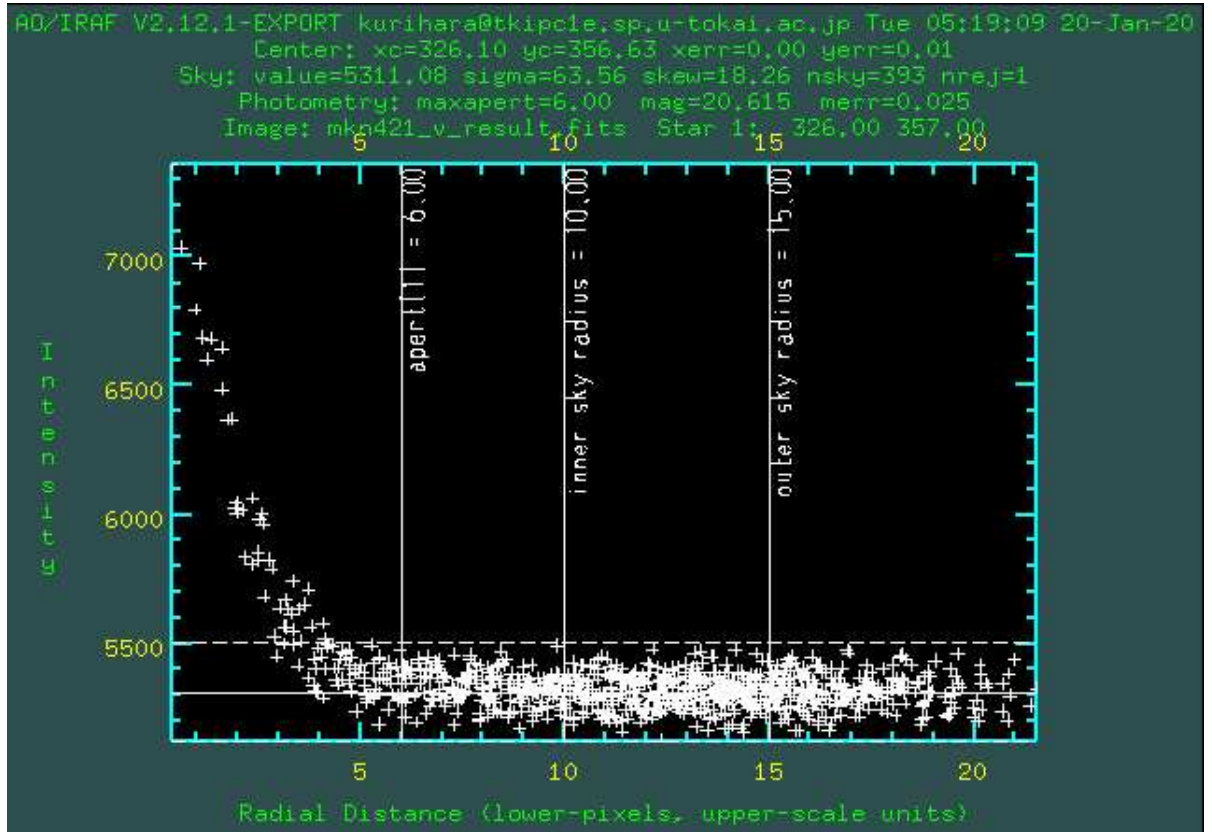


図 4.6: Mkn421 の測光。星像の radial profile をとったときの aperture=6、annulus=10,dannulus=5 の位置関係を表す。

