

冷却 CCD カメラによる アンドロメダ銀河内の暗天体の探索

名古屋大学理学研究科
素粒子宇宙物理学専攻 太陽地球環境研究所
博士課程前期 2 年
本村 真敏

平成 19 年 3 月 22 日

概要

我々 MOA (Microlensing Observations in Astrophysics) グループは、ニュージーランドのマウントジョン天文台において口径 1.8m の主焦点望遠鏡を用いて大マゼラン星雲、小マゼラン星雲の観測を行ってきた。大小マゼラン星雲の観測を行う目的は重力マイクロレンズ効果を利用して、銀河ハローに付随する暗黒天体 (MACHOs) を探索するためである。私はこれに留まらず、別の視線方向を用いた銀河ハロー探索を行うため、または我々の銀河系以外にも MACHOs が存在するのかを調べるため地球に最も近い銀河である M31 の観測を行うことにし、観測装置の作成、設置、データの取得、解析を行った。M31 は我々の銀河に対し 13° の傾きを持っているためフィールド毎の重力マイクロレンズイベント発生率の違いという形で M31 ハローに存在する MACHOs を検出することができる。撮像素子には受光部分が大きく、裏面照射型のため量子効率の高い E2V-4482 チップを使用した。この CCD チップは MOA グループが使用しており、既に観測機器として使用するためのノウハウが構築されている。この CCD の冷却方法としてペルチェ素子により冷却する方式を選んだ。ペルチェ素子による電子式の冷却方法では構造を工夫しなくては極低温まで到達できないが、カメラ筐体そのものを熱を逃がしやすい構造にすることにより安定して -50°C という低温を実現することができた。これは従来の液体窒素による冷却方式や冷凍機による冷却方式に比べ観測中に発生するデッドタイムの問題やコストの問題を解決することができる。2005 年 11 月にカメラの最終的な組み立てを行い、2006 年 1 月に北海道陸別町銀河の森天文台の望遠鏡に設置した。1pixel あたりの視野は $0.16[\text{arcsec}^2]$ チップ全体の総視野は $0.106[\text{deg}^2]$ である。その後このカメラの性能評価としてゲインの導出を行った。その結果ゲインは $2.41[\text{electrons}/\text{ADU}]$ リードアウトノイズは $7[\text{electrons}]$ であった。また、撮影されたデータより夜光によるノイズとカメラ自体のノイズを測定しバックグラウンド全体のノイズの大きさを求めた。そしてバックグラ

ウンドのノイズの大きさから限界等級を求めた。その結果 300 露光を行う場合、およそ 20.85 等級であることが分かった。連続的に観測を行えば重力マイクロレンズ現象は銀河ハロー由来の MACHOs イベントはおよそ 1 年で 2.38 イベント、M31 ハロー由来のイベントは 0.75 イベントだけ見つかる可能性がある事が分かった。本論文ではカメラの冷却方法と組み立て方法、観測計画、性能評価の方法、イベントの解析方法と結果の取り扱いについて述べる。

目次

| | | |
|----------|----------------------|-----------|
| 1 | 序論 | 5 |
| 1.1 | 研究背景 | 5 |
| 1.2 | ダークマター | 5 |
| 1.3 | 重力マイクロレンズ効果 | 7 |
| 1.4 | 増光曲線 | 8 |
| 1.5 | オブティカルデプス | 11 |
| 1.6 | セルフレンジング現象について | 12 |
| 1.7 | アンドロメダ観測の意義 | 13 |
| | | |
| 2 | 観測機器 | 14 |
| 2.1 | 望遠鏡の仕様 | 14 |
| 2.1.1 | 焦点方式 | 18 |
| 2.1.2 | 架台 | 18 |
| 2.2 | CCD | 19 |
| 2.2.1 | CCDの基本原理 | 21 |
| 2.2.2 | CCD44-82の基本構造と動作 | 23 |
| 2.2.3 | エレクトロニクスとCCD制御 | 25 |
| 2.2.4 | GenIII controller 概要 | 25 |
| 2.2.5 | ダークカレント | 28 |
| 2.3 | CCDカメラ容器設計 | 29 |
| 2.3.1 | 容器 | 30 |
| 2.3.2 | 窓 | 31 |
| 2.3.3 | 焦点深度と熱膨張率 | 34 |
| 2.3.4 | 熱収支 | 35 |
| 2.4 | 冷却試験 | 35 |
| 2.4.1 | ペルチェ2枚 | 35 |
| 2.4.2 | ペルチェ3枚 | 37 |
| 2.4.3 | 冷却能力と真空度の関係 | 39 |
| 2.4.4 | 熱流入 | 40 |
| 2.5 | カメラ内部圧力 | 43 |
| 2.5.1 | 分子吸着剤 | 43 |
| 2.6 | シャッター | 43 |
| 2.7 | フィルター | 46 |
| 2.8 | CCDチップのカメラ筐体内への取り付け | 46 |
| 2.9 | ゲイン | 48 |
| 2.9.1 | ゲイン測定用データ取得 | 54 |
| 2.10 | システム図 | 57 |

| | | |
|----------|--------------------|-----------|
| 3 | 観測 | 57 |
| 3.1 | 観測フィールド | 57 |
| 3.2 | 回転するフィールドへの対策 | 57 |
| 3.3 | 温度読み取り回路の取り付け | 61 |
| 3.4 | 霜問題 | 61 |
| 3.5 | データ取得 | 63 |
| 4 | イベント数の見積り | 63 |
| 4.1 | イベント発生率 | 63 |
| 4.2 | イベント継続時間 | 64 |
| 4.3 | 限界等級 | 64 |
| 5 | 解析方法 | 68 |
| 5.1 | DIA | 68 |
| 5.1.1 | リファレンスイメージ | 70 |
| 5.1.2 | カーネルの計算 | 70 |
| 5.1.3 | イベントレイト | 73 |
| 5.1.4 | M31 ハローにおけるイベントレイト | 78 |
| 6 | まとめ | 81 |
| 7 | 謝辞 | 82 |

1 序論

1.1 研究背景

宇宙には光で直接観測をすることができない暗黒物質が大量に存在することが知られている。光を発していない物質が存在しているという根拠の1つに、渦巻銀河の回転曲線がある。回転曲線から予想される銀河の総質量が、光学的な観測で直接検出される質量の10～20倍も大きいのである。この不足している分の質量は未だ不明である。

これら未知の質量の事をダークマターと呼んでいる、このダークマターの候補は天文学的ダークマターと、そうでないものに大別される。

前者の天文学的ダークマターの候補として放射が極めて少ない為に通常の電磁波による観測では検出されない天体、白色矮星、褐色矮星、中性子星、ブラックホールなどがあげられる。これらの天体はMACHOs(Massive Compact Halo Objects)と総称される。

重力マイクロレンズ現象を用いることでMACHOsを観測することができる事が1986年にパチンスキーにより提案された。(Paczynski, B., 1986, A.J., 304, 1 [1])

重力マイクロレンズ現象とは、観測者と背景天体の間をMACHOsが通過する時に、MACHOsの重力場がレンズの役割を果たして背景天体が増光して見える現象である。この増光現象を検出することで銀河のハローにMACHOsが存在することを示すことができる。

重力マイクロレンズ現象はおよそ100万個の星を観測して一個検出されると予想される非常にまれな現象であるために、検出するにはマゼラン星雲やアンドロメダ銀河の様に星の密集した領域で大量の星を観測する必要がある。

1990年代に入って、広視野望遠鏡と大面積CCDカメラにより大量の星を同時に、また連続的に測光することが可能になった。それに伴っていくつかの研究グループが重力マイクロレンズ現象の検出を目的とした観測を始めた。

これまで重力マイクロレンズ現象何例も見つかってきしたが、それらのイベントは恒星がレンズ天体である可能性もありMACHOsが存在するののかもまだ明らかにならなかったとは言えない。またMACHOsは我々銀河系のみが存在するものなのか、アンドロメダのような別の銀河にもこのようなMACHOsが存在するのか、それも依然として謎のままである。

1.2 ダークマター

ダークマターの存在を示す証拠の1つである、渦巻銀河の回転曲線(銀河中心からの距離と回転速度の測定値との関係)について考える。図1.1に我々の銀河の回転曲線を示す。銀河の回転速度は、水素原子から放射される波長21cmの電波輝線のドップラー効果の観測によって、1970年代から銀河の外側まで観測されるようになった(Rubin *et al.* 1980 [12], 1982 [13], 1985 [14])。

図1.1, 1.2からわかるように、銀河の回転速度は我々の銀河やアンドロメダを問わず、中心からある程度の距離以上の部分では、ほぼ一定の値となっている。

ここで、力学的な関係を考えるために、中心からの距離 r において、ある質量 m の天体の

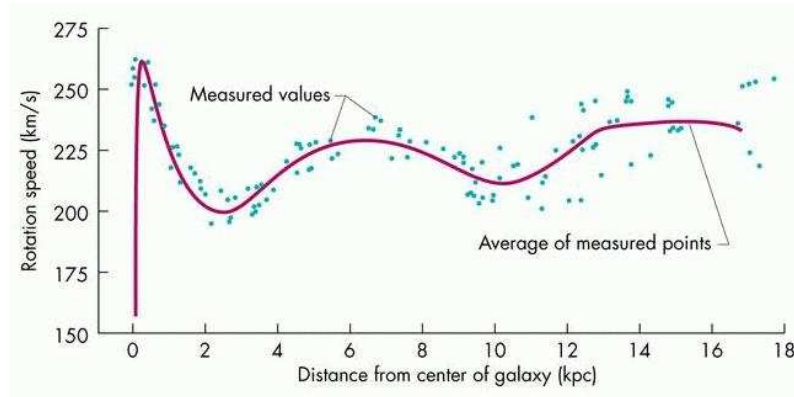


図 1.1: 我々の銀河の回転曲線 (Merrifield *et al.* 1992 [15]) 横軸は銀河系中心からの半径 [kpc] 縦軸は回転速度 [km/s]

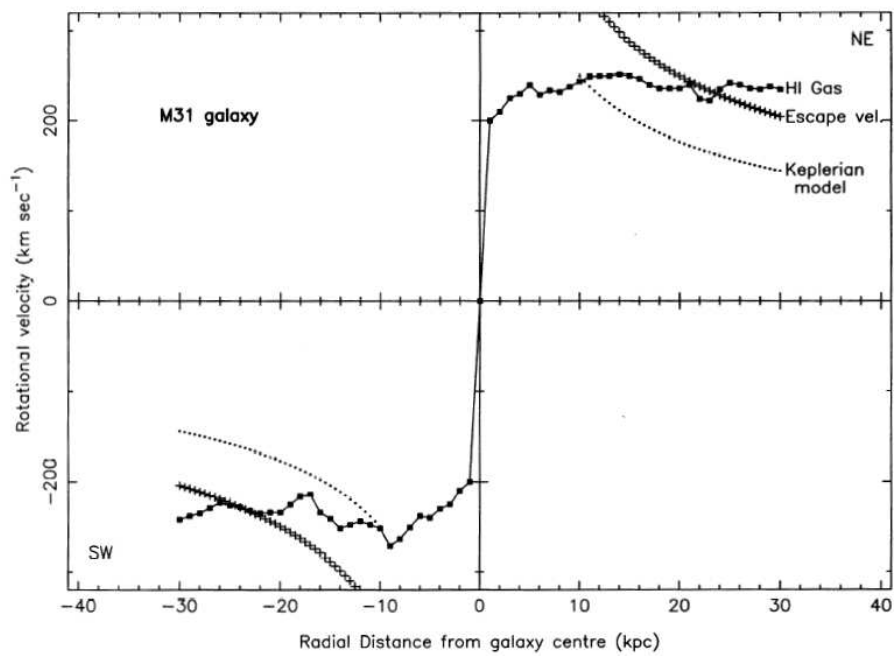


図 1.2: M31 の回転曲線 (JCMT Group *et al.* 1994 [16]) 横軸は M31 中心からの半径 [kpc] 縦軸は回転速度 [km/s] 点線が見えている質量から計算した回転曲線の理論値 ○と縦線のついた線が銀河からの脱出速度である。

回転速度を $v(r)$ とする。銀河の質量分布が球対称であるとし、銀河の総質量が銀河中心に集中していると考え、半径 r 内の銀河の総質量 $M(r)$ による重力と円運動の遠心力がつりあうので、次の関係が成り立つ。 G は万有引力定数である。

$$G \frac{M(r)m}{r^2} = m \frac{v(r)^2}{r} \quad (1.1)$$

$$M(r) = \frac{v(r)^2 r}{G} \quad (1.2)$$

図 1.1 では、回転速度はほぼ一定とみなすことができるので、 $v(r) = \text{Const.}$ とすると、銀河の質量分布は、

$$M(r) \propto r \quad (1.3)$$

となり、中心からの距離 r に比例して銀河の総質量 $M(r)$ は増大することになる。

これに対して、光で観測される天体の質量について考える。星の質量光度比は星の色によって異なる値を持っているので、星の色と明るさから質量を推定することができる。銀河の総質量は、観測された星の質量を推定し、それらを足し合わせることで求められる。観測される天体は、銀河中心のバルジと銀河面のディスク部分に集中しており、半径が大きくなるほど減少し、ディスクの外側では激減することがわかっている。これは式 (1.3) に反することになる。

観測された天体の明るさから予想される銀河の総質量を元に回転曲線をプロットすると右肩下がりになるはずである。これは観測されている銀河の回転曲線が水平であることと矛盾する。

1.3 重力マイクロレンズ効果

1916 年にアインシュタインによって発表された一般相対性理論より、星のように質量を持つ天体の周辺では、その重力のために空間が歪められると考えられる。したがって、その空間を通過する光は歪みにそって最短距離を進むので外からは曲がっているように観測される。この現象は、光に対して天体の重力場がレンズの様な役割を果たすため重力レンズ効果と呼ばれている。観測的には、レンズの役割をする天体 (レンズ天体) が銀河や銀河団などの大質量の天体で、その背景にある天体 (背景天体) からくる光を曲げて複数個の像やリング状の像を見せる現象として有名である (図 1.3)。これに対して、レンズ天体の質量が太陽質量程度の場合には、重力レンズ効果が起こっても背景天体の像の分離はミリ秒角のオーダーになり現在の望遠鏡では分解できず、像が重なって見え、増光しているように見える。この現象を重力マイクロレンズ効果と呼ぶ。

1986 年、プリンストン大のパチンスキーはこの重力マイクロレンズ効果を利用して MACHOs を探索する手法を提案した (Paczynsky 1986 [1])。彼は、大マゼラン雲などの背景天体を観測していれば、偶然、手前を MACHOs に横切られた際、背景天体の増光現象を地上から観測できる可能性を指摘した。

1.4 増光曲線

今、背景天体、レンズ天体、観測者の位置関係が図 1.3 の様な状態にある時を考える。 D_l は観測者からレンズ天体までの距離、 D_s は観測者から背景天体までの距離、 r_0 はレンズ天体の位置に投影した背景天体の位置、レンズ天体と背景天体との角度を β 、背景天体のイメージとの角度を α 、屈折面上でレンズ天体と背景天体との距離を r_0 、背景天体との距離を $r_i (i = 1, 2)$ とする。

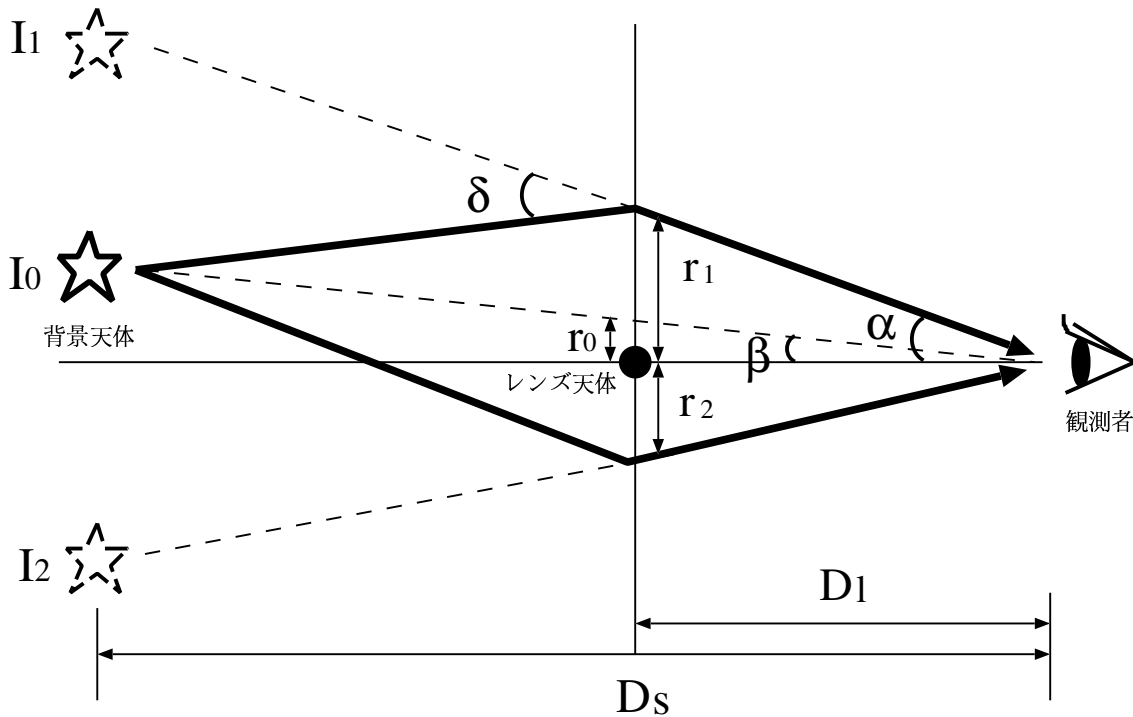


図 1.3: 重力レンズ効果：背景天体からの光がレンズ天体 (質量 M) の重力場によって曲げられて観測者に届く。したがって観測者からは、 I_1 、 I_2 の位置に背景天体のイメージが見えることになる。

レンズ天体と背景天体は非常に遠方であるため、それぞれの天体を質点とみなす。 α と β は十分小さいとすると図 1.3 の位置関係より次の式が得られる。

$$\alpha = \frac{r_i}{D_l}, \quad \beta = \frac{r_0}{D_l} \quad (1.4)$$

一般相対性理論より、質量 M の質点から距離 r_i 離れた場所を光が通過するとき重力場の

影響で観測者には、

$$\delta = \frac{4GM}{c^2 r_i} \quad (r_i \gg \frac{2GM}{c^2})$$

の角度だけ曲げられた光が到達する。(Gは万有引力定数、cは光速)したがって図 1.3 の幾何学的関係より、次の式が得られる。

$$D_s \beta + (D_s - D_l) \delta = D_s \alpha \quad (1.5)$$

この式に α 、 β 、 δ を代入して整理すると次の式が得られる。

$$r_i^2 - r_0 r_i - R_E^2 = 0 \quad (1.6)$$

式 (1.6) はレンズ方程式と呼ばれている。また、 R_E はアインシュタイン半径と呼ばれ次のように定義される。

$$R_E(M, x) = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_s x (1-x)}, \quad x \equiv \frac{D_l}{D_s} \quad (1.7)$$

レンズ方程式 (1.6) を解くと、

$$r_{1,2} = \frac{r_0 \pm \sqrt{r_0^2 + 4R_E^2}}{2} \quad (1.8)$$

が導かれる。この解 r_1 、 r_2 は重力レンズ効果によって背景天体のイメージが見える位置である。ここで $r_0 = 0$ とすると、 $r_{1,2} = \pm R_E$ になる。したがって、 R_E は背景天体とレンズ天体、観測者が一直線上に並んだ時にできる環状のイメージの半径である。

背景天体のイメージの明るさは、屈折面で像の描く幾何学的な面積に依存するので、重力レンズ効果を受けていない時の明るさを 1 とすると次のように表される。

$$A_{1,2} = abs \left(\frac{r_{1,2}}{r_0} \frac{dr_{1,2}}{dr_0} \right) = abs \left(\frac{r_{1,2}^4}{r_{1,2}^4 - R_E^4} \right) \quad (1.9)$$

今、背景天体として LMC の星 ($D_s \sim 50\text{kpc}$) を観測していて、銀河系のハロー内にある $D_l = 10\text{kpc}$ 、 $M = 1M_\odot$ の星が重力レンズ効果を起こしたとする。その時のアインシュタイン半径は式 (1.7) を用いて $R_E \approx 1.4 \times 10^9\text{km}$ と求まる。したがって、イメージの分離する角度は観測者から見ると、

$$\theta \sim \frac{R_E}{D_l} \sim 10^{-3} \text{ arcsec}$$

程度となる。これより、レンズ天体が MACHOs の様な低質量な場合、現在の望遠鏡では背景天体のイメージを分解できず、1つのイメージが増光して見えることになる。これが、重力マイクロレンズ効果である。イメージの増光率は2つのイメージの合計なので次のように表される。

$$A = A_1 + A_2 = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}, \quad u \equiv \frac{r_0}{R_E} \quad (1.10)$$

さらに、レンズ天体が観測者と背景天体の間を横切った場合を考える。背景天体、レンズ天体、観測者が全て等速で動いていると仮定すると $u(t)$ は次の様に表される。

$$u(t) = \sqrt{u_{min}^2 + \left(\frac{t-t_0}{t_E}\right)^2} \quad (1.11)$$

ここで、 u_{min} は u の最小値であり、これは屈折面上で背景天体とレンズ天体の距離が最も小さくなった時の u の値を意味する。またその時刻を t_0 とする。 t_E は背景天体がアインシュタイン半径を横切る時間であり、

$$t_E = \frac{R_E}{v_T} \quad (1.12)$$

と定義する。ここで、 v_T はレンズ天体の背景天体に対する相対速度で、背景天体の視線方向に対して垂直な成分である。

式 (1.10)、(1.11) を用いると増光率の時間変化は次の様に表される。

$$A(t) = \frac{u_{min}^2 + \left(\frac{t-t_0}{t_E}\right)^2 + 2}{\sqrt{u_{min}^2 + \left(\frac{t-t_0}{t_E}\right)^2} \sqrt{u_{min}^2 + \left(\frac{t-t_0}{t_E}\right)^2 + 4}} \quad (1.13)$$