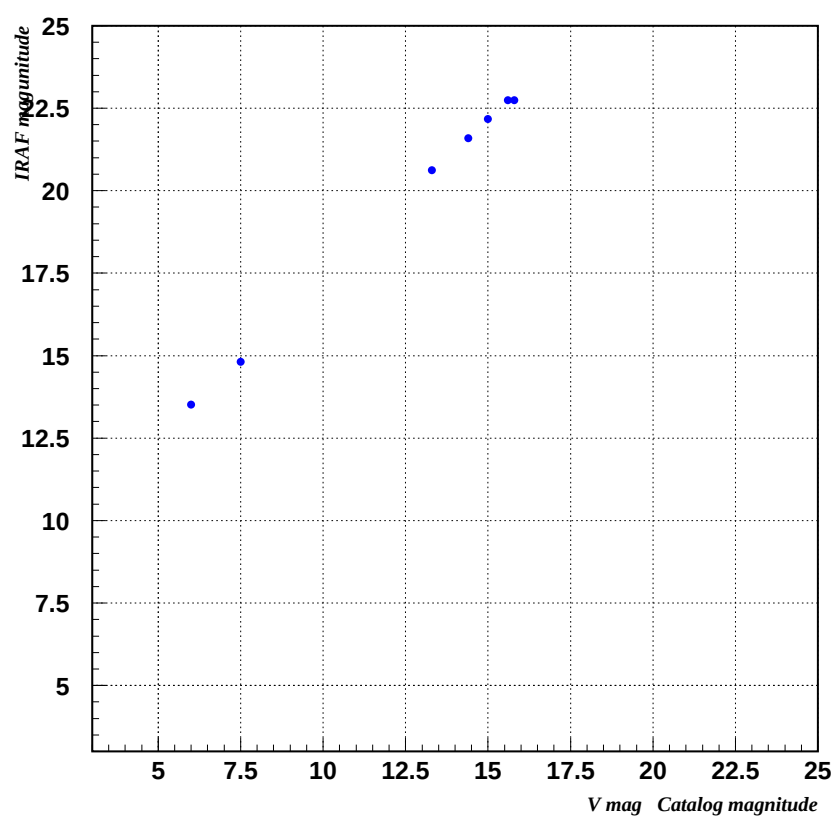
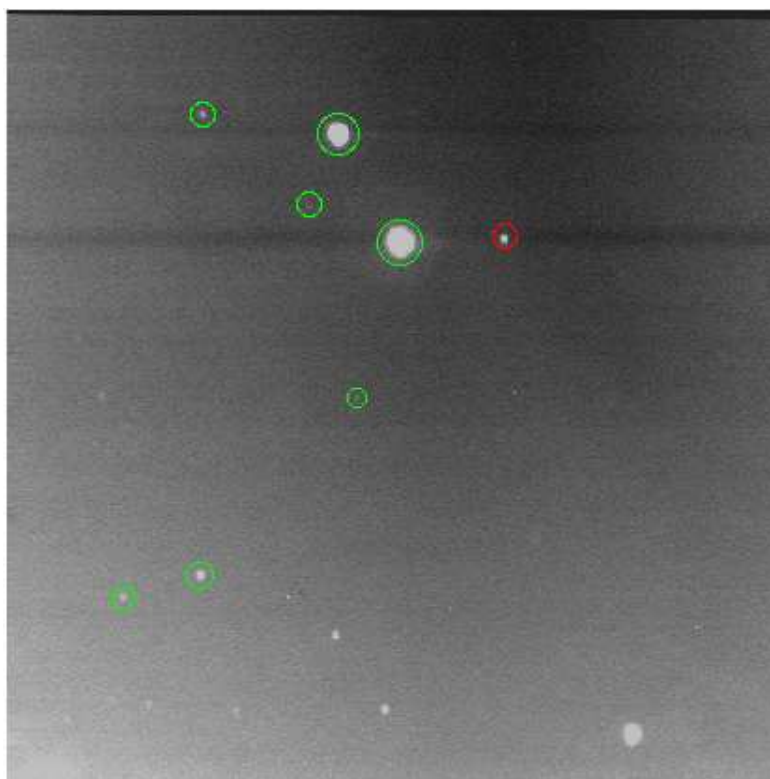