式 (1.13) より、重力マイクロレンズ効果の理論増光曲線は図 1.4 の様になる。

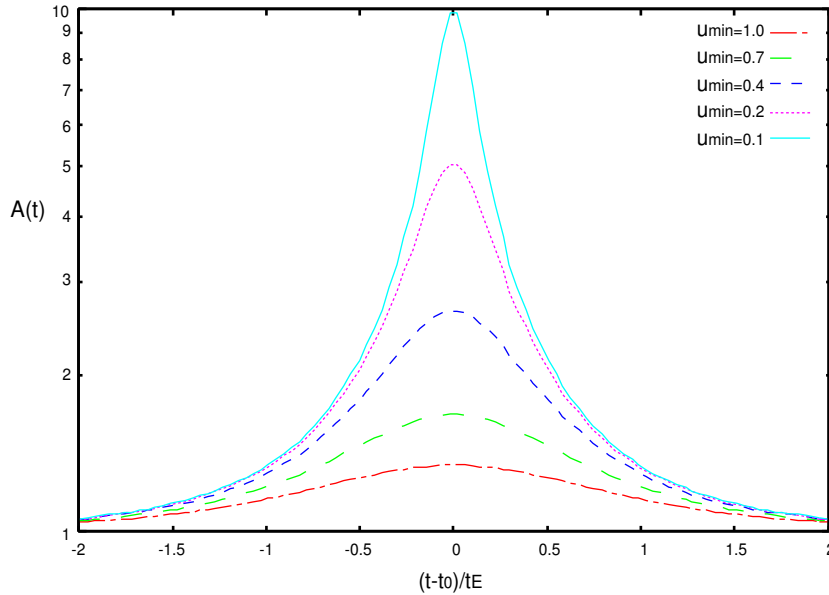


図 1.4: 重力マイクロレンズ効果の理論増光曲線：横軸は t_E を単位とした時間であり、縦軸は増光率の対数をとったものである。複数の曲線は上から $u_{min} = 0.1, 0.2, \dots, 1.1, 1.2$ に対応している。

この理論増光曲線には次に示す特徴がある。

- 増光曲線は時間軸に対して対称である。
- 式 (1.13) は光の波長に依存していない。したがって、イベントはどの波長で観測しても同じ増光率になる。これは、重力マイクロレンズ効果が空間の歪みによって引き起こされているからである。

以上の2つの特徴はイベントを探す時に重要な指標になってくる。

1.5 オプティカルデプス

背景天体が重力マイクロレンズ現象によって増光する確率をオプティカルデプスという。重力マイクロレンズ現象は、アインシュタイン半径 R_E 内に背景天体が入った時に起こるので、オプティカルデプス τ は、背景天体方向を見た時の、あるレンズ天体による重力マイクロレンズチューブ (図 1.5) 内の天体の数ともいえる。重力マイクロレンズチューブとは、背景天体を固定した場合のアインシュタイン半径 R_E の内側となる領域のことである。 R_E はレンズ天体の質量 m とレンズ天体までの距離 x によって決まるので、重力マイクロレンズチューブは図 1.5 の様な形をしていると考えられる。

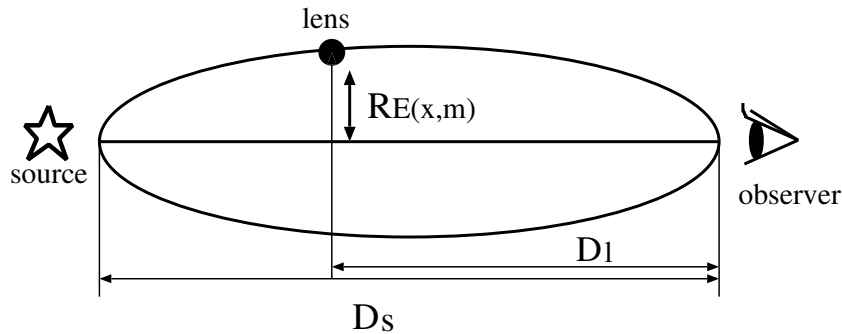


図 1.5: 重力マイクロレンズチューブ

したがって、理論上のオプティカルデプス τ_{model} は、背景天体方向の天体の質量密度 $\rho(x)$ を用いて、

$$\tau_{model} = \frac{4\pi G}{c^2} \int_0^1 \rho(x) D_s x (1-x) dx \quad (1.14)$$

と表せる。 $\rho(x)$ は銀河のモデルによって異なり、現在までに様々なオプティカルデプス τ_{model} の値が計算されている。 τ_{model} のオーダーは、バルジ、SMC、M31は 10^{-6} 、LMCは 10^{-7} となっており、イベントの起こる確率は数百万分の一であることを示している。(Paczynsky, B., 1986 [1])

従って重力マイクロレンズ現象には 1.4 節で述べた特徴に加え

- 同じ星が 2 度以上増光を繰り返すことはまずない

ということが言える。これも重力マイクロレンズイベントを探す時の重要な指標である。

また、観測によって求められるオプティカルデプス τ_{obs} は、観測している星の総数 N と全観測時間 T を用いて次のように表せる。

$$\tau_{obs} = \frac{\pi}{NT} \sum_i \frac{t_{E,i}}{\epsilon(t_{E,i})} \quad (1.15)$$

$t_{E,i}$ はイベントの増光期間、 $\epsilon(t_E)$ がイベントの検出効率である。検出効率 $\epsilon(t_E)$ は、モンテカルロシミュレーションによって人工的にイベントを作り、そのイベントの光度曲線を観測データ解析のイベントセレクションにかけ、検出されたイベント数と作ったイベント数を比較することによって求める。

観測による τ_{obs} を求め、理論による τ_{model} と比較することは、MACHOs の質量分布や銀河のモデルを解明するために重要なことである。

1.6 セルフレンジング現象について

以上の事柄により光を放たないレンズ天体について光学観測で検出する事が可能になる。しかし重力マイクロレンズ現象によって観測できる物理量はイベントタイムスケールのみであり、この量はレンズ天体の質量、移動速度、位置の3つが縮退した量である、すなわち、イベントが検出され、イベントタイムスケールが求まったとしてもそのレンズ天体の質量、移動速度、位置を別々に求めることはできない事になる。

我々MOAグループでは星の密集領域として大マゼラン星雲、小マゼラン星雲、銀河中心を撮影しているが、この場合目標天体側の通常の恒星がレンズ天体となるケース（セルフレンジング現象）があり、この場合はイベントを検出したとしてもダークマターを見つけたことにはならず、レンズ天体が MACHOs であるイベント（MACHOs イベント）と区別しなくてはならない。

だが唯一の観測量であるイベントタイムスケールは式 (1.12)(1.7) より位置、速度、質量が縮退しておりからレンズ天体の位置を別々に求めることができない以上この区別は困難を要する。

この区別をする方法としては、一つは、マイクロレンジングイベントのうち、レンズ天体の位置が求まるような特殊イベントを検出する方法や背景天体を変更する方法がある。

ここで縮退が解ける様な特殊イベントについて述べる。

パララックスイベント

先に述べた様に重力マイクロレンズ現象の光度曲線は通常、増光率のピークを中心に左右対称である。しかし地球の公転運動による視差の影響で、この対称性が破れる事がある。この影響をパララックス効果と言い、パララックス効果を受けたイベントのことをパララックスイベントと呼ぶ。パララックスイベントではレンズ天体の相対速度 v_t を観測者の位置に射

影した速度 \tilde{v} が得られ、縮退がひとつ解ける。

有限ソースイベント

インパクトパラメータが非常に小さい、増光率が非常に大きなイベントでは背景天体の視直径が無視できなくなる。この時、背景天体は点光源とみなせなくなる。この効果のことを有限ソース効果と呼ぶ。有限ソース効果を受けたイベントの光度曲線は、多くの場合通常のマイクロレンズイベントの光度曲線がなまったような形になる。有限ソース効果からレンズ天体の固有運動の値 [mas/yr] が求まり、固有運動の値は銀河中心、銀河ハロー、大マゼラン星雲、小マゼラン星雲、アンドロメダでそれぞれ異なるので、固有運動の値からレンズ天体の位置を見積もることができる。

バイナリーイベント

レンズ天体が連星の時の光度曲線は、レンズ天体が単星の時と異なる。これをバイナリーレンズイベントと呼ぶ。その特徴は、理論上増光率が発散する点が複数存在することである。このイベントでは連星の質量比と連星間の距離をアインシュタイン半径で規格化した量を求めることができる。このイベントのみでは縮退は解けないが、バイナリーイベントでは増光率が発散しやすく、その場合有限ソース効果により縮退が解ける。

EAGLE イベント

EAGLE(Extremely Amplified Gravitational LEensing) イベントとは望遠鏡の限界等級よりも暗く、通常はイメージに写らない背景天体が重力マイクロレンズ現象により限界等級を越えて増光するイベントである。普段検出されなかった星が限界等級を越えて増光するので EAGLE イベントは増光率の高いイベントである。したがって有限ソース効果が現われやすくなり、縮退が解ける可能性が大きくなる。

1.7 アンドロメダ観測の意義

図 1.2 によるとアンドロメダ銀河の回転曲線も中心からある程度の距離を持った場所では一定である。これよりアンドロメダ銀河にも MACHOs が存在するのではという推測は容易に成り立つ。

しかし重力マイクロレンズイベントのイベントタイムスケールの量のみでは見つかった MACHOs が我々の銀河に属するものなのか、アンドロメダにあるものなのかを区別することはできない。

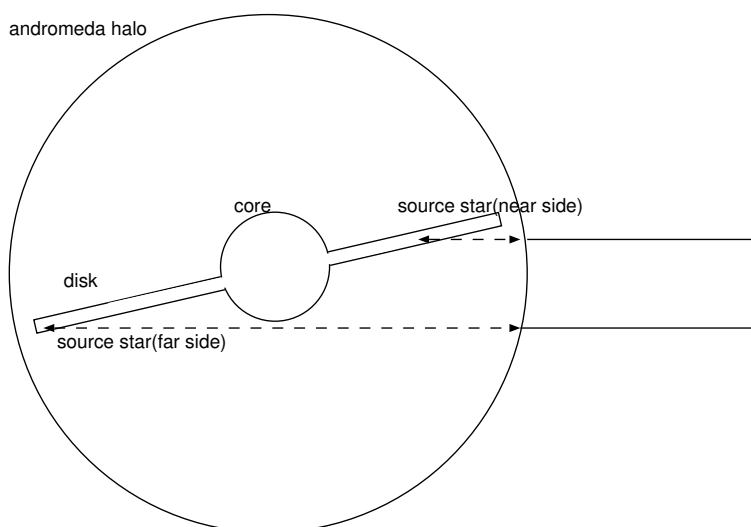


図 1.6: アンドロメダハローのレンズ天体で起こる MACHOs イベントを表した図 図の点線部分で示された場所がレンズ天体の候補となりうる部分である。アンドロメダ銀河が我銀河に対して傾きを持っているため M31 に MACHOs があればイベント発生率がフィールド毎に大きく異なる事が分かる。

アンドロメダ銀河は図 1.6 の様に我銀河に対し 13° の傾きを持っているため図 1.7 の様にフィールドごとのイベントの発生頻度の違いという形でセルフレンジングイベントと MACHOs イベントを区別することができる。(The MEGA collaboration 2006 [17])

このような理由からアンドロメダ MACHOs の探索が昨今行われている。そのグループには Angstrom [18], POINT-AGAPE [19], VATT-Columbia [20], MEGA¹, WeCAPP²等がある。

表 1.1 から順にそれらのグループの使用している望遠鏡を載せる。

2 観測機器

2.1 望遠鏡の仕様

この天体を観測する場所として北海道陸別町にある銀河の森天文台の 1.15m 望遠鏡を選定した。

そしてこの望遠鏡に取りつける CCD カメラの製作を行ない、暗天体を探す事にする。

¹<http://www.astro.columbia.edu/~arlin/MEGA/>

²<http://www.usm.lmu.de/people/arri/wecapp.html>

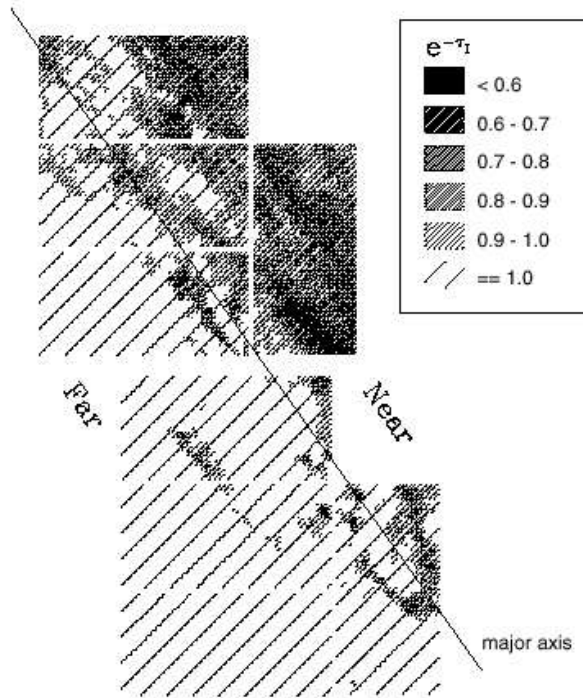


図 1.7: アンドロメダハローの MACHOs 天体によるマイクロレンズイベントのオプティカルデプス major axis はアンドロメダ銀河の主軸 Near はアンドロメダディスクのうち地球に近い側 Far は遠い側である。

表 1.1: 別の M31 観測グループの使用している望遠鏡

| |
|---|
| Angstrom の使用する予定の望遠鏡 |
| The 2m robotic Liverpool Telescope (LT) at La Palma in the Canary Islands The 2m robotic Faulkes Telescope North (FTN) at Maui in Hawaii The 2.4m Hiltner at MDM Observatory in Arizona The 1.8m at Bohyunsan Observatory in Korea |
| MEGA の使用している望遠鏡 |
| The 2.5m INT(Issac Newton Telescope) at la paloma The 1.3m Kitt Peak McGraw-Hill The 2.4m Hilter The 4m Mayall telescopes |
| POINT-AGAPE の使用している望遠鏡 |
| The 2.5m INT(Isaac Newton Telescope) at la paloma |
| VATT-Columbia の使用している望遠鏡 |
| Vatican Advanced Technology Telescope 4m KPNO |
| WeCAPP の使用している望遠鏡 |
| 1.23m Calour Alto Observatory 0.8m telescope Wendelstein Observatory |

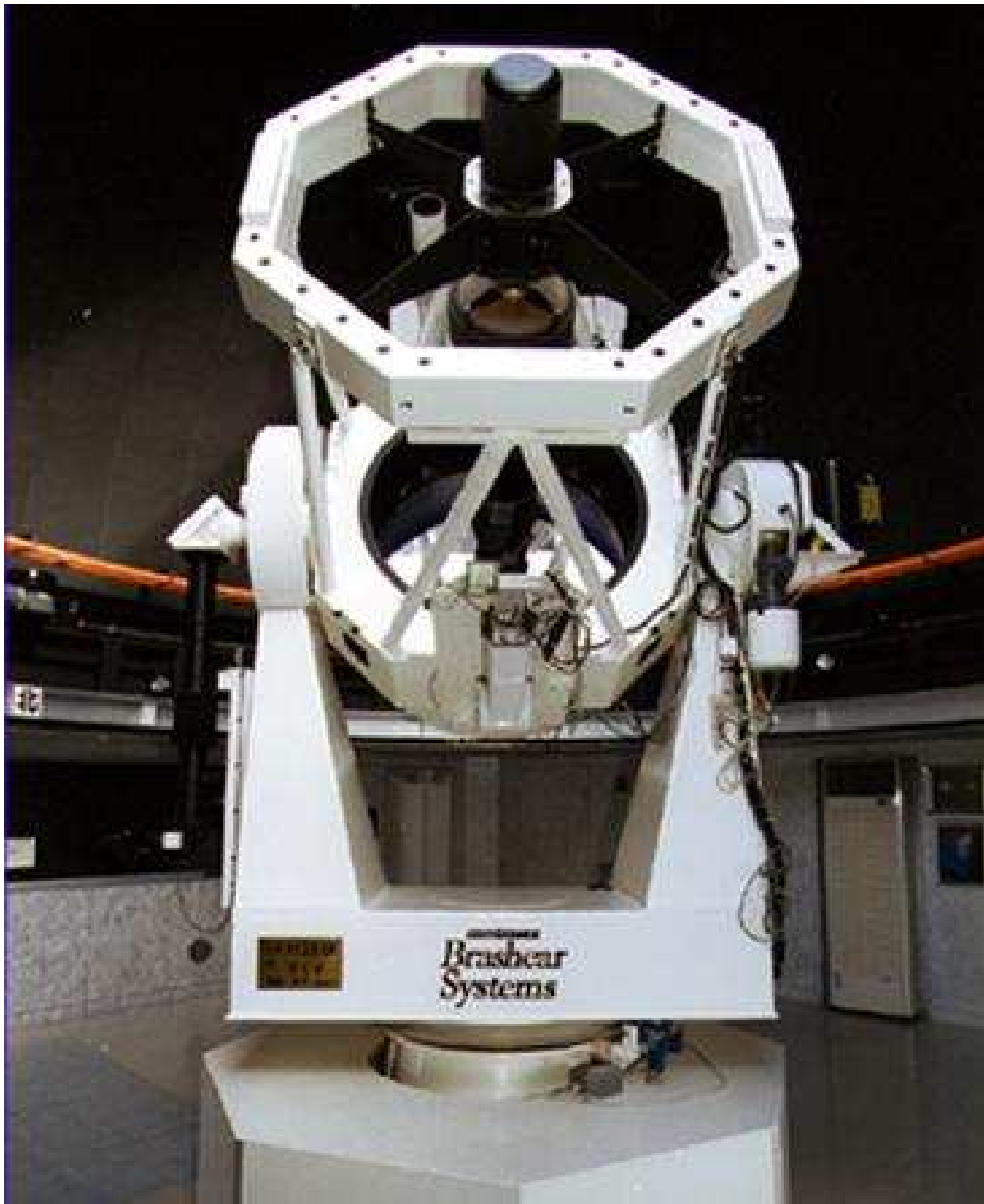


図 2.1: 陸別望遠鏡外観

望遠鏡は口径 1150mm、焦点距離 8800mm で、架台は経緯台方式、焦点方式はナスミス式である。表 2.1 にこの望遠鏡のスペックについてまとめる。

表 2.1: 陸別望遠鏡の仕様

| | |
|--------------|--|
| 名前 | りくり |
| 設置場所 | 北緯 43.454 東経 143.77 高度 380m |
| 焦点距離 | 8800mm |
| 口径 | 1150mm |
| 口径比 | $F = 7.65$ |
| 視野 | $0.46^\circ \times 0.23^\circ [\text{arcdeg}^2]$ |
| CCD1 枚のピクセル数 | 2048 × 4096 |
| 焦点 | ナスミス式 |
| 架台 | 経緯台式架台 |

2.1.1 焦点方式

2.1.2 架台

架台とは、天体観測時に天体を追尾するための機械で、赤道儀式と経緯台式の2種類がある(図 2.2)。赤道儀式とは地球の自転軸に平行な軸(極軸)とそれに直交する軸(方位軸)のまわりで可動になっている方式である。一方、経緯台式とは、水平方向に動く軸(方位軸)とそれに対して垂直な軸(高度軸)のまわりで可動となっている方式である。

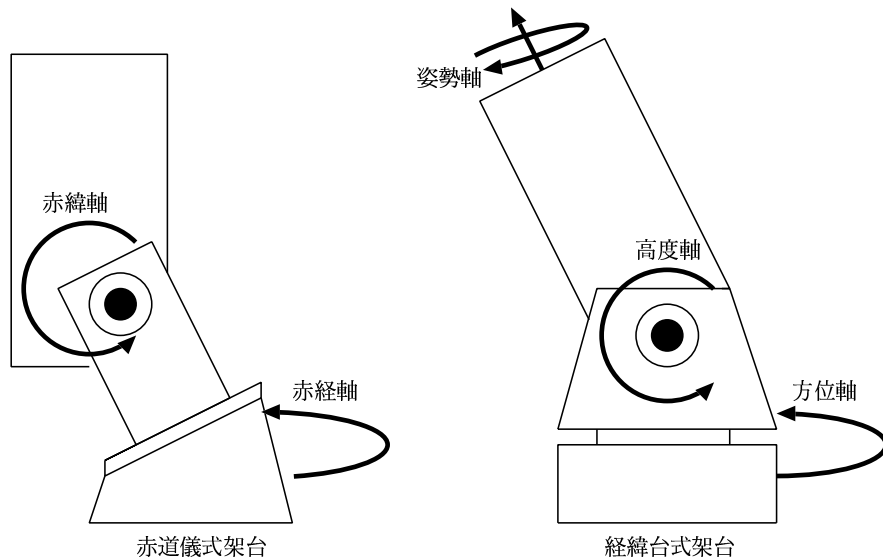


図 2.2: 赤道儀式架台と経緯台式架台

赤道儀式の追尾は極軸のみを動かして行なうことができるため制御は比較的簡単であるという利点を持つ。一方、その構造は複雑であるため、望遠鏡が大きくなればなるほど、構造が不安定になる。

それに対し、経緯台式の追尾は、方位軸、高度軸のみで、完全に星の日周運動を追いかけることができないため、第3の軸として姿勢軸を必要とする。そのため、制御は非常に複雑になる。しかし、その構造は安定であるため大型望遠鏡には適している。

陸別望遠鏡は経緯台式である。構造上安定である上に、制御の複雑さは、現在の計算機の能力で十分賄うことができる。

方位軸、光度軸、姿勢軸の計算方法については後の章で述べる。

2.2 CCD

撮像を行う CCD 素子について述べる。

CCD チップは E2V Technologies 社製の CCD44-82(図 2.3) を使用する。この CCD チップの pixel 数は 2048×4096 pixel、pixel サイズが $15\mu\text{m} \times 15\mu\text{m}$ である。電荷の転送方式はイメージ領域と縦転送領域が完全に同一である Full Frame Transfer 方式を採用しているため、CCD チップの物理的サイズの大半がイメージエリアで覆われている。

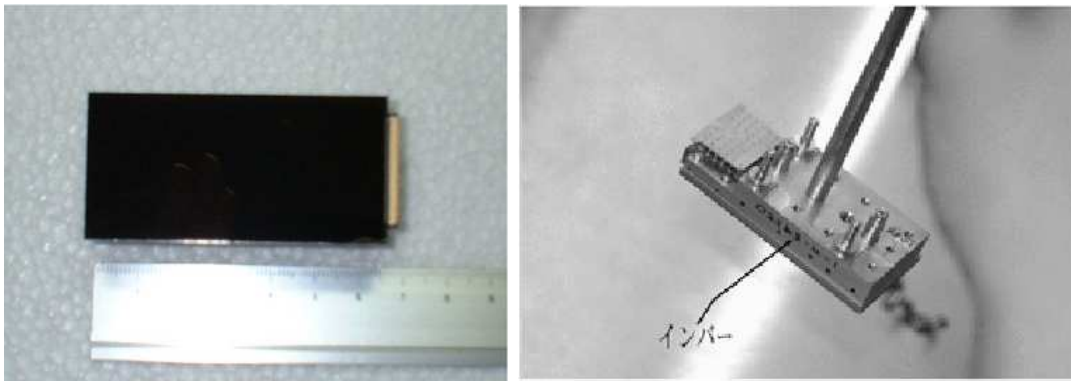


図 2.3: CCD チップ CCD44-82(E2V 社製)。CCD 素子の乗っているベース部分はインバーと呼ばれる素材でできている。

CCD44-82は、光子を電極構造のない裏面から照射する、裏面照射型を採用しているため、図 2.4 に示すように各波長で量子効率も非常に高い。この高い量子効率により、微弱な光を集めるために必要な露光時間を短縮することができる。これは、より多くの星を短い時間間隔で観測したい我々にとって重要な要素である。

CCD の素子自体はインバーという物質の上に乗せられている (図 2.3 右図)。インバーは鉄とニッケルの合金であり、熱収縮量が非常に小さいという特徴を持つ。一般に天文用 CCD は CCD 素子からの熱雑音を抑えるため冷却して使用される。その時、冷却前と冷却後で CCD チップへ負荷をかけないためには出来る限り素子の乗っている材質の熱収縮率が小さい方が望ましい。その意味において、インバーは CCD 素子に乗せるのに良い材質であると言える。

CCD44-82 の特性は、表 2.2 に示す通りである。

TYPICAL SPECTRAL RESPONSE
 (At -90 °C, measured with astronomy broadband AR coating)

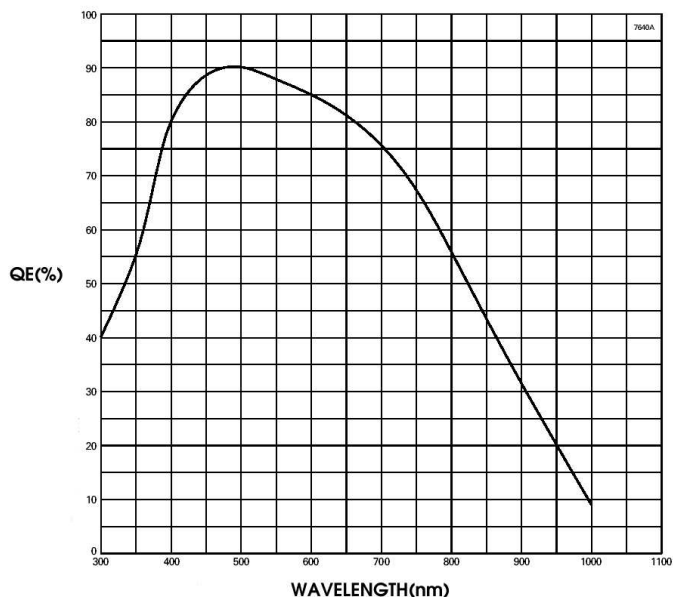


図 2.4: CCD チップ CCD44-82(E2V 社) の量子効率 [24]

表 2.2: CCD44-82 の特性 [24]

| | |
|-------------------------|---------------------------|
| ピクセル数 | 2048×4096 pixel |
| ピクセルサイズ | 15 μ m × 15 μ m |
| イメージエリア | 30.7mm×61.4 mm |
| 転送方式 | 3相 Full Frame Transfer 方式 |
| 電荷転送効率 | 99.9995[%] |
| readout noise(at 20kHz) | 2.5[electrons rms] |
| 出力変換係数 | 6.0 [μ V/electrons] |
| 飽和電荷量 | 200k[electrons/pixels] |
| package サイズ | 31.7mm × 66.6 mm |
| package 材質 | インバー |
| 重量 | 150g |

2.2.1 CCDの基本原理

CCDはMOS構造(図2.5)を2次元状に配置したものである。MOS構造は、金属でできた電極(Metal)、酸化物でできた絶縁層(Oxide)、p型半導体(Semi-conductor)の順に並んでいる構造である。金属電極にプラスの電圧を加えるとp型半導体内部で電場が生じ、電子も正孔も少ない空乏層ができる。この付近でフォトンが吸収され、電子-正孔対が出来たとすると、空乏層中の電場により電子は電極側へ、正孔はその反対側へ移動し、再結合しない。この電極側へ集められ、蓄積された電子の量を計ることで、入射したフォトンの量を知ることができる。

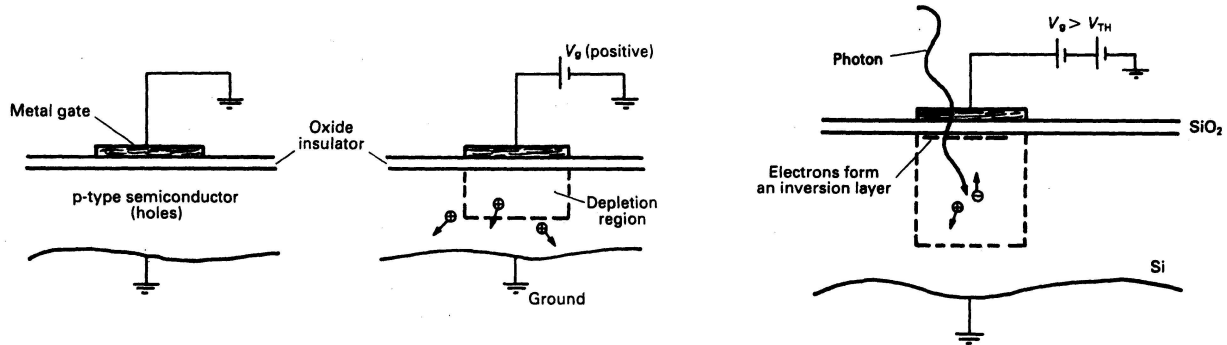


図 2.5: MOS 構造 (文献 [27] より抜粋)。金属に電極をかけることで p 型半導体内部に電場が生じ空乏層 (depletion region) ができる。この空乏層の幅が広がるほど光検出の効率は良い。図は表面照射型の場合を表す。裏面照射型ではフォトン裏から入る。

この蓄積された電子の量を計るために、電子を電荷のまま転送する。特に、三種類のクロックを使って電荷を転送する方式を三相転送方式と呼ぶ。その原理を図 2.6 に示す。1 ピクセル内に三つの電極があり、その三種類の電極にかかる電圧を変化させ、電子に対してポテンシャルが低い場所を移動させることによってバケツリレー式に電荷を転送させる。三相転送方式では、クロックを与えるタイミングを変えることで転送方向を自在に変えられる。

電荷は最終段まで転送され、最終的には電圧として出力する。CCD の出力アンプ構造を図 2.7 に示す。電荷リセット用の FET (Reset FET)、電荷-電圧変換用 FET (Output FET) で構成されている。出力は Output FET のソースから電流としてでてくるので外部抵抗を取り付け電圧として取り出す。この電流値は Output FET のゲートで制御されるので、実際には Output FET のゲート電圧の変化を追えばよい。まず Reset Gate の電圧が High (図中等価回路でスイッチ S が ON になる状態) になると、蓄積された電子が Reset Drain に流れ、Output FET のゲート電圧レベルは Reset Drain と同じレベルになる。これで前のピクセルからの電荷はリセットされることになる。次に Reset Gate の電圧が Low (図中等価回路でスイッチ S が OFF になる状態) になると、Output FET のゲート電圧レベルは Output Gate で決まる値となる。その結果、Output FET のソースについている外部抵抗を流れる出力電流は Output Drain と Output Gate で決まる値となる。このときの出力が基準電圧である。最後に転送さ

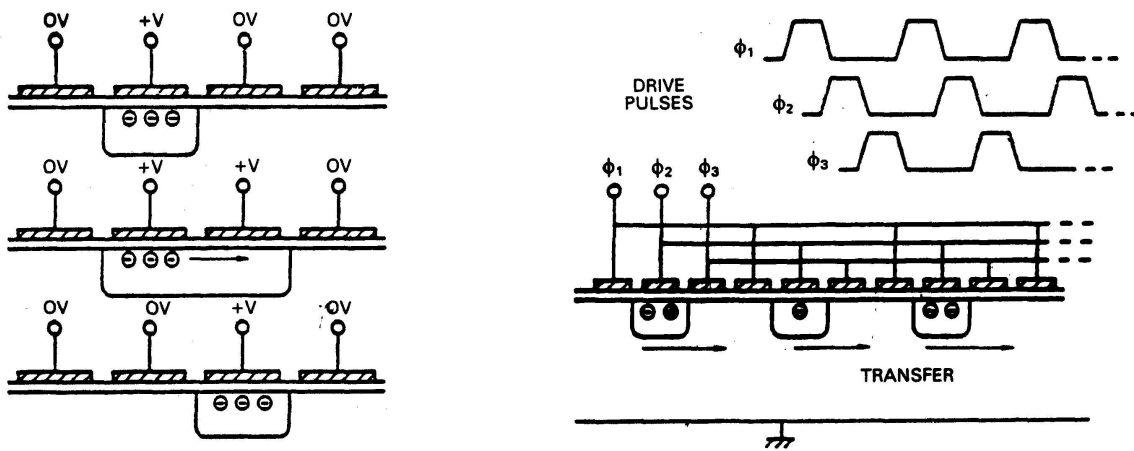


図 2.6: クロックによる電荷の転送 (文献 [27] より抜粋)。溜った電荷を井戸として表している。左図が電荷を転送する様子を示したもの。右図は三相クロックにより電荷が転送されている様子を示したもの。電極に加える電圧のタイミングをずらすことでバケツリレー式に電荷が転送できる。

れてきた電子が出力部に流れ込んでくると、Output FET のゲート電圧が電子の電荷分だけ下がる。それにより、外部抵抗を流れる出力電流も流れ込んだ電子の分だけ下がる。これが信号の電圧である。基準電圧と信号電圧の差が真の CCD からの信号である。従って、このようにして得られる CCD からの信号は、各ピクセル毎に信号電圧と基準電圧の差を取り出すように信号処理される。

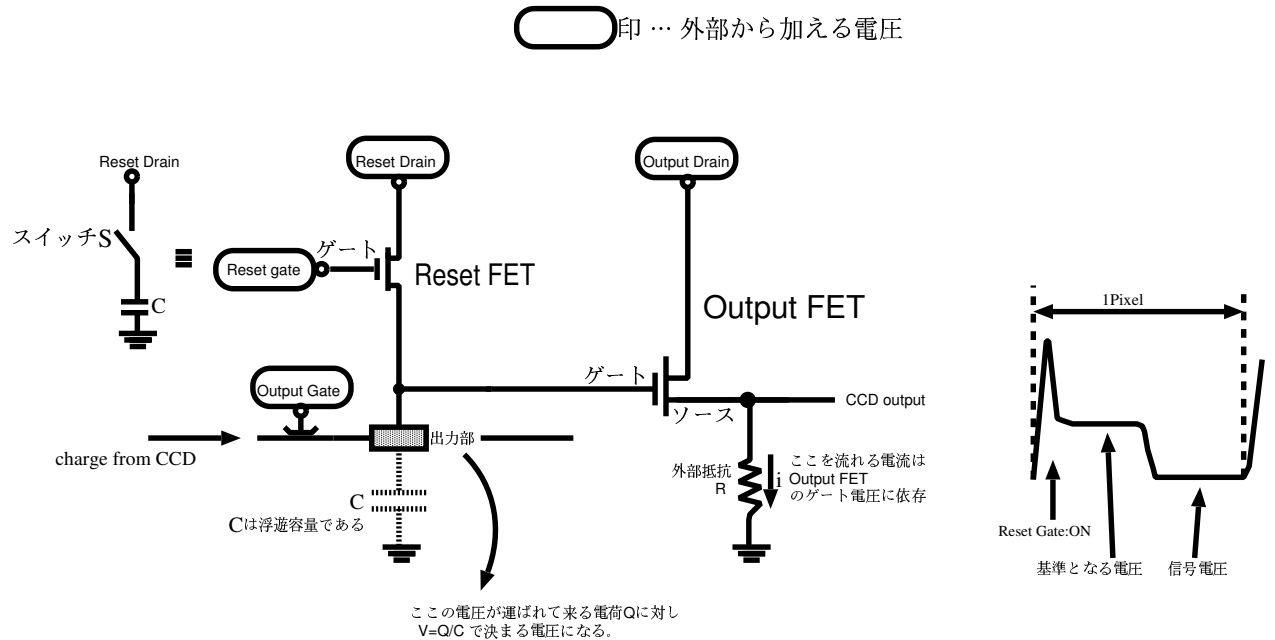


図 2.7: CCD の出力構造

2.2.2 CCD44-82 の基本構造と動作

次に、我々の使用する CCD44-82 の構造を図 2.8 に示す。三相転送方式であるため、各ピクセル 3 つの電極で定義され、転送方向は左右どちらの方向にも転送することができる。したがって左右両方にアンプがついていて、転送の向きを変えることでどちらからでも読み出すことができる。また、左半分、右半分で転送方向を逆にすれば左右同時に読み出すことができ、読み出し時間を半分に短縮することができる。ただしその場合信号の処理回路が倍必要になるので、後に述べる CCD コントローラの都合上我々は片側 (左側アンプ) からの読み出しで信号を読み出している。

横転送領域には 50pixel 分余分な pixel がついている。そのため、横転送では実際の pixel 数より多くクロックを供給しなくてはならない。この余分なピクセルを読み出すことによって生じる画像領域をオーバースキャン領域と呼ぶ。この領域の読み出しは、光が全く来ない時のエレクトロニクスのゼロ点を与える。このゼロ点はバイアス値と呼ばれ、もしシステムが

正常であれば、このバイアス値の分散がシステムのノイズ状況を示しているとみなすことができる。逆に、光による信号がこの領域へ浸み出していたら、電荷の転送に不具合があるとみなすことができる。

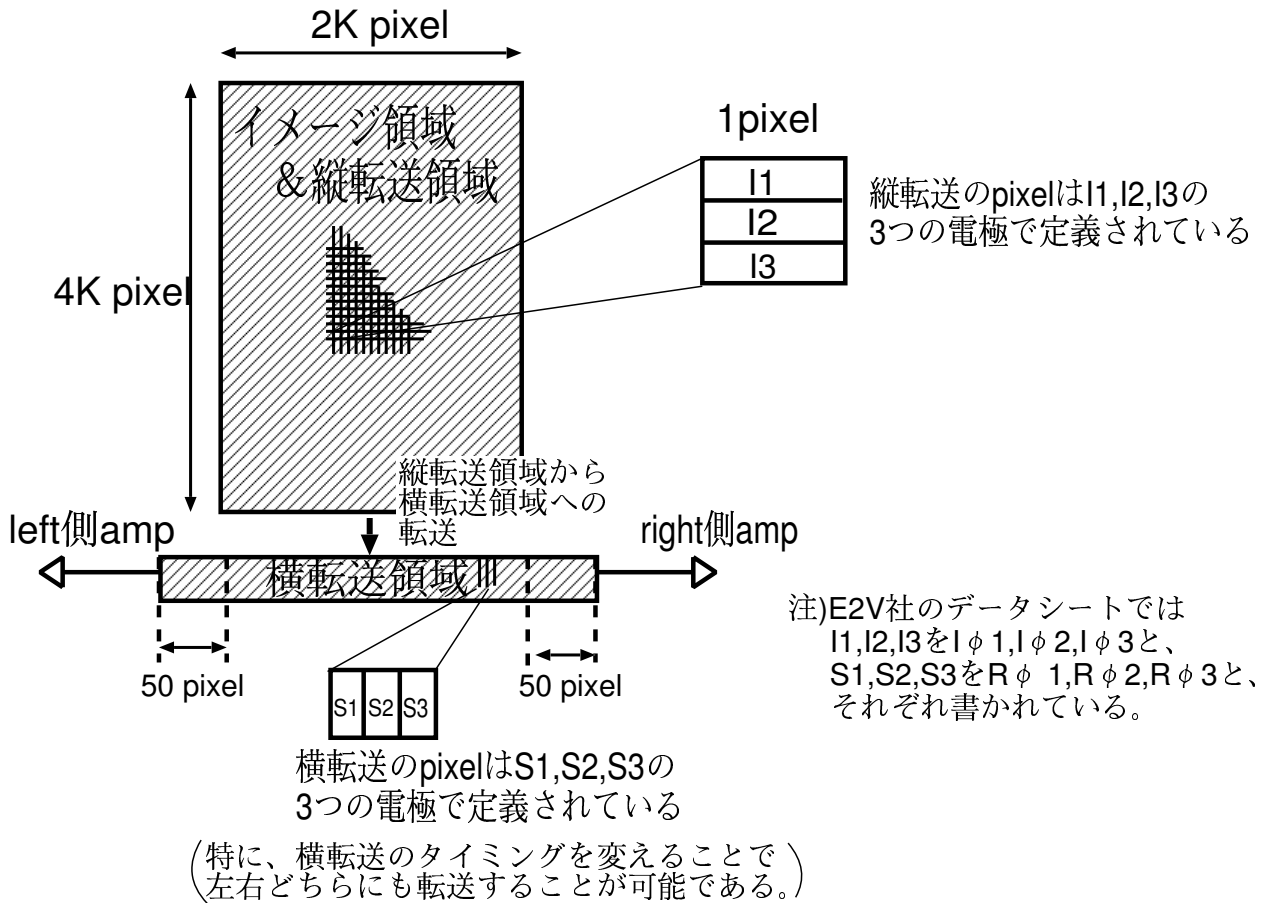


図 2.8: CCD44-82 の構造

ここまで述べてきたように、CCD を動作させるためには、電荷を転送させるために複数の同期したクロックを送り、CCD 内部の FET を働かせるために DC バイアスを数種類加える必要がある。また、送ったクロックに同期して出力される CCD からの微弱な信号を処理し、デジタルデータとしてホスト PC へ画像として書き込む必要がある。すなわち、CCD を使用して観測を行うためには、これらを行うことのできるシステムが必要である。次節では、このシステムについて述べる。

2.2.3 エレクトロニクスと CCD 制御

大面積イメージエリアを持つ CCD カメラの性能を十分に生かすためには、複数枚の CCD を同時に制御し、そこから得られる大量のデータ処理をすばやく行なうことのできるシステムを組む必要がある。そのための観測システムとして我々は、Astronomical Research Cameras, Inc. の GenIII controller[26] を採用した。GenIII controller(以下、CCD コントローラと表記)は天文用の CCD や赤外検出器を制御するために開発されたコントローラであり、最大で 16 枚までの CCD を同時に高速で読み出すことができる。

2.2.4 GenIII controller 概要

CCD コントローラのブロック図を図 2.9 に示す。

CCD コントローラは大きくわけて次の 3 つの要素から成る。

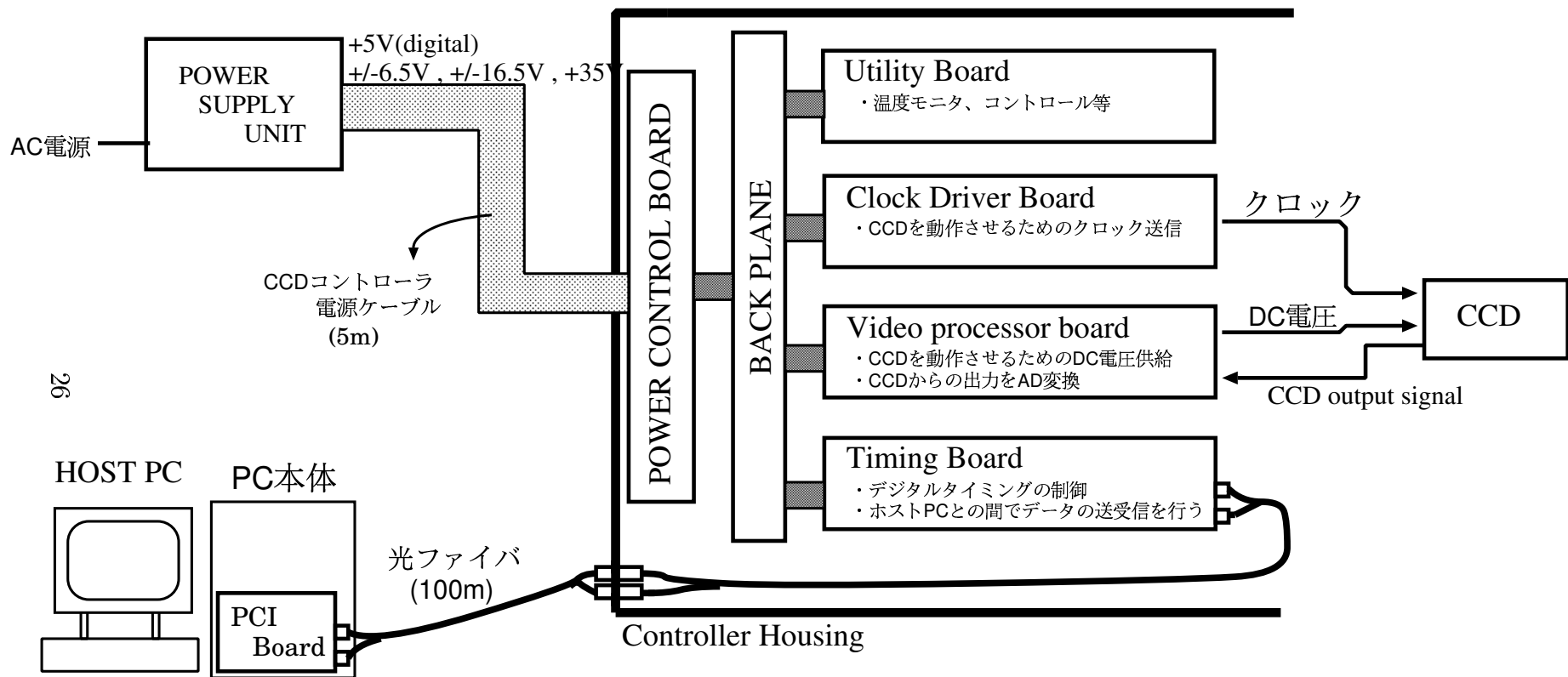
- 1 CCD 制御用の PCI ボードを搭載したホスト PC
- 2 電源ユニット
- 3 回路本体

ホスト PC には DSP(Digital Signal Processor) が搭載された専用の PCI ボードが搭載される。PCI ボードでは PC 上からの命令を直接受け、それをもとに回路本体へ命令を送り込んでいる。また、回路本体から送られて来るイメージデータを直接 PC 上のメモリに書き込んでいる。回路本体と PCI ボードの通信は光通信である。そのため、回路本体とホスト PC とは長距離の伝送が可能であり、またホスト PC 側の電気ノイズの影響を受けない。我々はホスト PC として Red Hat Linux 9.0 をセットアップし、そこへ PCI ボードのデバイスドライバを組み込むことで動作させた。