図 4.7: 上図:フレーム内の相対等級を求めた星。赤の星が Mkn421。下図:IRAF 等級とカタログ等級の関係

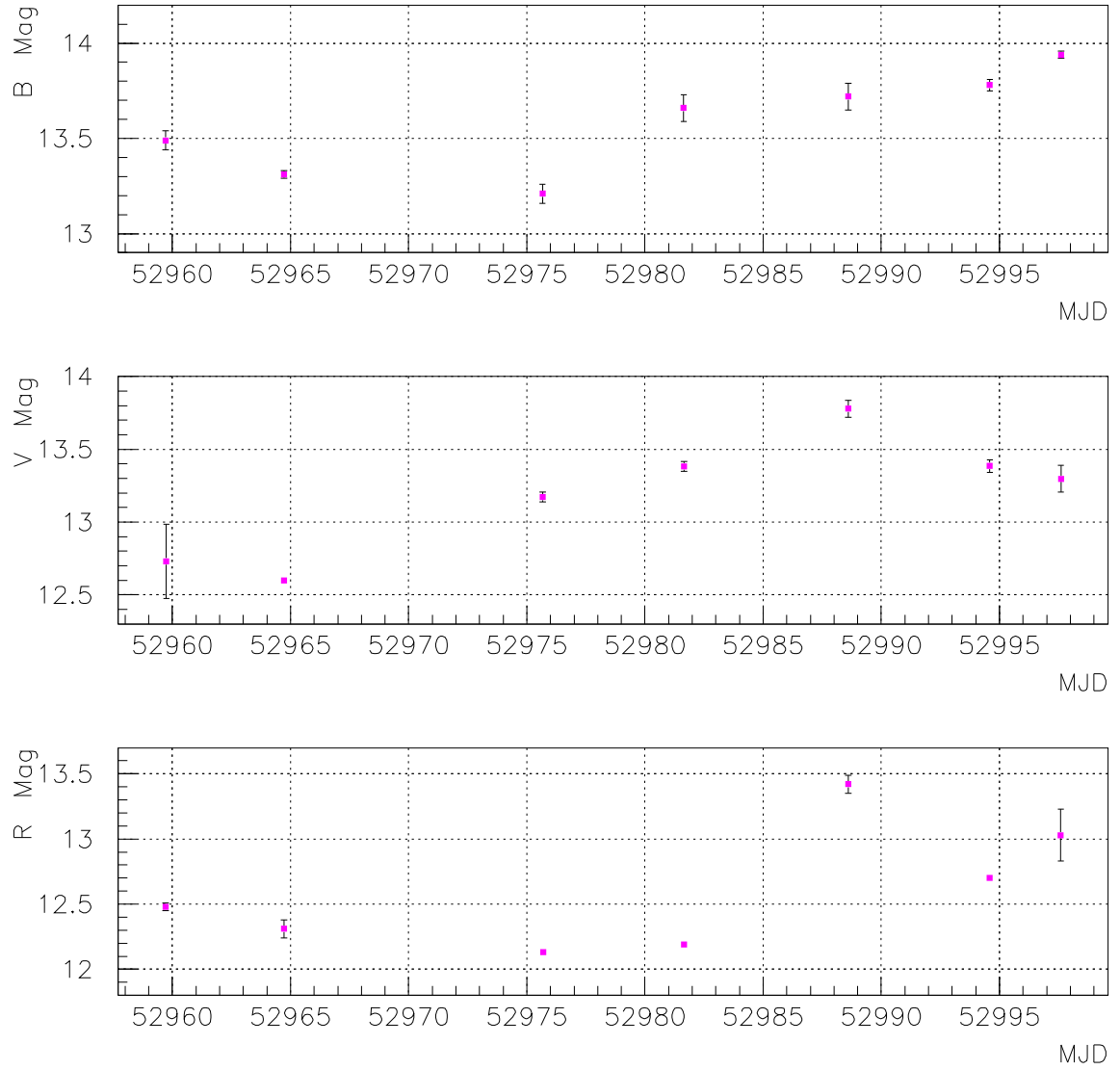


図 4.8: Mkn421 ライトカーブ (上から B,V,R 等級)