電源ユニットは、AC 電源をもとに DC 電圧をつくるユニットである。電圧は +5V、±6.5V、±16.5V、+36V が作られている。+5V はデジタル用である。その他、±6.5V、±16.5V、+36V は、回路本体に搭載された各ボード上のレギュレータで ±5V、±15V、+30V に落とされ、アナログ電源として使用される。これらの電圧は回路本体におさめられたパワーコントロールボードにより常時モニターされている。

回路本体は専用の BOX におさめられ、以下のボードが搭載されている。

- ・ パワーコントロールボード
- ・ タイミングボード
- ・ クロックドライバボード
- ・ ビデオプロセッサボード



回路本体とPC本体とは、光によりデータの送受信を行う。
したがって長距離伝送が可能である。

・ユーティリティボード

この5つのボードは、DIN96ピンのコネクタを使用したVMEバックプレーンを介して接続されている。回路本体は図2.10に示す通りである。

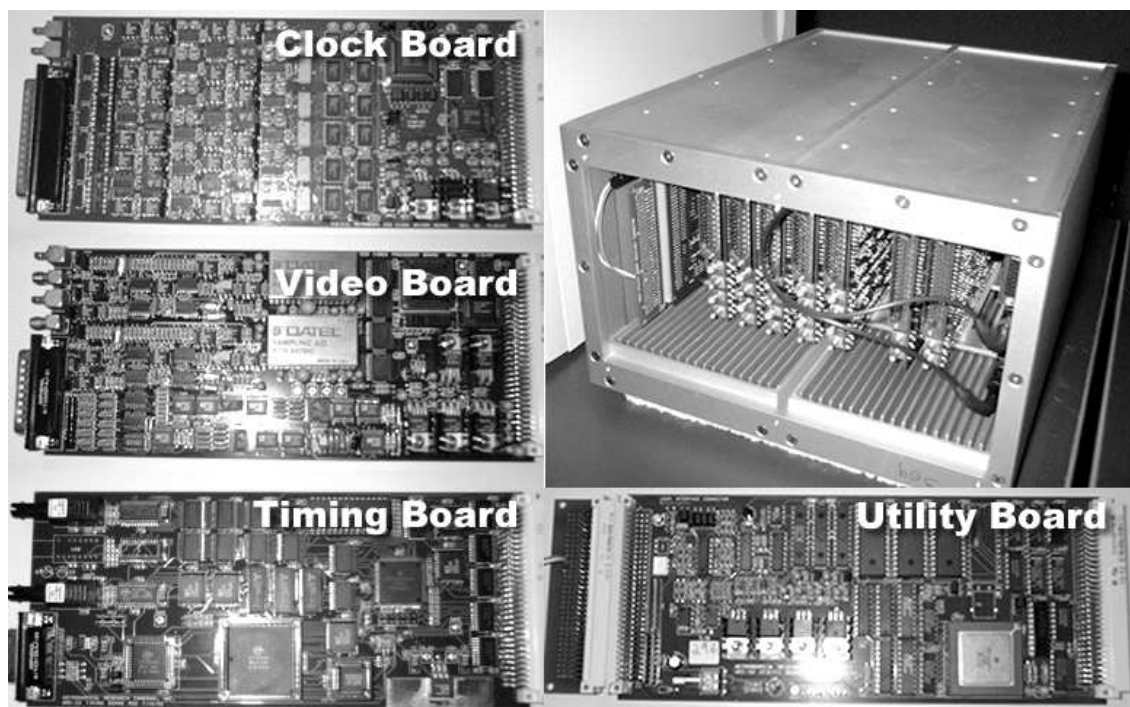


図 2.10: 回路本体の概観

パワーコントロールボードは、電源ユニット上で生成された電圧 $\pm 6.5V$ 、 $\pm 16.5V$ 、 $\pm 36V$ を受け取り、各ボードへバックプレーンを介して供給している。このボード上には電圧コンパレータが搭載されており、常時電圧をモニタしている。供給電圧が許容範囲を越えた場合には、電源供給を止める機能を内蔵している。これにより CCD へ不正電圧が供給されるのを防いでいる。

タイミングボードは光ファイバによりホスト PC と直接通信を行うボードである。そのためタイミングボードは回路本体の中心的役割を担っており、回路本体に搭載されているすべてのボード上の処理は本ボードをもとに制御されている。ボード上には DSP が搭載され、PC 上で生成されたコードファイル (tim.lod ファイル) に基づいた命令に従い、高速な演算を行っている。DSP コードファイルは、起動時やシステムのリセット時毎に読み込まれている。そのため、タイミングや電圧、回路のゲイン等の各変更時には、PC 上で生成した DSP コードファイルを読み込ませる必要がある。逆に言えば、PC 上で作った DSP コードファイルを読み込ませるだけで各種の変更を有効にできるわけである。これにより、各回路の設定変更は

すべて PC 上から行うことができるようになっている。

クロックドライバボードはタイミングボード上で生成されたデジタルクロック信号をもとに、それに電圧をのせてアナログクロックを作りだしている。ここで生成されるアナログクロックが直接 CCD を駆動することになる。クロックの電圧生成には 12-bit DAC が使われており約 10mV 刻みで変更することが可能である。この変更はソフトウェア上から行なうことができる。また、生成されるアナログクロックは高速かつ電流ドライブ能力の優れたオペアンプによりバッファされ、CCD へ供給される。これによりクロック電圧の切り替わり時に CCD が消費する電力を十分賄って、CCD の各チャンネルをドライブすることができる。CCD に必要なクロックの種類は通常 1 枚の CCD で 10 種類程度である。

2.2.5 ダークカレント

CCD による長時間露光を行う際には十分に冷却を行わなければ全ての信号が熱ノイズ（ダークカレント）に埋もれてしまい、撮影を行うことができない。

このダークカレントは次の式で与えられる。

CCD 素子に光子が入射すると光電効果が起こり電子が飛び出てくる。この電子を集め光量を測るが熱エネルギーによっても電子は発生してしまう、これがダークカレントである。CCD に発生するダークカレントは、温度に依存し、

$$Q_d = 1.14 \times 10^6 \times T^3 \times e^{(-6400/T)} [\text{electrons/pixels} \cdot \text{sec}] \quad (2.1)$$

となる。

今回の観測では露光時間として数百秒程度を考えているので、この露光時間で ADU 値にほとんど影響を及ぼさない温度まで冷却できればいいことになる。

発生するダークカレントの量が 10^{-2} [electrons] 以下ならば数百秒の露光を行っても ADU 値の変化は 1 以下になり、ほとんど影響がないといえる。

式 2.1 により、このダークカレントの量を実現する温度は約 -86°C であることが分かる。

この温度を目標と定め、CCD の冷却試験を行った。

CCD の冷却方法としては液体窒素による冷却方法や、冷凍機による冷凍方法があるが、液体窒素の場合、観測中に液体窒素の補充が必要になるケースもあり、その場合は観測にデッドタイムが存在してしまう。

また冷凍機の場合でもそれを接続するためのホース等の配置に注意が必要になり、カメラ完成後も点検などのメンテナンスも必要になってくる、そして冷凍機そのもののコストの高さから安易に導入する事は難しい。

そこで私はこれらの課題を解決するためにペルチェ素子による冷却方法を提案した。

ペルチェ素子による方法ならば観測におけるデッドタイムは存在せず、また素子自体も安価

に入手できるため先の二つの方法よりも大きくコストを低下させる事ができる、また冷凍機では必ず発生する振動が発生しないため、フォーカスについて良い条件での観測が可能となる。

まずカメラ容器設計と冷却試験の結果考察を報告する。

2.3 CCD カメラ容器設計

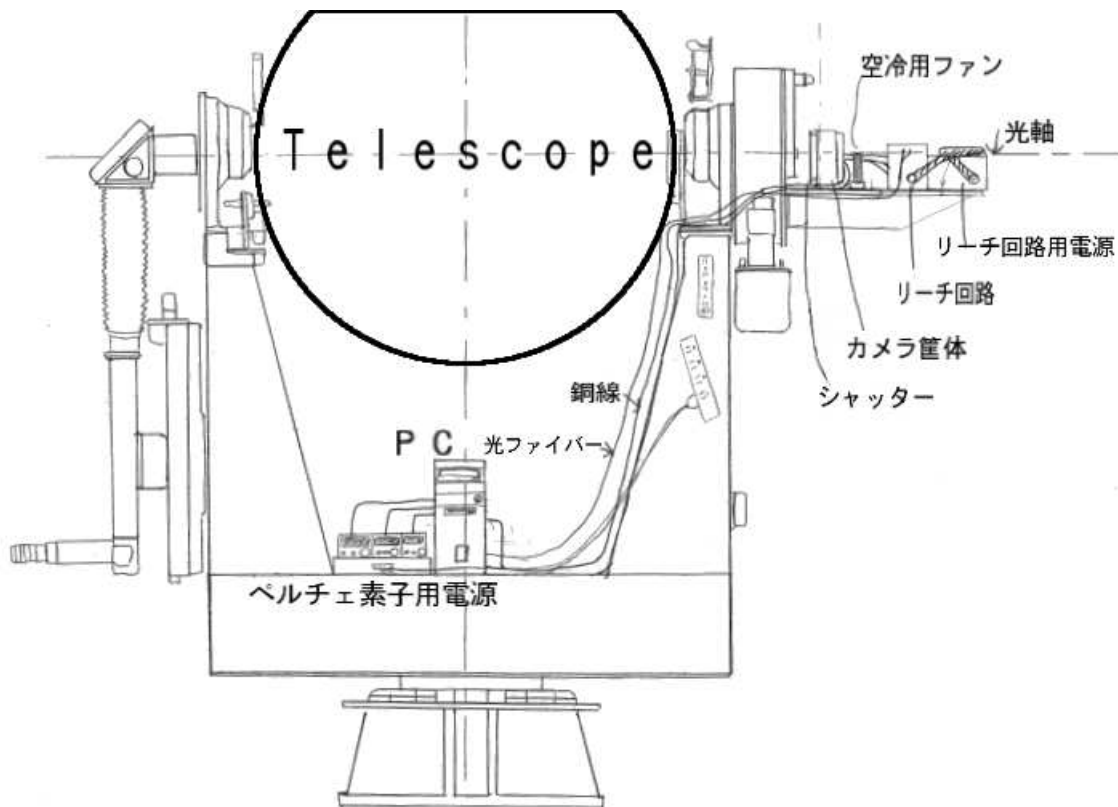


図 2.11: 陸別望遠鏡図面 右上の台 (デローテーター) の部分にカメラを設置する

陸別の望遠鏡は図 2.11 のようになっていて、図右上部にある台 (デローテーター部分) にカメラを設置するようになっている。

この焦点部分を拡大した図が 2.12 である。

図 2.12 のように 光軸は台の下部分から 120mm にあり、焦点面はレンズ部分から 89mm の位置にある。CCD 面はこの焦点面に重なるように設置しなければならない。今回作った容器は内部を真空引きしやすいように内部の容積が小さくなるように設計しており CCD が容器底から 100mm の位置にある。そのため容器下に 20mm の台を入れる必要がある。

表 2.3: 陸別カメラに設置されているハードウェア 設置にあたってはそれぞれのサイズとデ
ローターの上に設置するものは重量にも注意して設置しなくてはならない

| 部品 | 本体のサイズ(横×高さ×奥行き)[mm] | 重量[kg] |
|-----------|----------------------|--------|
| カメラ本体 | 310×200×75 | 5 |
| Leach回路 | 140×170×350 | 6 |
| Leach用電源 | 210×133×280 | 7.2 |
| カメラ制御用PC | 180×420×420 | |
| シャッター | 448×211×52 | |
| フィルター | 340×340(円形)×10 | |
| 冷却用ファン | 120×120×40 | |
| ペルチェ素子用電源 | 104×150×265 | |

なおカメラ設置後の写真が図 2.13 である。

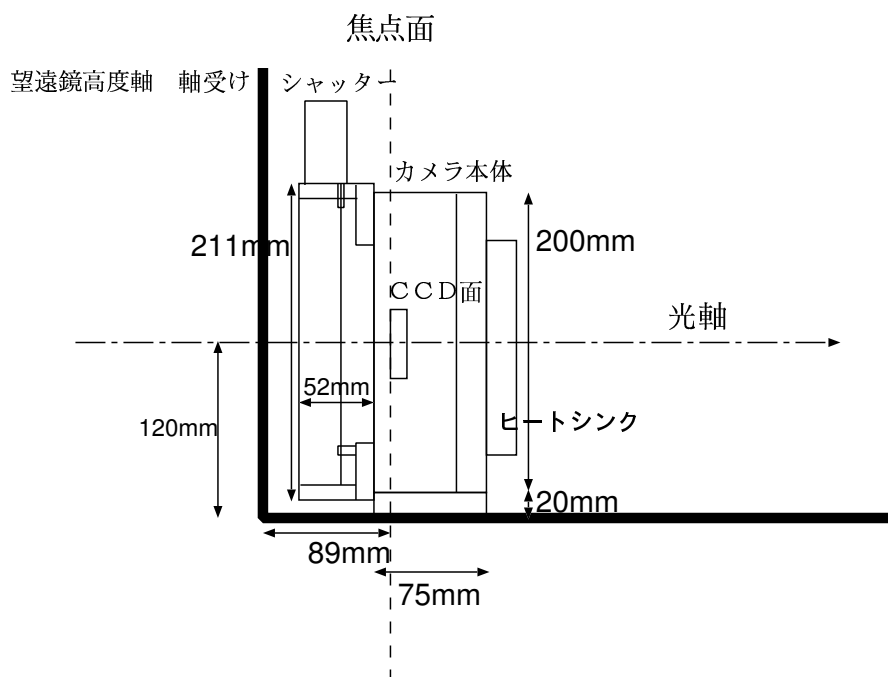


図 2.12: 望遠鏡取り付け台

2.3.1 容器

容器の概要

- ペルチェ素子を容器内に組み込む

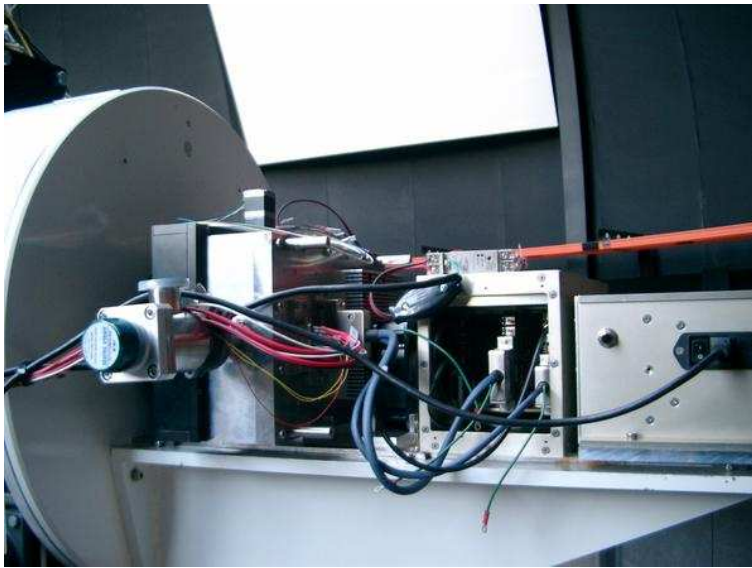


図 2.13: マウント後のカメラ写真

- 容器内は密封し真空状態を保てる様にする
- 外部から CCD に伝わる熱を減らす

以上の条件に合うように設計した。

使用するペルチェ素子は Melcor 社製 冷却能力 34.51W 品番 197-0368 のものである。

図 2.14 のように容器内部に CCD、AIN プレート、ペルチェ、銅が入る。またフタはペルチェ高温面の熱を逃す必要があり、水冷とヒートシンク二種類のを設計し、より冷却能力が良い方を採用する。図 2.16, 2.17 が完成図である。

2.3.2 窓

容器内部を真空にする事から入射窓の素材、厚さはよく検討する必要がある。まず素材は光の透過性の良さ、化学的安定性から可視光観測でよく使用される石英ガラスを用いることとした。石英ガラスの化学的性質は表 2.4 の通りである。

今回のカメラの場合 CCD チップと入射窓の距離が 2mm であるため入射窓は冷やされた CCD からの影響を受ける事になる、また反対側の面は外気にさらされているため外気の温度の影響も受けることになる。したがって熱膨張係数が小さいことが必要になってくる。

ガラスの厚さは、安全係数 S が 3 以上になるように設計すると割れることはない。 S は窓厚

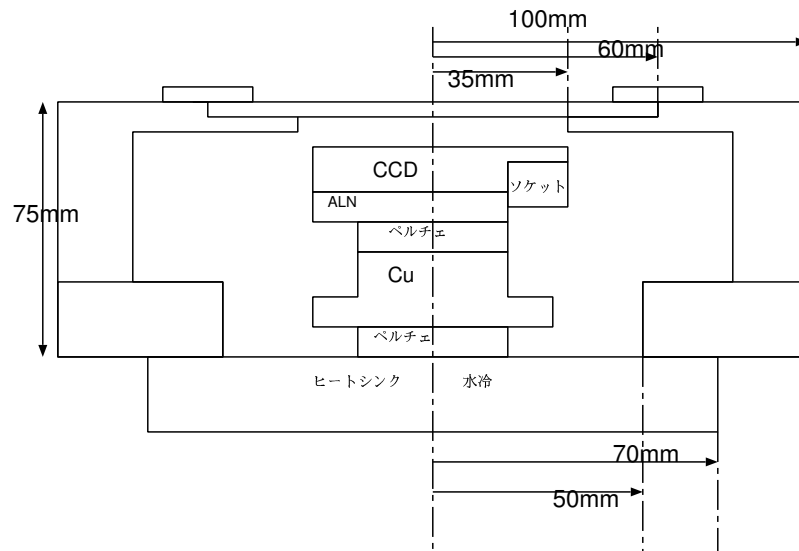


図 2.14: CCD カメラ容器断面図

表 2.4: 石英ガラスの物性 [34]

| | |
|--------------|---------------------------------------|
| 引っ張り強度 F_a | 48.92×10^6 [Pa] |
| ヤング率 E | 69.66×10^9 [Pa] |
| ポアソン比 ν | 0.17 |
| 熱膨張係数 | 5×10^{-7} [K ⁻¹] |

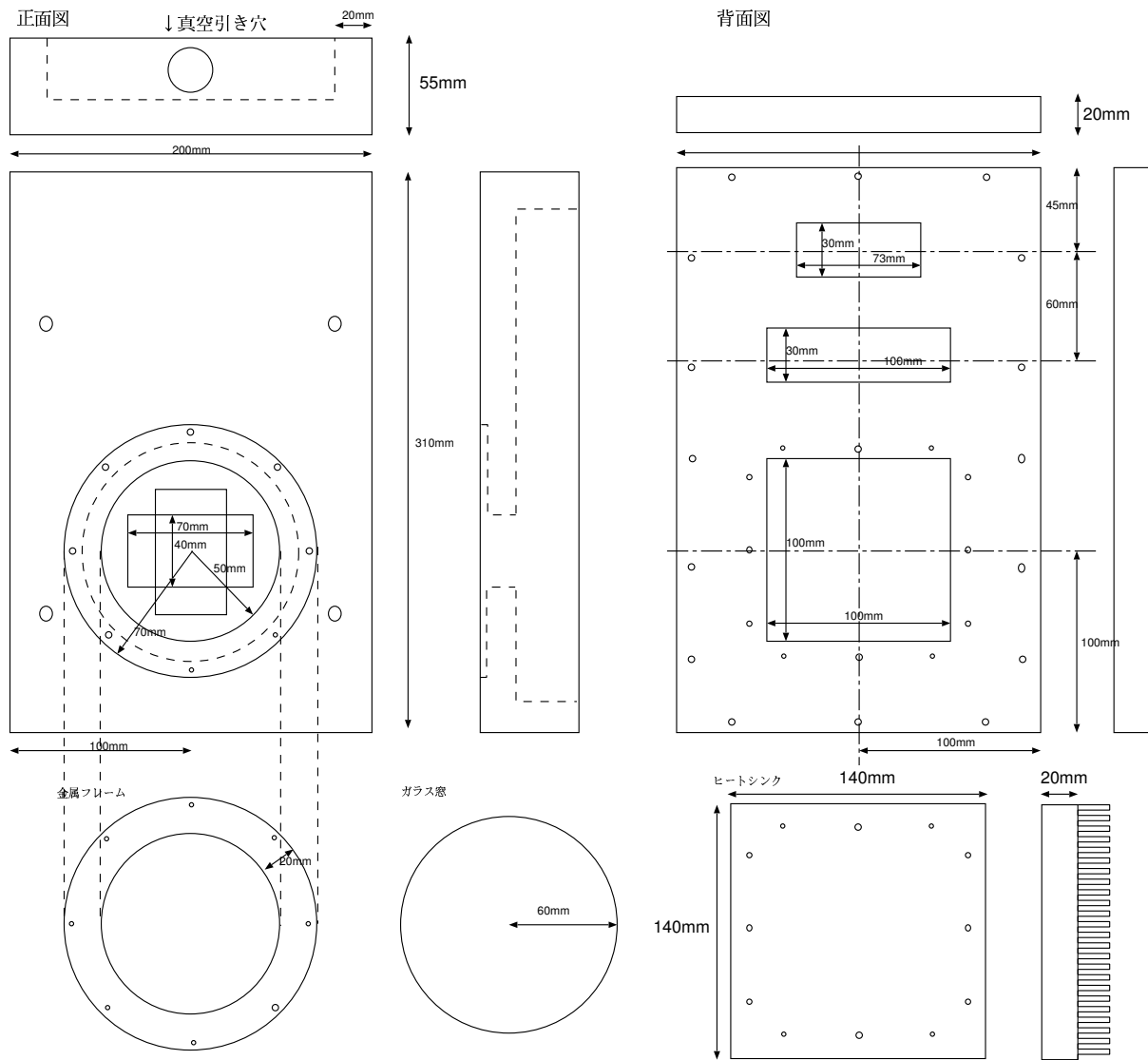


図 2.15: CCD カメラ容器正面図

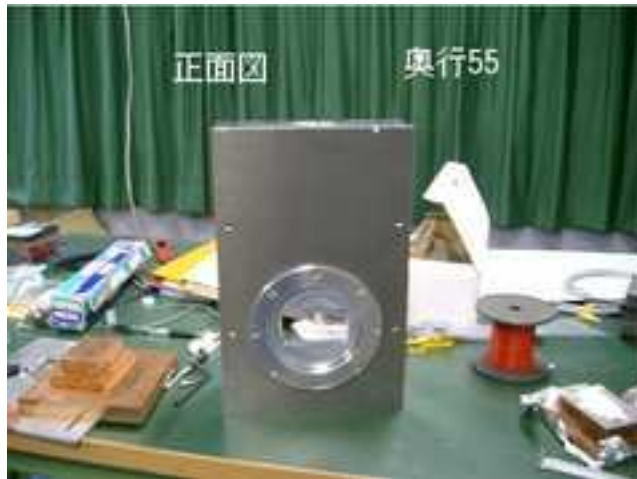


図 2.16: CCD カメラ容器完成図、正面図



図 2.17: CCD カメラ容器完成図、背面図

を t として

$$S = \frac{4F_a}{KP} \left(\frac{t}{D} \right)^2 \quad (2.2)$$

と与えられ、[32] F_a は引張強度で $48.92 \times 10^6 \text{ Pa}$ 、 K は支持法定数で 1.125、 P は圧力差で 1.01×10^5 、 D は窓の直径である。 $D \sim 70[\text{mm}]$ と近似して、仮に t を 4mm とすると、安全係数 S は 5.6 となり十分安全と評価できるため、窓の厚さは 4mm とし、カメラ製作を行った。

2.3.3 焦点深度と熱膨張率

チップ面に対して垂直方向の振動に関しては焦点深度 ϕ 以内のずれならば像に影響を与えない。ここで焦点深度は $\phi = 2Fr$ で与えられる。 r は最小散乱円と呼ばれる許容できるイメージぼけの範囲である。この大きさは CCD の 1 ピクセルのサイズ $15\mu\text{m}$ を採用する。したがって

$$\phi = 2Fr = 0.25\text{mm} \quad (2.3)$$

となる。垂直方向に 0.25mm 以下の振動が起きても像にブレは起こらない。

次に焦点深度と熱膨張率を比較する。熱膨張率は

$$\Delta l = \alpha l_0 \Delta t \quad (2.4)$$

α が熱膨張率、銅では $\alpha = 16.7 \times 10^{-6}$ で $l_0 \sim 2.1\text{cm}$ 、 Δt を 80K と見積もり、 $\Delta l_{cu} \sim 0.028\text{mm}$ 、窒化アルミは $\delta l_N \sim 9.5 \mu\text{m}$

よって熱膨張は焦点深度内に収まり、像のブレは起こらない。

2.3.4 熱収支

カメラ容器内は真空引きすることにより外からの熱の影響を受けないようにしているが、カメラ窓や容器からの放射による熱流入、容器内の気体による対流熱、導線による熱流入が考えられ、冷却が悪くなる。

放射による熱流入は以下の式で与えられる。

$$\frac{dQ}{dt} = \sigma A(T_H^4 - T_L^4) \frac{\epsilon_H \epsilon_L}{\epsilon_H + \epsilon_L - \epsilon_H \epsilon_L} \quad (2.5)$$

窓から放射される放射熱を見積もる ϵ 、 $\epsilon_H = 1.0$ (石英ガラス)、 $\epsilon_L = 0.5$ (CCD ベース部分の素材) である。 σ はボルツマン定数で窓の面積 A は $2.8 \times 10^{-3} m^2$ で、3枚とも $T_H = 293$ 、 $T_L = 220$ として

$$\frac{dQ}{dt} = 0.39W \quad (2.6)$$

窓以外の部分からの放射は A は $6.0 \times 10^{-2} m^2$ 、 $\epsilon_H = 0.1$ (アルミニウム) で

$$\frac{dQ}{dt} = 1.51W \quad (2.7)$$

合計 1.9W の熱放射がおこる。

この他に銅線による熱伝導 ($9 \times 10^{-3} W$)、気体の対流熱がある。気体の対流熱は最後に見積もる。

2.4 冷却試験

CCD に発生するダークカレントを少なくし、CCD のノイズをできる限り抑える。

2.4.1 ペルチェ2枚

ペルチェを2枚用いて冷却試験を行った。ペルチェを直接ネジで固定すると、冷却することによって銅が熱収縮し、ペルチェが壊れる恐れがあるため、厚さ 8mm(ペルチェ7.5mm) のポリカーボネイト製の固定治具を設計した。ペルチェを固定するためにポリカを使用すると冷却能力がどの程度悪くなるか、水冷式と空冷式のどちらが冷えるかテストした。

測定は図 2.14 のように下からペルチェ、銅、ペルチェ、窒化アルミ 温度センサーを設置した。ペルチェの両面には熱が伝わりやすいようにグリスを塗った。温度測定はアルミの上、ヒートシンク (or 水冷) のフタの上に温度センサーを設置して測定した。真空度は $1 \times 10^{-4} mbar$ 、ペルチェ上 1.3A, 4.5V でペルチェ下 3.0A, 3.8V で冷却した。

図 2.19 のようにポリカにより $-35^{\circ}C$ から $-10^{\circ}C$ 度と $25^{\circ}C$ 程度冷却能力は低下した。原因はポリカがペルチェ高温面と低温面に直接接触しているために熱伝導がおこり冷却能力が

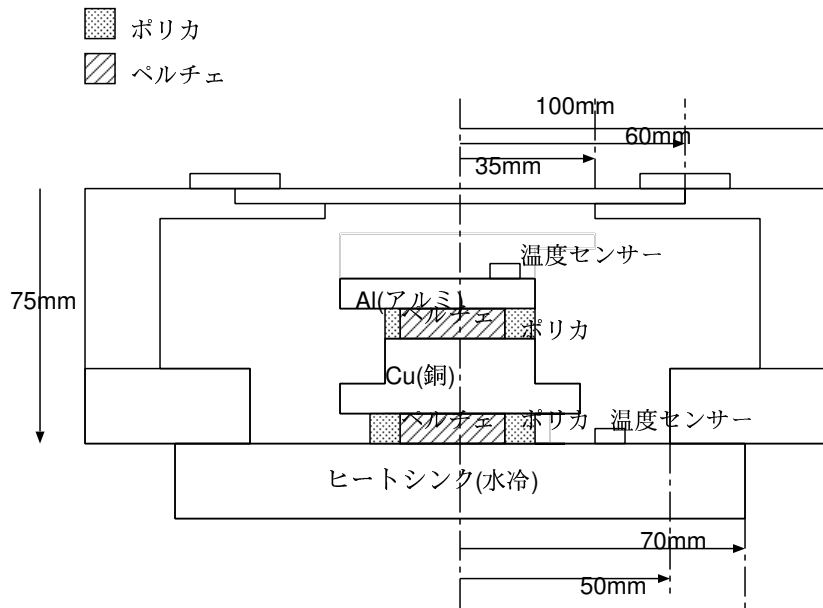


図 2.18: ペルチェ2枚 配置図 白金温度センサーがヒートシンク裏側と窒化アルミの上側の2ヶ所設置されている この後の冷却試験での High Low のプロットはそれぞれこのヒートシンク裏側と窒化アルミ上側の温度を指す。

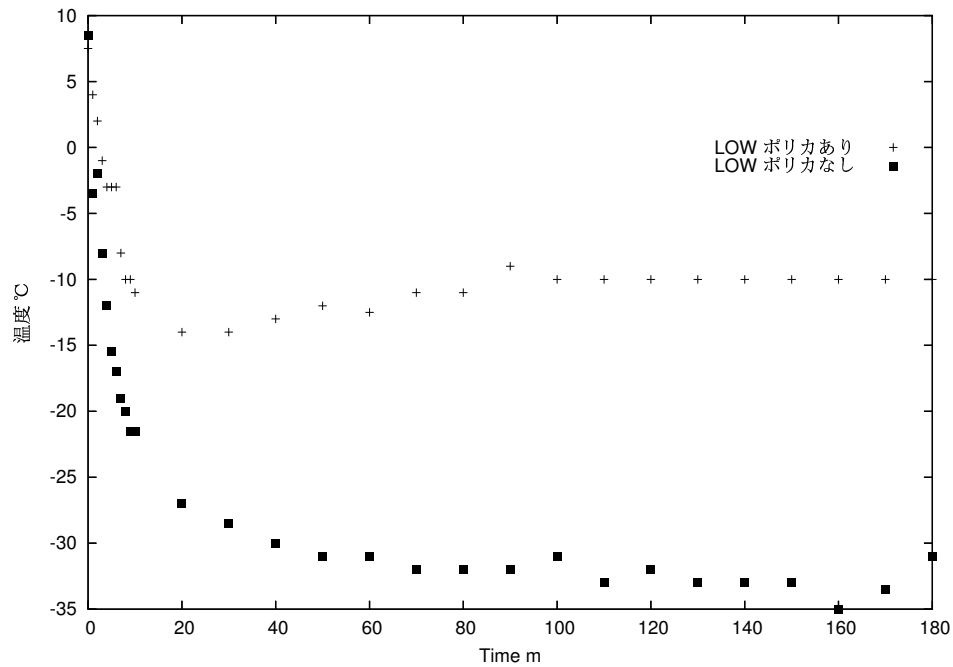


図 2.19: ポリカの有無による冷却能力の変化 (ペルチェ二段、室温 10°C 、真空度 $1 \times 10^{-4} \text{mbar}$)

低下する。ポリカは厚さ 8mm 、断面積 $3.06 \times 10^{-3}[\text{m}^2]$ で、熱伝導率は $0.19\text{W}/\text{m K}$ である。 30K の温度差で 2.1W の熱伝導がおり、また以下に示すように -50°C まで冷やそうとすると 5.1W となり全体の熱流入の 75% を占める。よってポリカは使用できない。

●ポリカーボネイト製固定具を使用しない方法について

ポリカーボネイト製のペルチェ固定具を使用する目的は、ペルチェ素子をネジで固定するときにペルチェが破壊されてしまうことを防ぐためである。しかしペルチェは 1800N の力まで耐えられる。これを元に M6 ネジ四本で固定するとき、一本あたりどの程度のトルクまで耐えられるか計算し、トルクレンチを使用し締め付けトルクをペルチェ素子が破壊されない大きさに調整すればポリカを使用せず、安全にペルチェ素子を固定する事が可能になる。

このような考えに基づきペルチェを直接固定とし、固定ネジのトルクを管理することでペルチェ破壊を防ぐこととした。

以下に安全にペルチェ素子を固定することができるトルクの導出を行う。

T を締め付けトルクとした場合

$$T = \frac{W}{S \times F \times n} \quad (2.8)$$

W はペルチェの許容荷重、 S は安全係数 (3 以上が推奨される)、 F は使用するネジのトルク (M6 で 140)、 n はネジ本数、 T は締めつけトルクである。

$$T = \frac{1800}{3 \times 140 \times 4} = 1.07[\text{kgf} \cdot \text{cm}] \quad (2.9)$$

よって一本あたり $1\text{kgf} \cdot \text{cm}$ のトルクで締めても壊れることはない。

カメラの組立を行う際にはこのトルクを超えないように注意しペルチェ素子の固定を行った。

●空冷式、水冷式の比較

図 2.20 より室温を考慮すると空冷式、水冷式ほとんど違いはない。高温面では室温による違いがはっきりしており 3K の温度差がある。この結果ペルチェ二段では -33°C まで冷え、ダークカレントは $41[\text{electrons}/\text{pixels} \cdot \text{s}]$ この値はまだ目標値の $10^{-2}[\text{electrons}/\text{pixels} \cdot \text{sec}]$ まで到達していない。よってノイズを減らすためにはさらに冷却する必要がある。

2.4.2 ペルチェ3枚

ペルチェ2枚では -33°C までしか冷えなかったのでペルチェの数を増やし、冷却試験を行った。配置図 2.22 のように銅の下にペルチェを2枚置き銅の上に1枚配置した。またこの実験では始め 1A までしか流せない電源を二台使用していたが、三台全て 3A まで流せる電源を使用することにより -53°C を達成した。

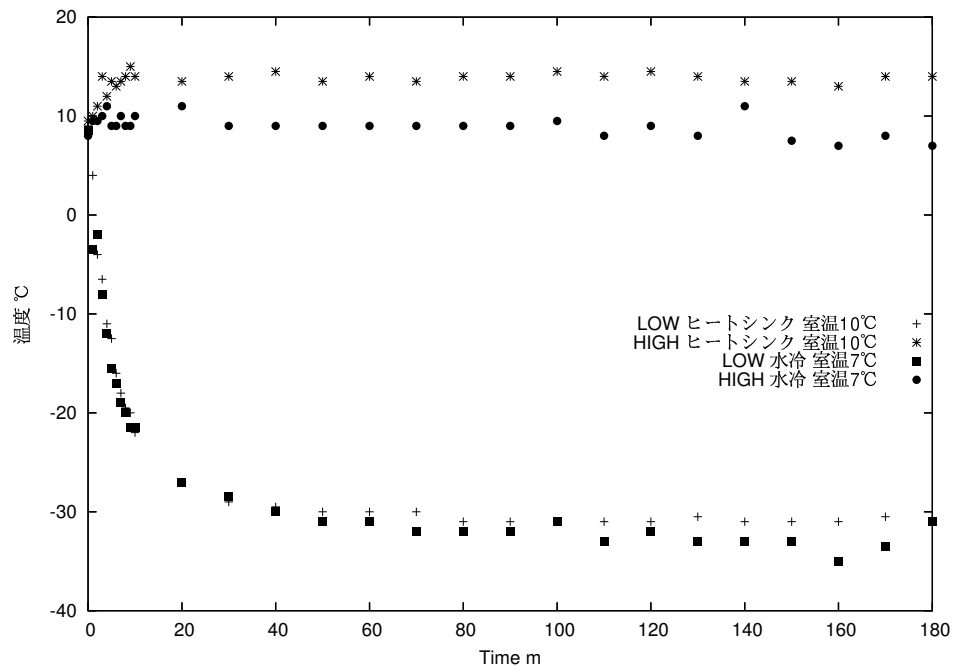


図 2.20: 水冷、空冷の比較 (ペルチェ二段、空冷 室温 10°C、水冷 室温 7°C, 真空度 $1 \times 10^{-4} \text{mbar}$)

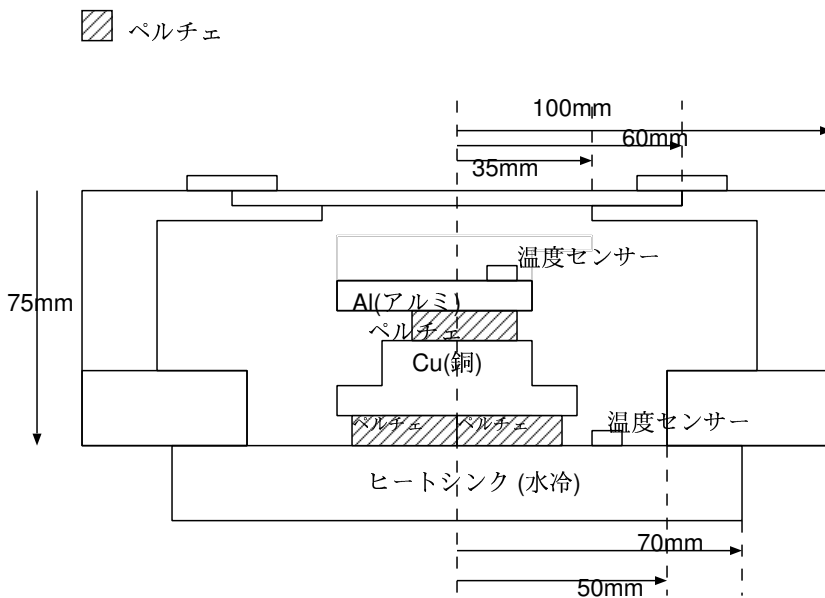


図 2.21: ペルチェ三枚配置図

ペルチェに加えた電流は3枚とも3A、電圧は、上が2.82V、下が8.72V,9.00Vである。また真空度は $3 \times 10^{-3} \text{mbar}$ で測定した

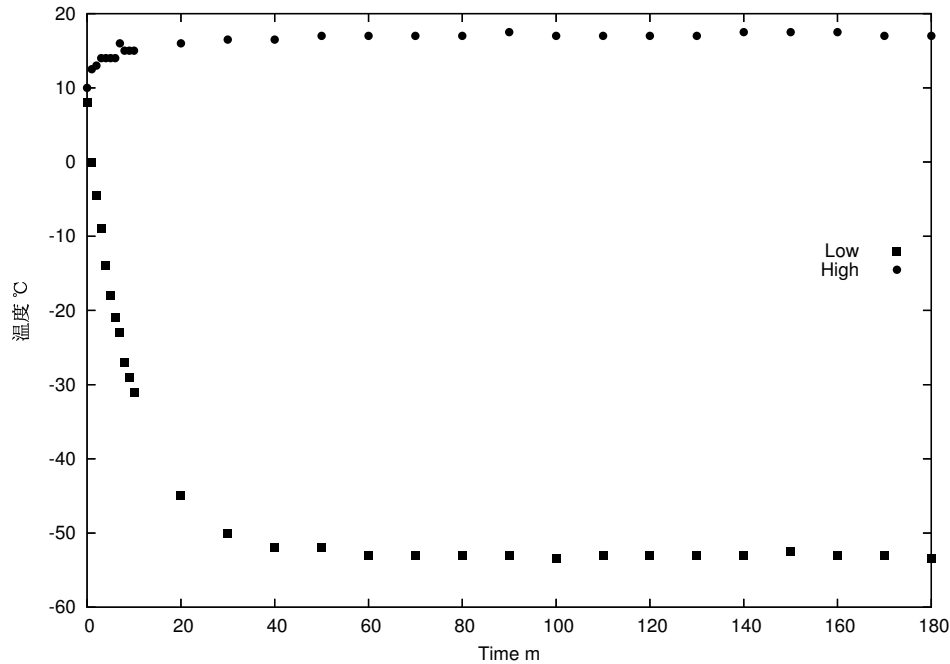


図 2.22: ペルチェ三段 水冷式の温度変化 室温 12°C 真空度 $3 \times 10^{-3} \text{mbar}$

図 2.22 のように高温面は放熱量が増えたので、高温面の温度を室温に抑えることはできなかったが、冷却面の温度は -53°C まで冷え、ダークカレントは $2.8[\text{electrons}/\text{pixels} \cdot \text{sec}]$ になり、2枚の時よりもノイズを抑えることができた。

この値は当初の目的である $10^{-2}[\text{ADU}]$ という値を満たしていない。しかし後の 4.3 節で示す様に観測の際に発生する主なノイズ、スカイバックグラウンドの値は 300 秒露光の場合 $1940[\text{ADU}]$ 程で、ダークカレントの値はこれよりは小さい。冷却面に関してはまだ改善の余地があるが、観測を行う事は可能なレベルまで冷却することができた。

2.4.3 冷却能力と真空度の関係

冷却能力と真空度の関係を調べた。

気体による熱の伝導は、分子同士の衝突により伝わる場合と他の分子に衝突せず直接伝わる場合がある。平均自由行程壁との距離を比較し、気体による熱伝導が真空度に依存するか考

察する。

$$l = 8.6 \times \frac{\eta}{p} \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (2.10)$$

平均自由行程 l は上の式で与えられ [33]、 η は粘性係数 (poise)、 p は圧力 (Torr)、 M は分子量である。まず $l \leq d$ (CCD 壁の距離) のとき、分子同士の衝突により熱が伝わる。このとき分子密度は圧力 p に比例し、平均自由行程 l は圧力に反比例するので熱流は圧力に依存しない。 $l \geq d$ のときは、分子同士が衝突せずに直接 CCD に衝突する。熱流は圧力に依存する。

$$\frac{dQ}{dt} = \eta C_v (T_H - T_L) [W/cm^2] \quad (2.11)$$

η は粘性係数 (14.6×10^{-5} (poise))、 C_v ($0.71 JK^{-1}g^{-1}$) は定積モル比熱。 T_H 、 T_L は高温面の温度 ($20^\circ C$)、低温面の温度 ($-50^\circ C$) である。面積を $6.4 \times 3.2 [cm]$ として

$$\frac{dQ}{dt} = 0.015W \quad (2.12)$$

となる。圧力を $10^{-3} mbar$ のときは $l = 4.7 cm$ ($l \geq d$) となり、熱流は気体の圧力に依存する。

$$\frac{dQ}{dt} = ca_0 p (T_H - T_L) [W/cm^2] \quad (2.13)$$

a は分子と壁との間のエネルギーのやりとり能力を表す適応係数 (0.33)、 c は気体定数で 0.016、 p は圧力 (Torr) で計算すると

$$\frac{dQ}{dt} = 5.7 \times 10^{-3} W \quad (2.14)$$

●冷却能力と真空度実験

前の理論を確かめるため、圧力を $10^{-1} mbar$ (室温 $11^\circ C$)、 $3 \times 10^{-3} mbar$ (室温 $12^\circ C$)、 $10^{-5} mbar$ (室温 $13^\circ C$) の三通りで測定した。ペルチェは三枚使用し、電流電圧は上 (3A, 2.86V) 下 (3A, 8.90V) (3A, 8.50V)、高温面の冷却は水冷式で実験した。

低温面高温面の温度変化は図 2.23, 2.24 のようになって、低温面では $10^{-1} mbar$ と $3 \times 10^{-3} mbar$ では約 $5K$ の温度差が生じた。また $3 \times 10^{-3} mbar$ と $10^{-5} mbar$ では $1K$ の温度差しかなくこれは室温の違いによるものだと判断できる。高温面では圧力による依存性は確認できない。

2.4.4 熱流入

放射 (窓、容器) が 1.9W

平均自由行程と壁との距離が一致するのは $3.6 \times 10^{-3} mbar$ で、これより低い圧力で対流熱は圧力に依存し低下する。しかし、真空度を $10^{-3} mbar$ 以下にしても熱流入全体に対する割合は 0.3% 以下となり、冷却温度に影響しない。また実験結果図 2.23 より $3 \times 10^{-3} mbar$ と $10^{-1} mbar$ では低温面の温度に $5K$ の差がでた。

CCD 素子を載せた場合は $d \sim 0.3 cm$ になる。同様に計算して平均自由行程と壁の距離が一致するのは $1.6 \times 10^{-2} mbar$ で、これより低い圧力で対流熱は圧力に依存し低下する。