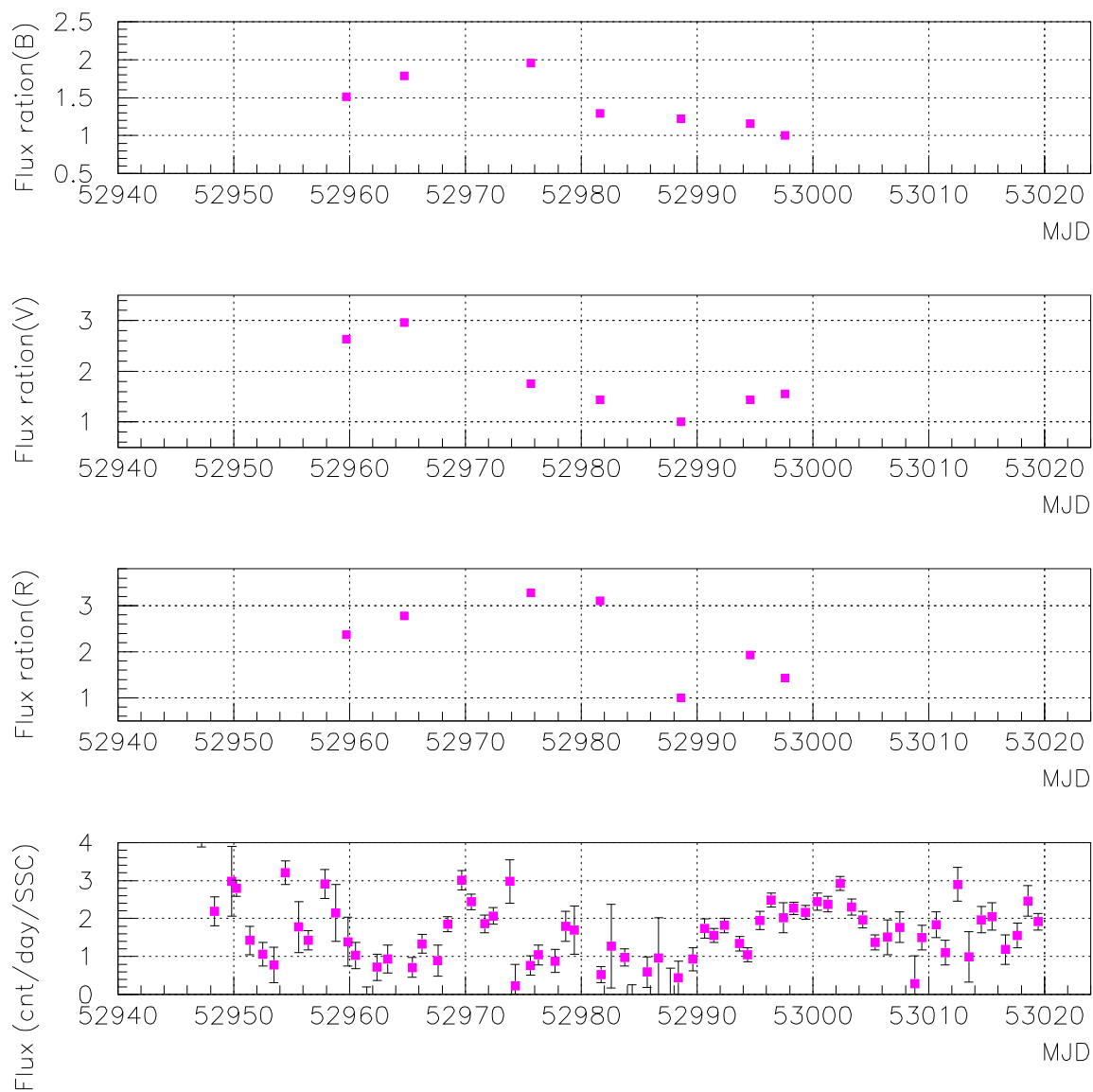


図 4.9: Mkn421 各バンドの最小等級に対する Flux 比の変化 (上から B,V,R 等級)
 下図: X 線衛星 RXTE の 1 日平均の Flux 変化 (2-10 keV)[20]

関連図書

- [1] J.Kataoka , 2000, Ph.D. Thesis, University of Tokyo
- [2] http://www.fa.omron.co.jp/data_pdf/cat/omron/control/g6b_4nd.pdf
- [3] H.L.Marshall et.al. 2002, ApJ, 564, 683-687
- [4] 津野尾 肇, 東京大学大学院物理学専攻 修士論文 (2001)
- [5] P.Coppi, 2003, CANGAROO Symposium 2002 in press, The Universe Viewed in Gamma-Ray , 77-102
- [6] M.Sikora et al., 1994, ApJ, 421, 153-162
- [7] G.Ghisellini & P.Madau, 1996, MNRAS, 280, 67-76
- [8] F.A.Aharonian et al., 2000, New Astronomy, 5, 377
- [9] K.Mannheim , 1993, A&A, 269, 67-76
- [10] J.H.Buckley et al., 1996, ApJ, 427, L9-L12
- [11] M.Punch,et.al., 1992, Nature, 358, 477-78
- [12] J. Quinn et.al, 1996, ApJ, 465, L83-L86
- [13] <http://www.tristate.ne.jp/picnic/menu.html>
<http://www.tristate.ne.jp/picnic/firm12.lzh>(ファームウェアファイル)
- [14] <http://akizukidenshi.com/item.phpinum=K-00038>
- [15] 後閑 哲也, PIC 活用ガイドブック, 技術評論社
- [16] <http://>
- [17] <http://www.aavso.org/cgi-bin/shrinkwrp.pl?path=/charts/UMA>
- [18] F.K.Liu, B.F.Liu, and G.Z.Xie, 1997, A&A, 123,569-574
- [19] M.Villata et.al., 1998, A&A, 130, 305-310
- [20] http://xte.mit.edu/ASM_lc.html
- [21] F.Aharonian et.al., 2003, A&A, 410, 813-821

- [22] H.Krawczynki et.al., astro-ph/0310158, ApJ in press
- [23] G.Tosti, 1998, A&A, 339, 41-51