最後に陸別天文台で冷却した結果を図 2.25 に示す。

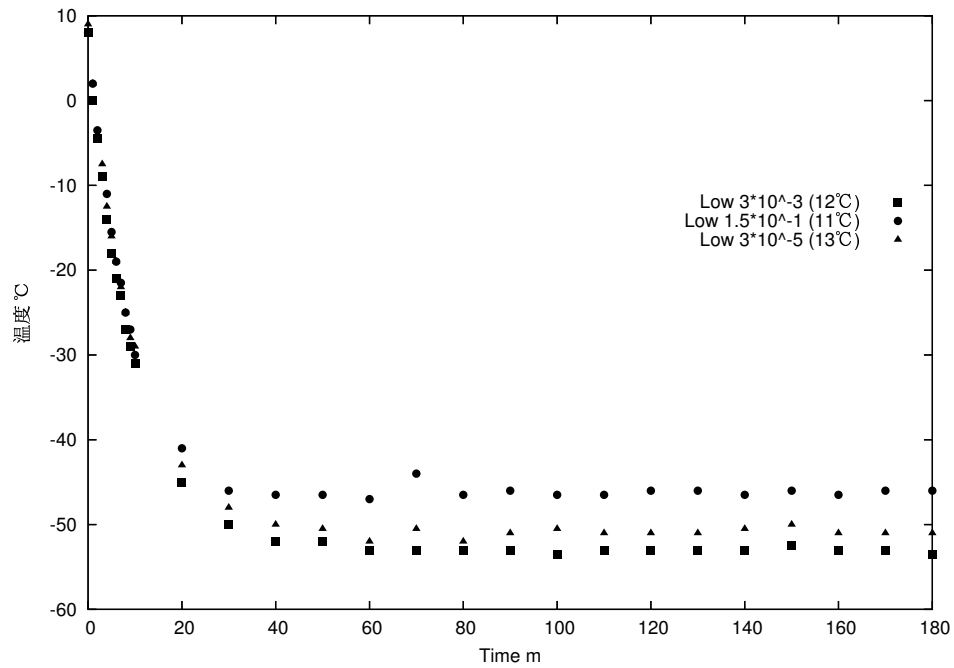


図 2.23: 真空度と冷却温度の関係、水冷式

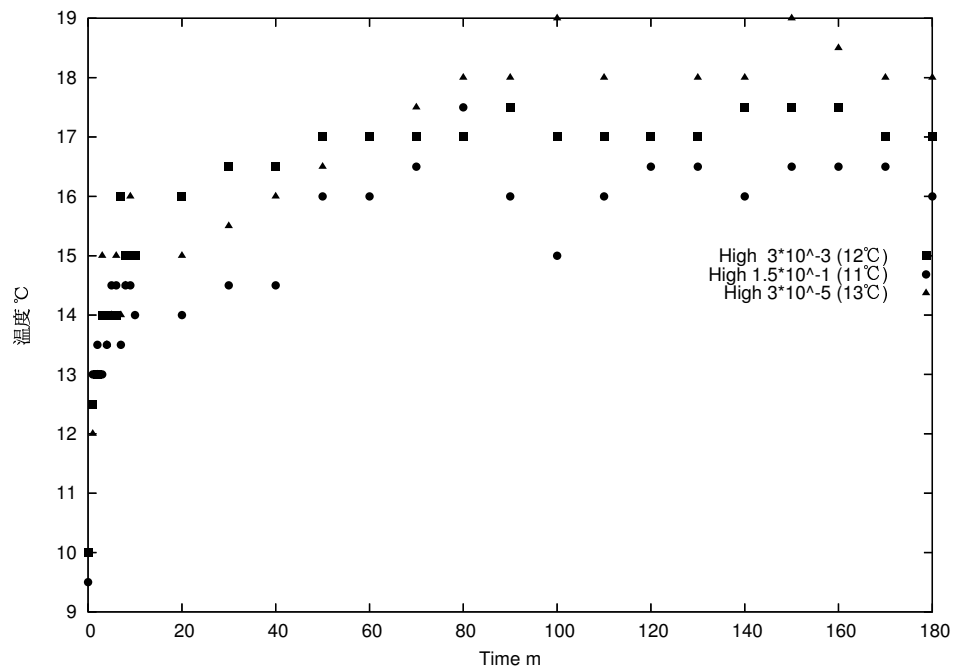


図 2.24: 真空度と高温面の温度の関係、水冷式

| 真空度 | 対流熱 | 全体に対する割合 |
|---------------------------|--------------------------------|----------|
| $1 \times 10^{-3} [mbar]$ | $5.7 \times 10^{-3} \text{ W}$ | 0.3% |
| $1 \times 10^{-2} [mbar]$ | 0.15W | 7.3% |
| $1 \times 10^{-1} [mbar]$ | 0.15W | 7.3% |

表 2.5: 対流熱と真空度の関係 ($d \sim 1.3cm$)

| 真空度 | 対流熱 | 全体に対する割合 |
|---------------------------|--------------------------------|----------|
| $1 \times 10^{-3} [mbar]$ | $5.7 \times 10^{-3} \text{ W}$ | 0.3% |
| $1 \times 10^{-2} [mbar]$ | $5.7 \times 10^{-2} \text{ W}$ | 2.9% |
| $1 \times 10^{-1} [mbar]$ | 0.15W | 7.3% |

表 2.6: 対流熱と真空度の関係 ($d \sim 0.3cm$)

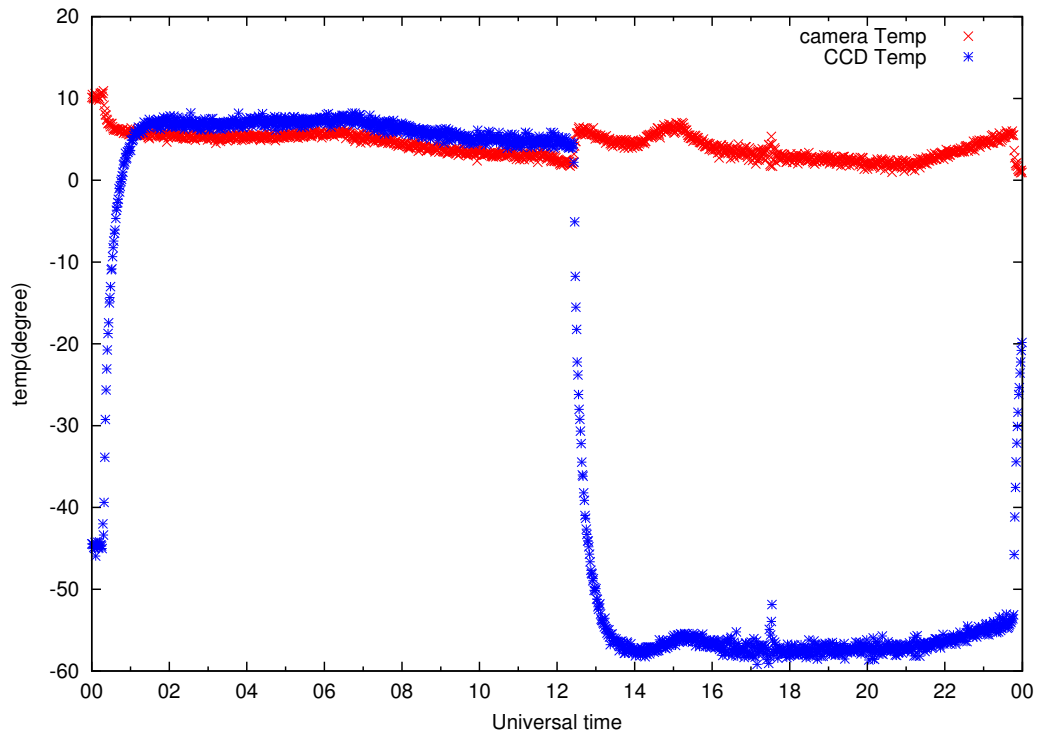


図 2.25: 陸別での冷却結果

2.5 カメラ内部圧力

2.5.1 分子吸着剤

先程の計算の通り $1.6 \times 10^{-2} \text{ mbar}$ を上回ってしまうと外部からの熱流入が顕著になるので内部圧力はこの圧力を越えないように保たなければならない。

そのために分子吸着剤 (Molecular Sieves 5A 1/16 和光純薬工業株式会社) という低温で分子を吸着する物質を内部に封入することを検討した。

分子冷却剤は図 2.26 のような錠剤の形をしたもので、 -50°C 以下程度に冷却されれば内部に気体分子を吸着するという性質がある。(関口 2005 [30])

そのため図 2.27 の網掛け部分の位置に分子吸着剤を封入し内部圧力の低下を狙った。

しかしこの場合は冷却素子と CCD の間に金属固定具が設置されるため CCD の冷却能力は落ちてしまう可能性もある。

そこで分子吸着剤を使用する場合と使用しない場合で内部圧力と CCD 温度がどの様に変化するかを調べた。

その結果が図 2.28 と 2.29 である。

分子吸着剤を使用した場合の方が内部の圧力はオーダーで 1 桁程良くなることが示された。

しかし、その時の CCD 温度に注目してみると CCD の温度は分子吸着剤を使用した場合に比べ 10°C 程高くなってしまったことが示された。これは冷却素子と CCD との間に金属固定具が挿入されたため CCD の冷却が十分に行えなかった為と考えられる。

今回、内部の圧力を低く維持したい理由は CCD の温度を低く保っておきたいからである。つまり、分子吸着剤を使用したことにより CCD の温度が上がってしまったのでは例え内部圧力を低く保てたとしても本来の目的は達成されていない。

内部圧力はなるべく低く保っておきたいが、こまめな真空引きを行うのならば CCD の温度は低く保っておくことが可能になるので今回は分子吸着剤固定ユニットは使用しないことにした。

2.6 シャッター

次にカメラに取り付けるシャッターについて述べる。シャッター製作の際に考慮しなくてはならない要素として



図 2.26: 分子吸着剤の写真

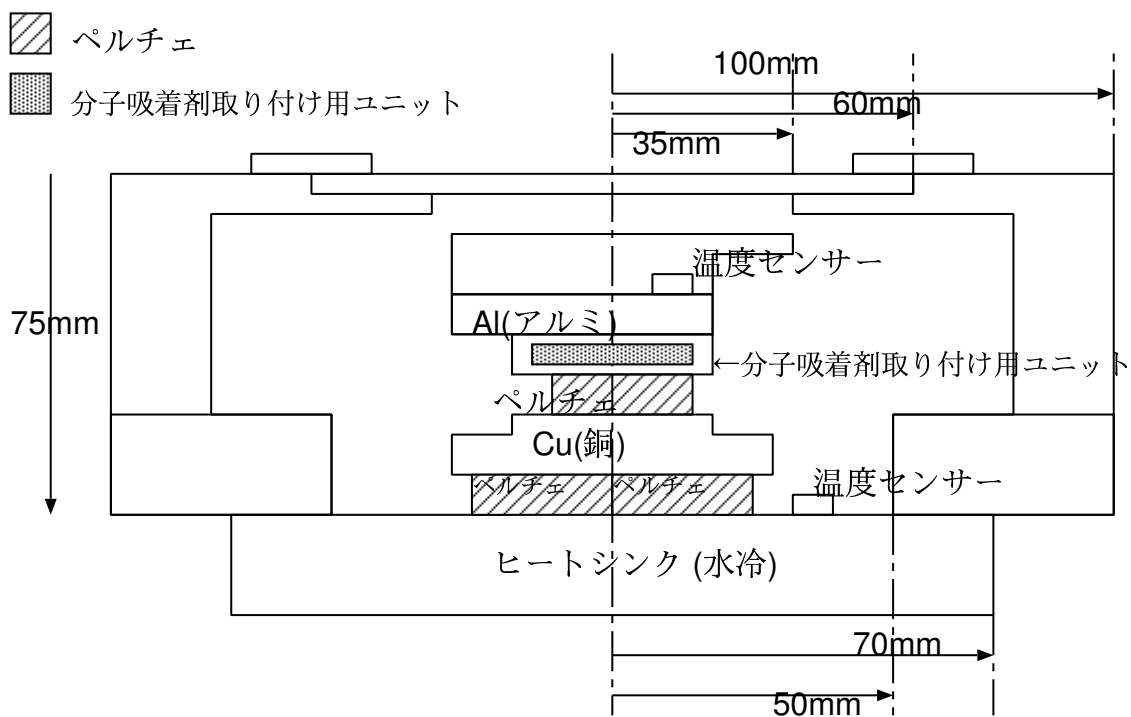


図 2.27: 分子吸着剤使用時の図面 分子冷却剤は冷却された環境下に置かれないと効果を発揮しないためこの図に示されるような金属具内部に分子冷却剤を封入する ペルチエ素子と CCD の間に分子吸着剤固定具が入るため CCD 冷却能力は劣る可能性がある。

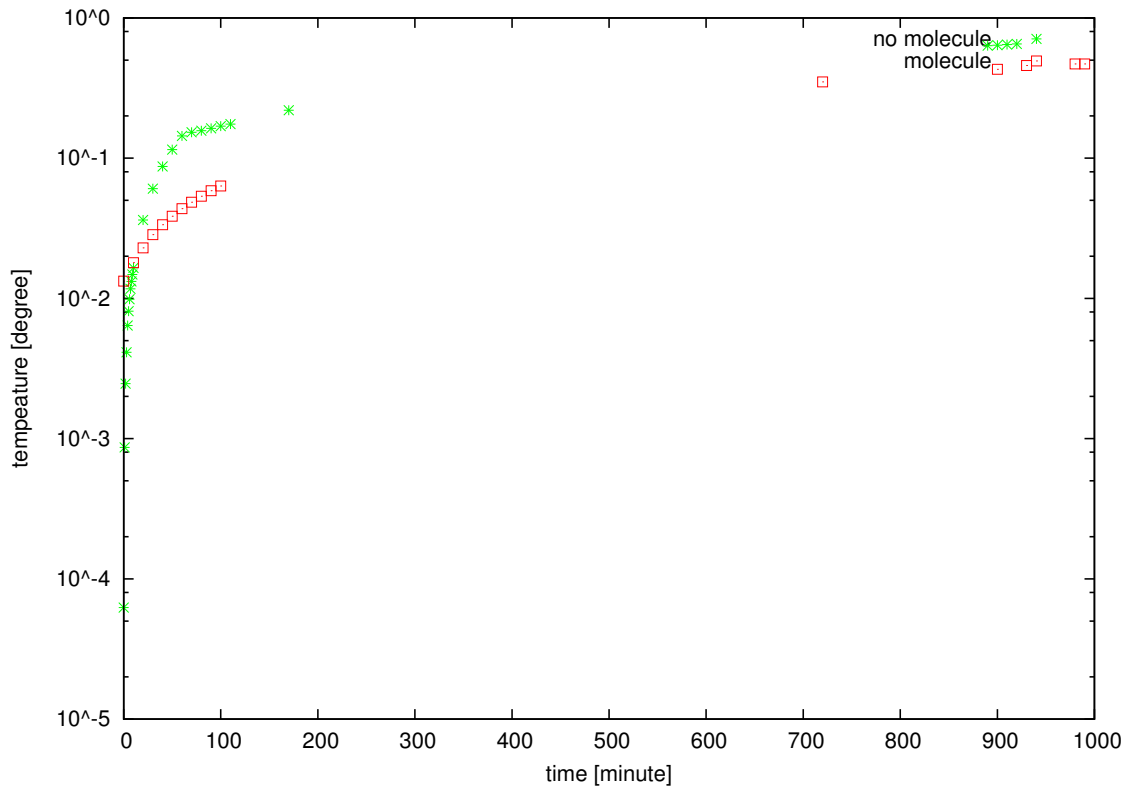
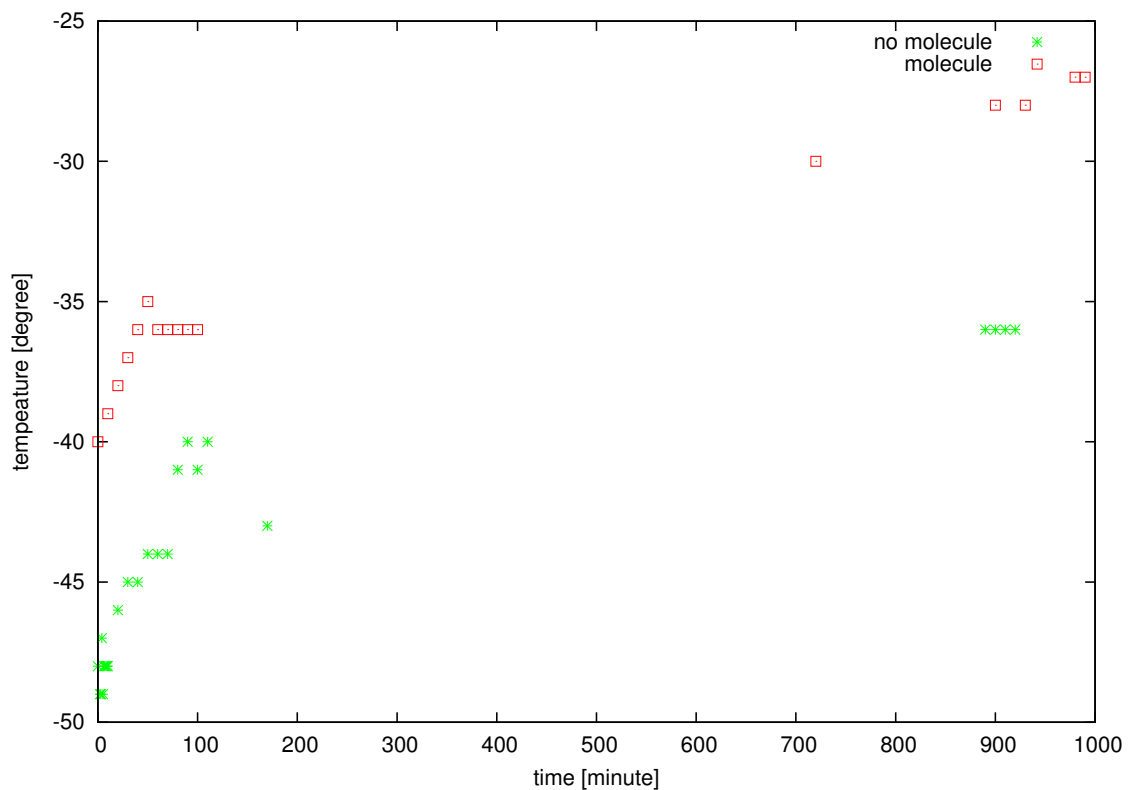


図 2.28: 分子吸着剤使用時 内部圧力 * 記号が分子吸着剤未使用時 | 記号が分子吸着剤使用時のグラフ 分子吸着剤を使用した方が1桁ほど圧力が低くなっていることが分かる



45
図 2.29: 分子吸着剤使用時 CCD 温度 * 記号が分子吸着剤未使用時 | 記号が分子吸着剤使用時のグラフ 分子吸着剤固定治具を挿入したことにより温度が約 10°C 上昇してしまった。

- 撮像時にけられが存在しないようにすること
- CCD の場所毎に光の当たる量にむらがないようにすること
- CCD の露光タイミングに合わせて開閉できるようにすること

がある。

まず第一の条件であるけれども、これは CCD の撮像面積に対しシャッター窓を十分大きく開けることによって存在しないようにすることができる。

必要な窓の大きさは望遠鏡からの光路の作図により求めることができる。

また、CCD の場所毎に光の当たる量にむらを作らないためには露光時のシャッターの動作方向を常に一定方向にすればよい。

そして CCD の露光に合わせてシャッターを開閉できるようにするためには CCD 制御とシャッター制御を同一 PC で行い、2つの動作を同期させればよいことになる。

以上の条件から次の様なスライド式のシャッターを作成した。図 2.30 が図面である。

2.7 フィルター

フィルターについて述べる。

重力マイクロレンズ現象は増光率が波長に依らないという特徴があるため、異なるフィルターで測光を行い、それぞれ増光率を求めることによって、重力マイクロレンズ現象か普通の変光星かを区別することができる。

そのためにはカメラに搭載するフィルターが不可欠である。

図 2.33 が実際のフィルターの写真、図 2.35 がフィルターの透過率のグラフである。

2.8 CCD チップのカメラ筐体内への取り付け

CCD をカメラ容器にマウントする際にはチップの表面に埃が付かないよう細心の注意が払われなくてはならない。

埃を乗せないように安全にマウントを行うために写真 2.39 のような治具を使用する。

この治具により CCD チップを逆さに吊したまま持ち上げていけば撮像面に埃を乗せることなくマウントを行うことができる。CCD マウント中の写真が 2.40 である。

このマウント作業は 2005 年 10 月 27 日にクリーンルーム内で行った。

そして、図 2.41 がカメラにマウントされた CCD の写真である。

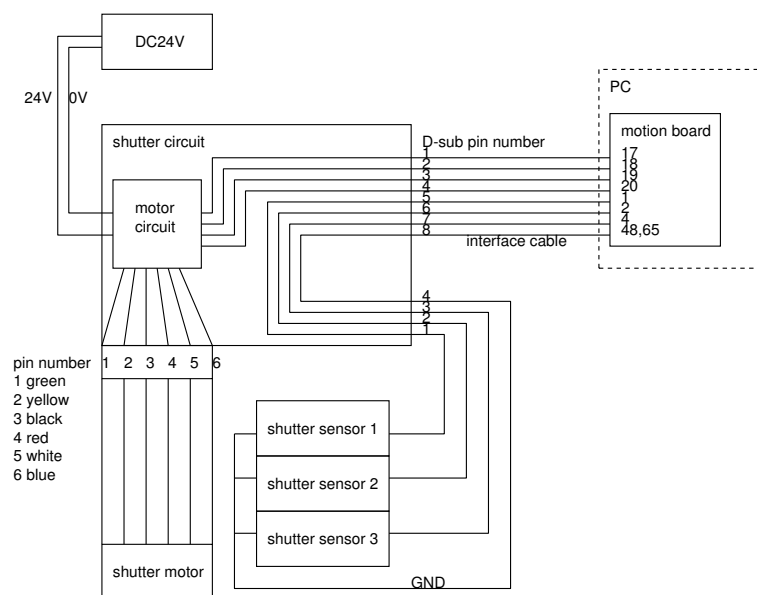


図 2.31: シャッター制御装置図 PC からの動作指令を受けて動作するシャッター制御系の図である。

2.9 ゲイン

通常、光量を ADC(Analog Digital Converter) 値に変換できるような検出器があった場合、その光量の増倍率をゲインと呼び、CCD の他に PMT などに存在する概念である。

CCD では光量をこの ADC 値として検出するため 1ADC が光量子数にするとどれだけの量になるのかを知らなければ正しく測光を行うことができない。

光子がポアソン分布に従ってやって来て、CCD の全てのピクセルが同じ感度を持っている場合、その平均値一分散関係を描くと直線上になり、その直線の傾きがゲインになる。

以下にその理由を示す。

各 ADU 値の平均値 S と分散値 V は i 番目のピクセルの ADU 値を X_i 、ピクセル数を n とするとそれぞれ

$$S = \sum_{i=1}^n (X_i/n), V = \sum_{i=1}^n (X_i - S)^2 / (n - 1) \quad (2.15)$$

と表される。

ダークノイズを無視するとイメージ内のノイズはフォトンノイズ p と読み出しノイズ R である。したがってノイズは



図 2.33: フィルター搭載図 各部分にはまっているフィルターの色は図 2.34 に示す通りである。

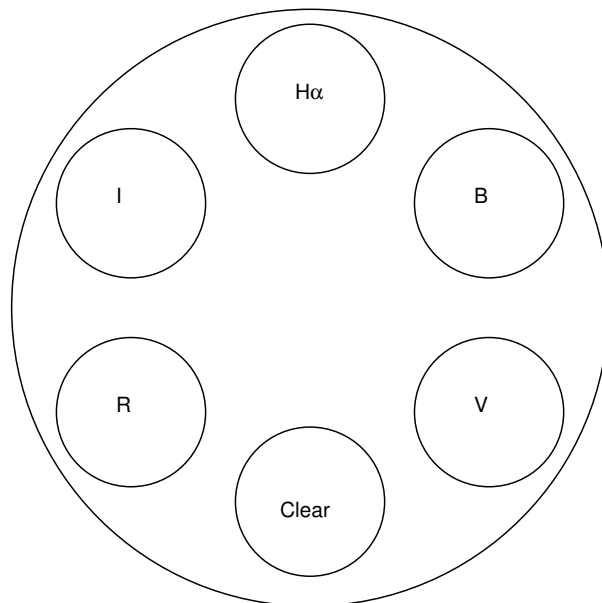


図 2.34: フィルター色 Clear フィルターも合わせて計6色ある B I H α の3色は今回の観測では使用していない。

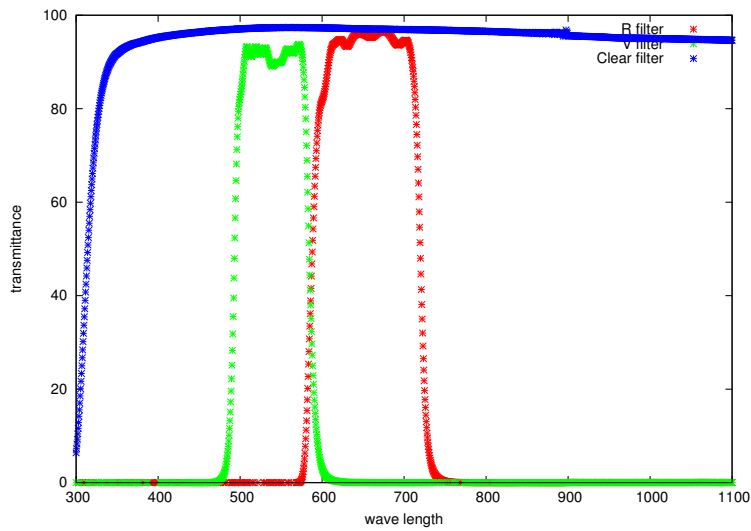


図 2.35: フィルター透過率グラフ 横軸が波長 縦軸が透過率である。波長 $550\mu\text{m}$ のピークが V フィルター $670\mu\text{m}$ のピークが R フィルターである。

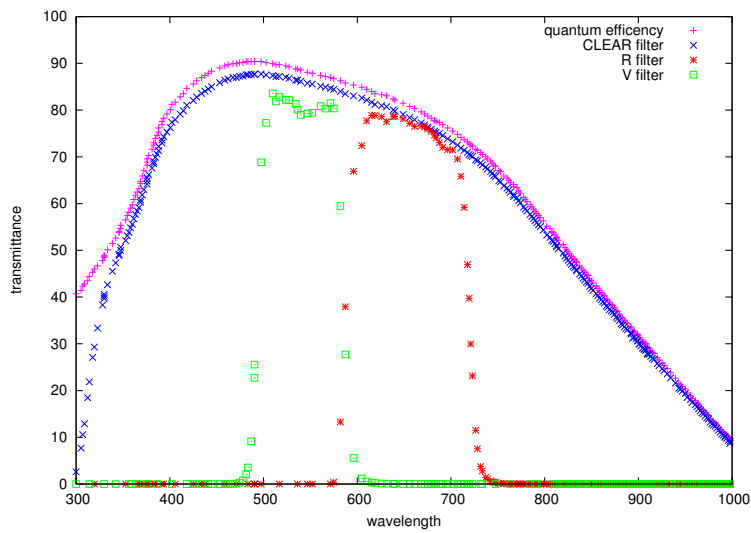


図 2.36: CCD の量子効率を掛け合わせたものである。撮像されたイメージはこのグラフに応じた割合で各波長帯の光が検出できていることになる $550\mu\text{m}$ のピークが V フィルター $670\mu\text{m}$ のピークが R フィルター、+印が CCD の量子効率である

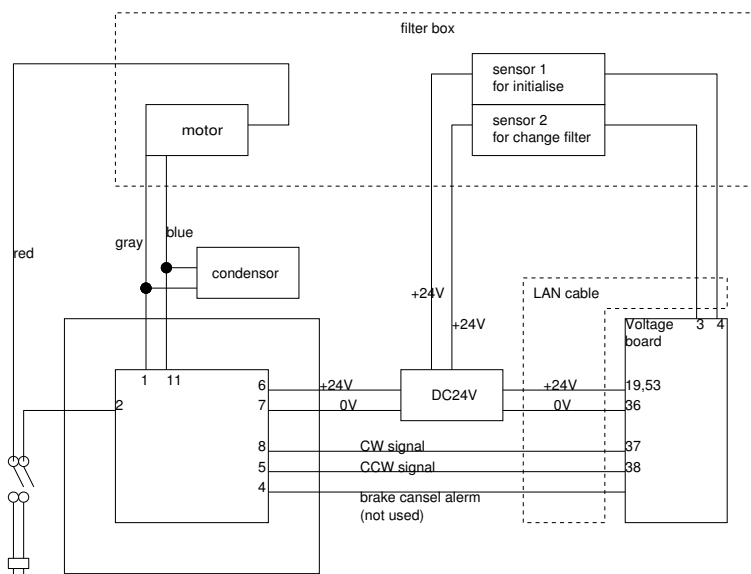


図 2.37: フィルター制御装置

$$(noise)^2 = p^2 + R^2 \quad (2.16)$$

と書ける。

両辺に $(1/g)^2$ をかけて ADU 値にすると

$$\left(\frac{noise}{g}\right)^2 = \left(\frac{p}{g}\right)^2 + \left(\frac{R}{g}\right)^2 \quad (2.17)$$

これはすなわち

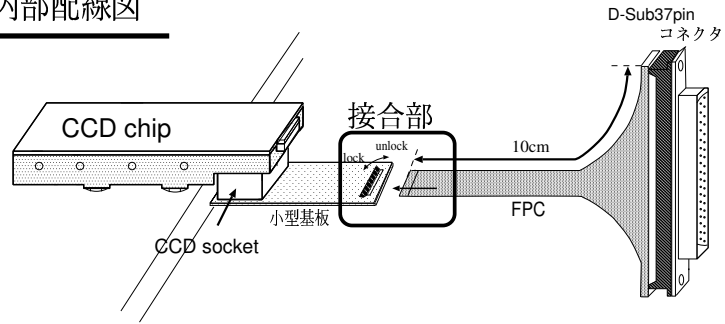
$$V = \frac{S}{g} + const \quad (2.18)$$

以上により CCD に偏りなく光を照射し様々な平均値のイメージを取得し、平均値一分散関係をプロットすれば、一次関数でフィットでき、その傾きがゲインであることになる。しかしこれらの関係式はピクセル間で量子効率の違いが無いという仮定の上に成り立っている。実際の CCD の量子効率はピクセル毎に異なる。これを考慮せずにプロットを行っても一次関数ではフィッティングできない。

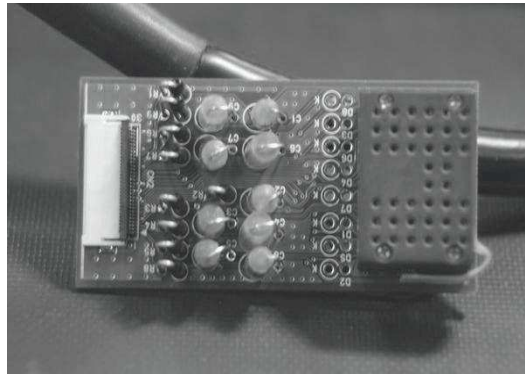
このピクセル毎の量子効率の違いをキャンセルするためには複数枚のフラットイメージを用いればよい。

仮に同じ状況で撮影された無限枚のフラットイメージをし、メジアンで合成したとすると合成イメージの各ピクセルの ADU は量子効率の違いそのものを表す。この合成されたイメー

内部配線図



小型基板



FPC



図 2.38: CCD 基板

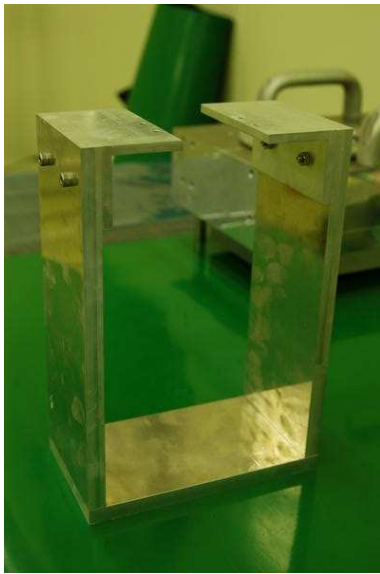


図 2.39: CCD マウント用治具

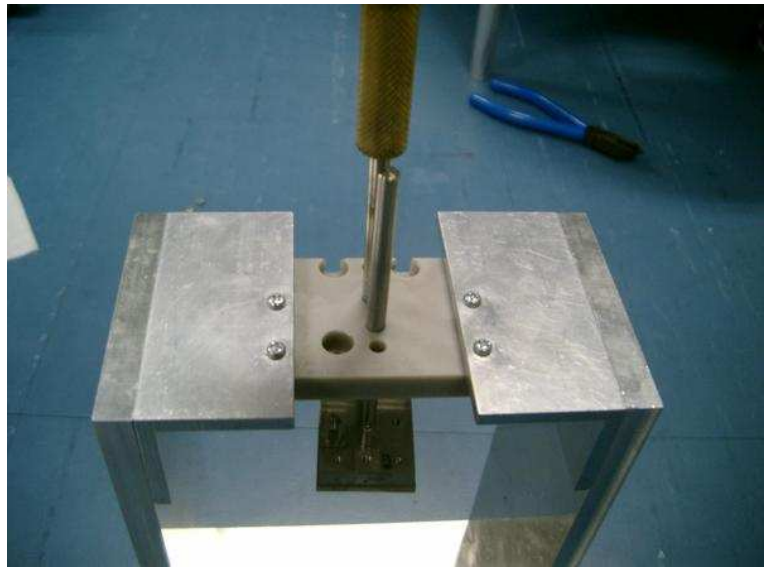


図 2.40: CCD マウント中の写真

ジで各イメージを割ればピクセル毎の量子効率の違いをキャンセルしゲインを求めることができる。

2.9.1 ゲイン測定用データ取得

以上の理由により LED を CCD チップ上に偏りなく当てフラットイメージが撮像できるようにする、そして

1. 同じ露光時間でのフラットイメージを 10 枚取得し、ダークイメージを 3 枚取得する
2. ダークイメージ 3 枚のメジアンを取り、10 枚のフラットイメージそれぞれから引く
3. 10 枚のダークを引き去った後のフラットイメージを最頻値で規格化し、メジアンで一枚に合成したイメージ A を作成
4. 露光時間を様々な値に変更したフラットイメージ B_i を取得、また、それらと同じ露光時間のダークイメージを 3 枚ずつ撮像する。



図 2.41: CCD マウント終了後

5. 3枚ずつあるダークイメージのメジアンを取り、そのイメージで B_i それぞれのイメージから引き算を行いダーク補正後のデータ $[B - dark]_i$ とする
6. $[B - dark]_i$ を A で割り $[(B - dark)/A]_i$ とする
7. $[(B - dark)/A]_i$ で平均値 m_i と標準偏差 σ_i を計算して一次関数でフィッティングする

手順6で量子効率のむらを補正している。

この手順で得られた平均値と分散値の関係を図2.42に示す。図2.42での直線の傾きがゲイン $g[\text{electrons}/\text{ADU}]$ の逆数となる。

これによりこの CCD のゲインの値は $g = 1/0.414 = 2.41[\text{electrons}/\text{ADU}]$ であることが分

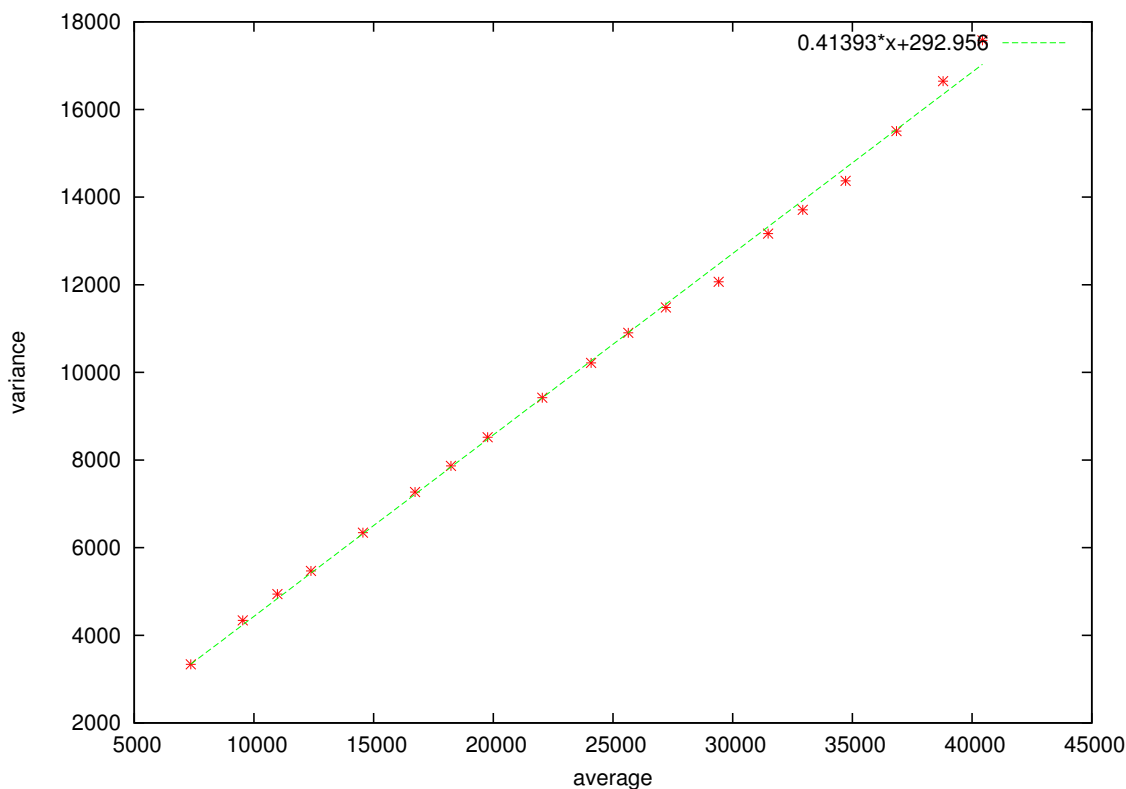


図 2.42: 平均値一分散関係 一次関数がフィットできることが分かる

かった。

また式 (2.17) の関係より、この一次関数の切片がリードアウトノイズの二乗を表しているこ

とになる。

よってこのカメラのリードアウトノイズは $\sqrt{292.956} = 17.12[ADU]$

$17.12 \times 2.41 = 41.3[electrons]$

となる。

2.10 システム図

以上の装置を全て組み込んだ様子を表したのが図 2.43 である。

3 観測

3.1 観測フィールド

アンドロメダのフィールドはセルフレンジングの際のイベント発生率の違いが明確に現れる場所として決めなくてはならない。まずこのカメラの総視野の導出を行う。この望遠鏡の見込む画角は

$$\theta = \frac{360}{\pi} \arctan \frac{x}{2f} [deg] \quad (3.1)$$

と表される。fは光学系のF値、xは撮像素子の幅である。この望遠鏡のf値と撮像素子の幅はそれぞれ表 2.1, 2.2 より

$8800 \div 1150 = 7.65, 15[\mu m] \times 4096 = 6.144[cm]$ となる。

これより $\theta = 0.46[arcdeg]$ となる。よって総視野は

$$0.46 \times 0.23 = 0.11[arcdeg^2] \quad (3.2)$$

である。

陸別カメラの総視野は $0.46 \times 0.23[arcdeg^2]$ であるのでアンドロメダ中心を撮るように決めればその端の部分まで一度にカバーすることができるので、そのようなフィールドに決定した。表 3.1 が決定したフィールド図である。図に黄色の線で示されている領域がこのカメラの一度に撮れる視野の大きさである。

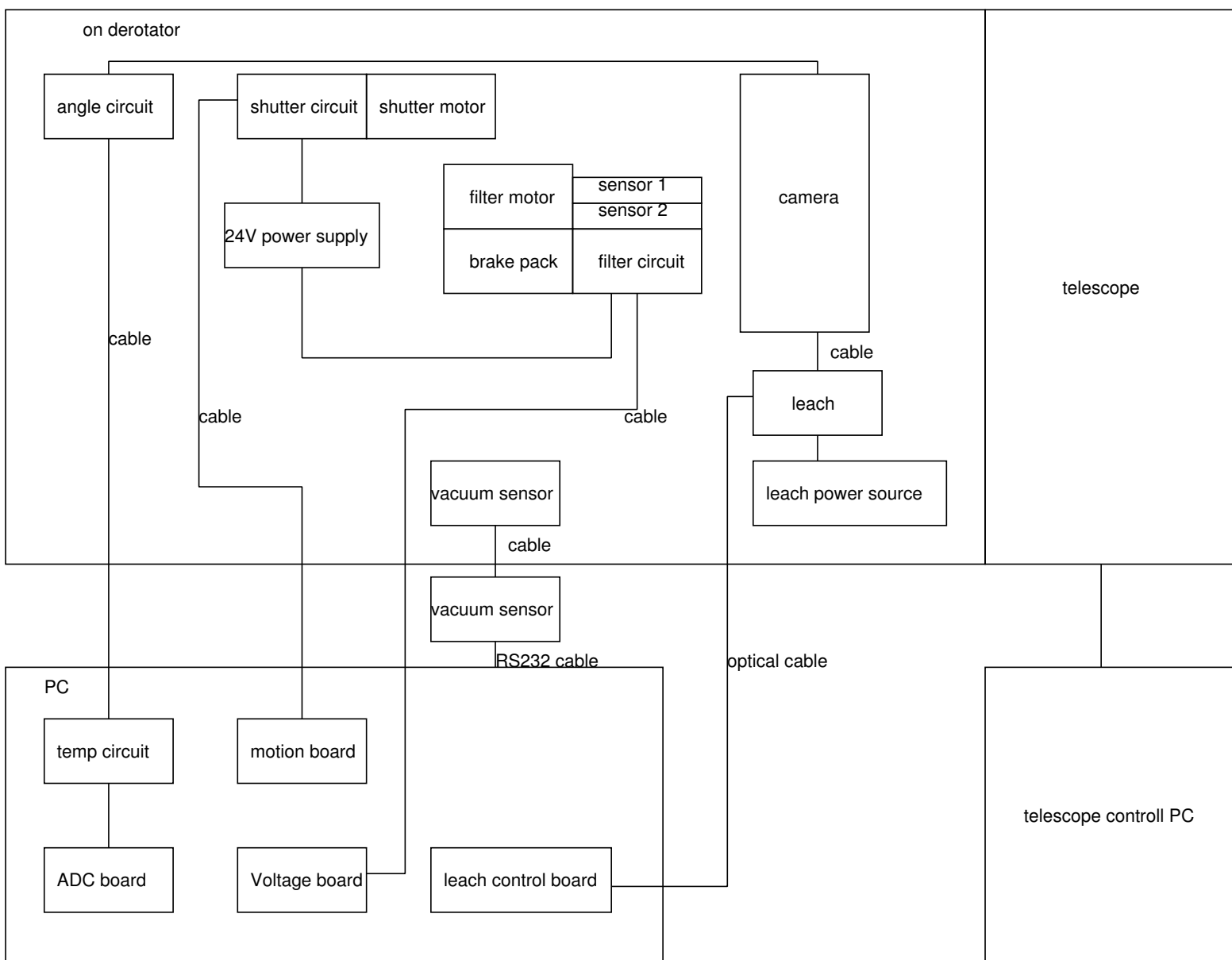
また、表 3.1 にそれぞれのフィールドの赤経、赤緯値を載せる。

3.2 回転するフィールドへの対策

望遠鏡に特定天体を導入するためには望遠鏡の操作のPCに赤経、赤緯、ローテーター角を入力することによって行われる。

図 3.2 に望遠鏡操作PCの画面を載せる。

図 2.43: 陸別観測装置 望遠鏡の操作はカメラ制御とは別のPCを使用する。



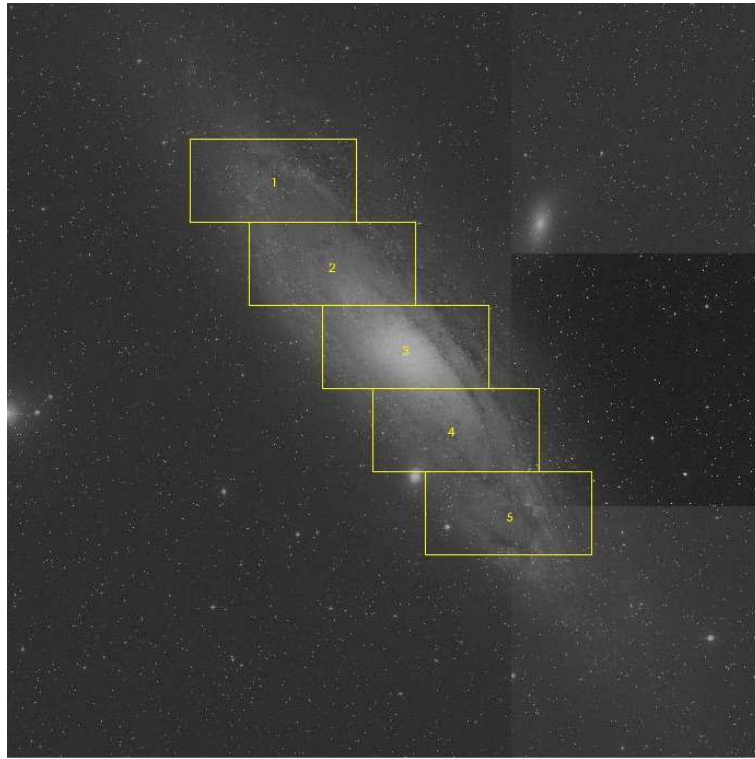


図 3.1: アンドロメダフィールド図 黄色の線が一度に撮れる視野の大きさである

表 3.1: アンドロメダ観測フィールド それぞれの領域の中心の座標 (2000 年分点を使用)

| M31 field | RA | DEC |
|-----------|----------|----------|
| and1 | 0:42:42 | 41:16:00 |
| and2 | 00:44:11 | 41:38:53 |
| and3 | 00:45:08 | 41:51:30 |
| and4 | 00:41:55 | 41:00:58 |
| and5 | 00:40:55 | 40:44:15 |



図 3.2: 望遠鏡操作 PC の画面

この観測においてはリファレンスイメージとカレントイメージの引き算を行うため、目標天体は年間を通じて同じ向きで撮影されなくてはならない。

しかし、望遠鏡操作用 PC はそのために指すべきローテーターの値を保持していないため、入力するローテーター角は角度が変わらないような値を代入しなければならない。

特定の天体の追尾した場合の方位軸、高度軸の値については次の様になる（神谷 2005 [31]）
これにより望遠鏡に入力されるべきローテーター角の値を導出した。

高度

$$h = \arcsin(\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H) \quad (3.3)$$

方位

$$A = \arctan \left(\frac{-\cos \delta \sin H}{\cos \phi \sin \delta - \sin \phi \cos \delta \cos H} \right) \quad (3.4)$$

ローテーター

$$R = \arctan \left(\frac{-\cos \phi \sin A}{\sin \phi \cos h - \cos \phi \sin h \cos A} \right) \quad (3.5)$$

この R は主焦点方式の場合のローテーター角であるので、陸別望遠鏡のようなナスミス式焦点の場合にはローテーターの値は高度角を引き去らなければならない。

そのため、望遠鏡操作 PC に代入するべきローテーターの値は $R-h$ となる。

3.3 温度読み取り回路の取り付け

カメラ内部に設置されている白金温度計は、その抵抗により温度を測定することができる。一方カメラ制御 PC には AD コンバーターが入っているため、電圧値を自動的に読みとっていくことができる。すなわち、温度計からの出力の抵抗値を電圧値に変換できれば、温度情報は自動的に PC に取り込むことが可能である。

この変換を行う回路を作成した。図 3.3 にその回路図を載せる。入力は計 4 チャンネルあり、複数箇所の温度を読みとることができる。

3.4 霜問題

2006 年度 4 月より CCD 前の窓に霜が発生し消えなくなるという問題が起こった。これは、このカメラの構造上ガラス面と CCD との距離が 2mm しか離れておらず、CCD の手前にあるガラスも冷却され霜が発生するという現象であった。

これを防ぐためには、例えばヒーター等でガラス面の温度を上げるか、ガラス面周りの水蒸気の分圧を下げればいい事になる。

しかし、ガラス面の温度を上げるという手段は CCD をなるべく低温に保つという目的を考えると、適していない。

そこで私は、水蒸気分圧を下げる手段を取ることにした。

水の分圧を下げるということは、すなわちガラス面周りの湿度を下げるということに等しい。

そのために、下の写真のような乾燥空気発生装置を作成することにした。

これはポンプによって送り込まれた空気をガラス瓶の中の乾燥剤によって低湿度の空気にし、ガラス面周りに送り込むものである。

ガラス面周りの空間が密閉されていれば、その空間を全て乾燥空気が満たすことができ、霜を発生させないようにすることができる。

2006 年 9 月からの観測ではこの乾燥空気発生装置を使用している。

新品の乾燥剤を瓶内部に封入してから連続で 20 時間程霜の発生を抑えることができ、2006 年 12 月現在まで装置使用中に霜が発生したことはない。

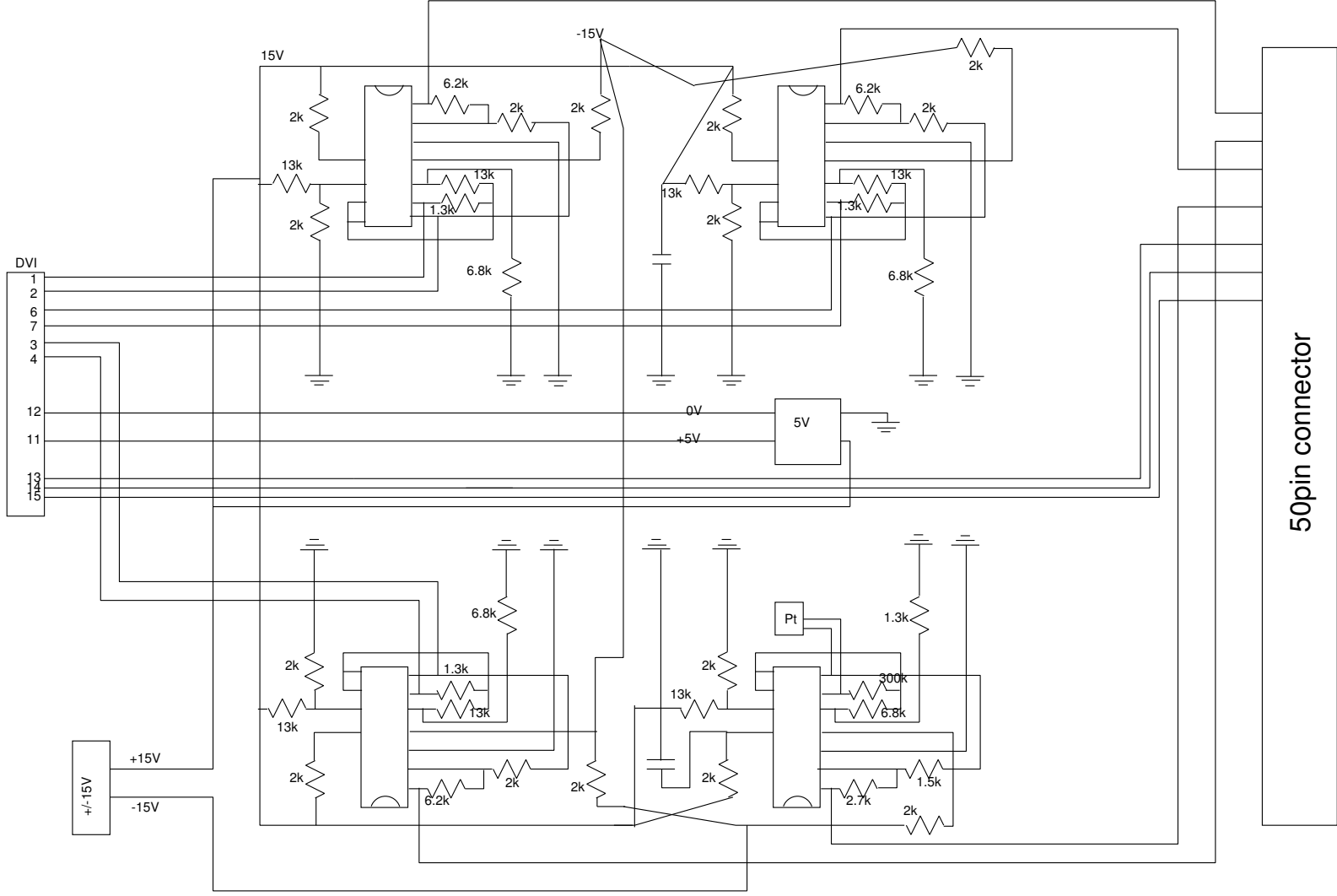


图 3.3: 温度回路图



図 3.4: 空気乾燥装置写真 瓶内部に見える青い物質は乾燥剤 (エヌエヌシー ナニワゲル) である

乾燥剤が完全に水蒸気を吸い、飽和した後も電子レンジで加熱することで再利用することができる。

3.5 データ取得

観測期間は2006年7月の2週間と9月の1ヶ月間、2006年11月の一週間行った。この時得られたイメージから銀河の森天文台の典型的なシーイングは $3'' \sim 4''$ であることが分かった。また、晴天率はおよそ5割程であった。

4 イベント数の見積り

4.1 イベント発生率

イベント数はその星域において発生するイベントレイトと、一度の撮像で撮れる星の数を求めれば導出することができる。

イベントレイトは、まず撮像する星域でのオプティカルデプスと、典型的なイベントのイベント継続時間を知る必要がある。

表 4.1: 星の種類毎のイベント継続時間 イベントタイムスケールは数日～数十日程になる事が分かる

| 星の種類 | 質量 | 観測者からの距離 | イベント継続時間 |
|---------|--------------------------|----------------|--------------|
| 恒星 | M_{\odot} | 20[pc]/760[pc] | 35[day] |
| 赤色巨星 | $0.08 \sim 0.8M_{\odot}$ | 20[pc]/760[pc] | 10 ~ 30[day] |
| 白色矮星 | $0.08M_{\odot}$ | 20[pc]/760[pc] | 10[day] |
| 中性子星 | $8M_{\odot}$ | 20[pc]/760[pc] | 100[day] |
| ブラックホール | $30M_{\odot}$ | 20[pc]/760[pc] | 193[day] |

4.2 イベント継続時間

典型的なイベント継続時間は、レンズ天体、ソース天体、その移動速度、質量を仮定することで導かれる。

今回の場合、まず、レンズ天体、ソース天体の質量が共に太陽質量程度、移動速度を銀河の回転速度の典型的な値である $200[km/s]$ 、その位置を銀河中心から $20kpc$ 程度と仮定してイベント継続時間を導出してみる。

アンドロメダ観測において計算されるイベント継続時間は表 4.2 の様になる。

4.3 限界等級

また、この望遠鏡で発生したイベントをどれだけ検出することができるのかを調べるためには、そのカメラで撮像した場合どれだけ多くの個数の星を撮像することができるのかを知っている必要がある。

撮像された星を等級毎に分けて検出し、横軸を等級、縦軸を星の数としたプロットが光度関数 (luminosity function) である。

理想的な場合ではこの光度関数はどこまでも増加していく関係が得られるはずである。

しかし、現実にある望遠鏡ではその口径により集光力に限界があるため、どこかでこの関係が崩れ、無限に多くの星を撮ることはできない。限界等級がなければ光度関数は増加を続ける。

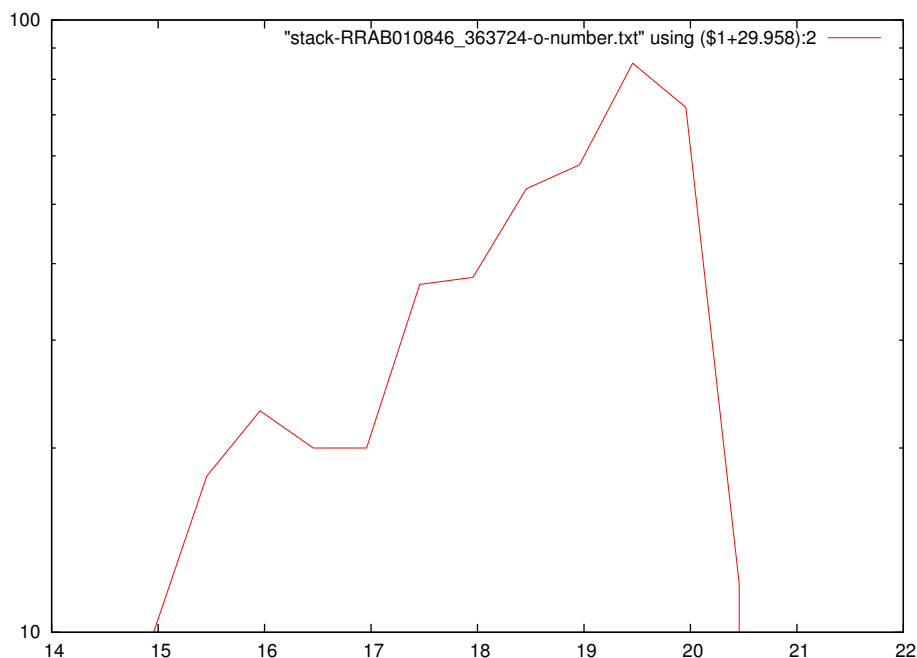


図 4.1: 陸別カメラで撮られた光度関数 暗い星ほど数が増えていくが 20 等級程度でこの関係が崩れている これは望遠鏡の限界等級のためである。

光度関数が理想的な場合のプロットから外れる等級を限界等級という。

この限界等級を求めるためには、カメラのゲイン、スカイバックグラウンド、リードアウトノイズ、ダークノイズ等の様々のノイズと、実際撮られている星が何等級なのかを知っている必要がある。

一般的に限界等級はバックグラウンドレベルの 5σ 、あるいは 10σ で定義される。バックグラウンドレベルは天体のフラックスのゆらぎ、スカイバックグラウンドのゆらぎ、読み出しノイズのゆらぎの 3 つで決まる。ここではイメージからスカイバックグラウンド値を測定し、等級変換式を用いてクリアフィルターでのスカイバックグラウンドの等級を求める。バックグラウンドを求めるために使用したのは月の出ていない日のイメージで、目標天体がエアマスの影響の小さい天頂にある時のイメージである。このイメージのヒストグラムを描き、そのピーク、つまり最頻値をスカイバックグラウンドの値とした。図 4.2 がそのようにして選んだイメージのヒストグラムである。4 つのプロットはそれぞれアンドロメダの 4 フィールドに対応する。ピークが 2 つあるが ADU 値 1950 程のピークがスカイバックグラウンドに依るもの、ADU 値 2200 程のピークがディスクの明るさに依るものを考えられる。これらの値からスカイバックグラウンドは $1940[ADU/pixels]$ 程になる。1 ピクセルは $0.3662''$ 角なので

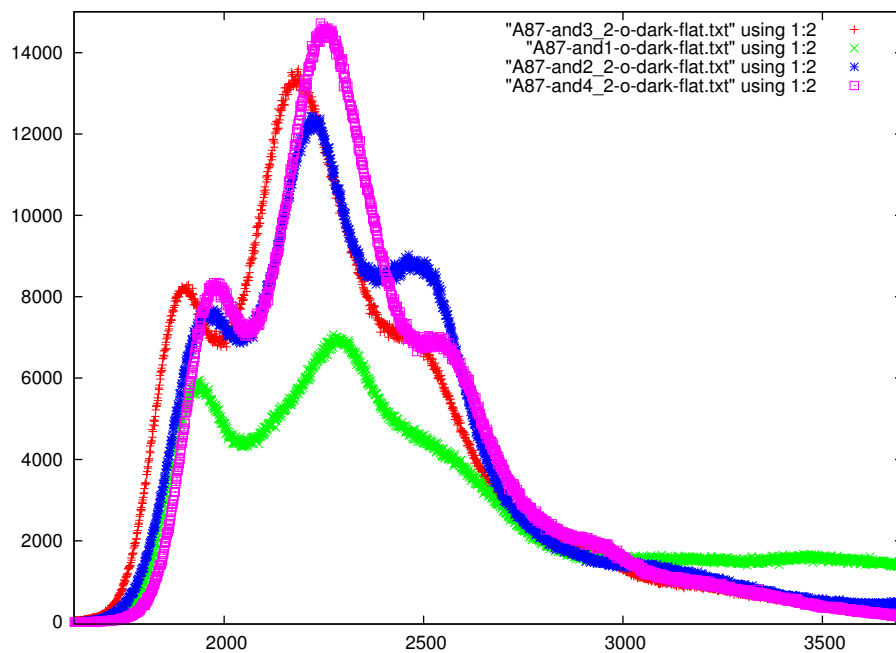


図 4.2: 月が出ておらず、アンドロメダが天頂付近にあるときのアンドロメダイメージのヒストグラム ADU 値 1950 程に一つのピークが、2200 程に 2 つ目のピークがある 一つ目のピークがスカイバックグラウンドに依るもの、2 つ目のピークがディスクの明るさに依るものと考えられる

= 14969[ADU/arcsec²] また、スカイバックグラウンドはポアソン統計に従うと仮定すると、そのフラクチュエーションは $\sigma_{sky} = 197[ADU]$ になる。
これは等級に直すと 21.74[mag/pixel] に相当する。
限界等級を決めるバックグラウンドのゆらぎ σ は

$$\sigma = \sqrt{N_{star}^2 + N_{sky}^2 + N_{read}^2} \quad (4.1)$$

で表される。

限界等級を M_{limit} とすると、限界等級の N_{star} は M_0 とゲイン g を用いて以下の式で表される。

$$N_{star} = \sqrt{\frac{\text{flux}}{g}} = \sqrt{\frac{10^{\frac{M_0 - M_{limit}}{2.5}}}{g}} \quad (4.2)$$

同様に N_{sky} はスカイバックグラウンドの等級 M_{sky} [mag/pixel] を用いて以下のように書ける。

$$N_{sky} = \sqrt{A} \cdot \sqrt{\frac{10^{\frac{M_0 - M_{sky}}{2.5}}}{g}} \quad (4.3)$$

A は星像の大きさを、seeing²[pixel] $\times \pi$ である。また限界等級をバックグラウンドの 5σ と定義すると、 M_{limit} は

$$M_{limit} = M_0 - 2.5 \log(5N) \quad (4.4)$$

である。 $N_{read}, g, M_0, M_{sky}, A$ を式 (4.2) に代入すると、式 (4.2) と式 (4.4) は M_{limit} と N の連立方程式となる。 N_{read} は 17.12[ADU], ゲインは 2.41[electron/ADU] で M_0 は 29.958[mag], M_{sky} は 21.74 また銀河の森の典型的なシーイングとして 3[arcsec²] を代入すると

$$N = 440[ADU] \quad (4.5)$$

$$M_{limit} = 21.6[mag] \quad (4.6)$$

が求まる。式 (4.4) で限界等級をバックグラウンドの 10σ と定義すると式 (4.4) は

$$M_{limit} = M_0 - 2.5 \log(10N) \quad (4.7)$$

となり、この時のバックグラウンドのゆらぎと限界等級は

$$N = 444[ADU] \quad (4.8)$$

$$M_{limit} = 20.85[mag] \quad (4.9)$$

である。

5 解析方法

5.1 DIA

DIA という解析方法が開発された。DIA の考え方を取り入れた解析技術はいくつかあるが、我々MOAグループは、Alardが確立したイメージサブトラクション法 (Alard & Lupton 1998 [23], 2000 [22]) を採用し、MOAグループ用のソフトを開発した (Bond *et al.* 2001 [7])。

DIA では、シーイングの良い日のイメージをテンプレートとして、各観測イメージから同じ領域のテンプレートを差し引いたイメージを作る (図 5.1)。テンプレートとなるイメージをリファレンスイメージとし、各観測フレームのイメージをカレントイメージとする。差し引いたイメージには、変光があった天体だけが残るので、その変光量を求めることで、光度曲線を作ることができる。

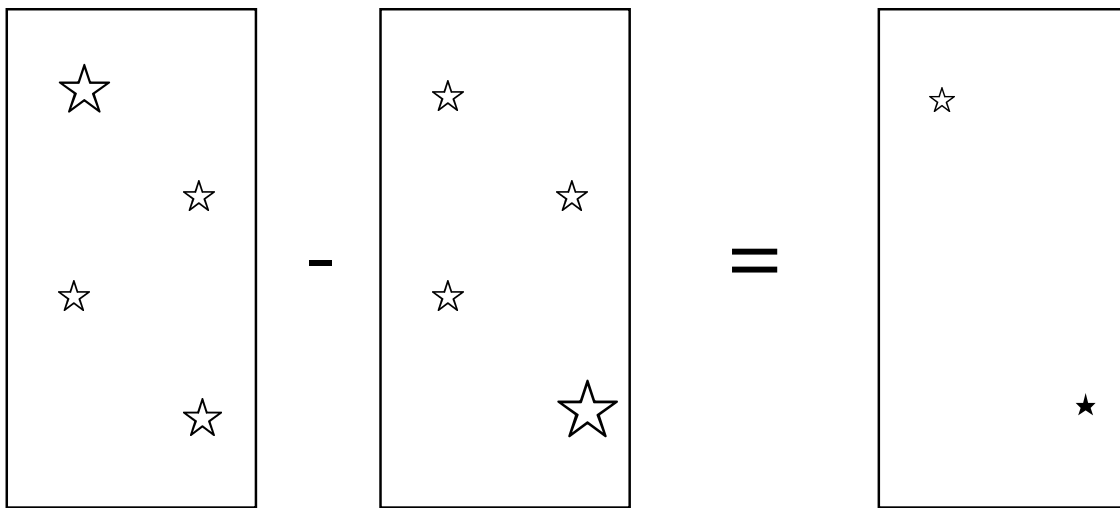


図 5.1: DIA の概念 リファレンスに比べ増光した星は白く残り減光した星は黒く残ることになる。

● ダークフレーム

CCD から読み出されるデータ信号には、星の光による電流成分以外に、熱的に励起された電荷によるダークカレントと、CCD 読み出し時に生じるバイアスカレントが含まれている。この成分を、観測フレームから差し引くために、シャッターを閉じたまま、観測フレームと同じ時間 (300 秒) で撮像したものがダークフレームである。

ダークフレームには、宇宙線による電荷が突発的に入ってしまうので、このノイズを取り除くため、同じダークフレームを 3 枚連続して撮像し、ピクセル毎にメジアン値をとったものを補正に使用する。観測終了後は常に、このダークフレームを撮っている。

● フラットフレーム

大面積 CCD カメラによる撮像では、望遠鏡の光学的な特性で焦点面の中心から周辺部にいくほど暗くなる、周辺減光という現象が1枚の CCD チップ内で影響する。また、CCD チップ自体にもピクセル毎に感度の差がある。これらを補正するために、CCD に一様な光を当てて撮像したものがフラットフレームであり、この撮像にはスカイフラットとドームフラットの2つの方法がある。スカイフラットは、星の少ない領域をディザリングをしながら多数回撮像して、それらのメジアンをとることによって星のイメージを消したものをフラットフレームとする方法である。これに対しドームフラットは、一様な光源を観測ドーム内の白いスクリーンに照射し、CCD が飽和しない程度の時間で露光したものを、フラットフレームとする方法である。

今回の解析には、スカイフラットを使用したがる、このフラットフレームには、ダークフレームと同様に宇宙線によるノイズが入ってしまうので、これを取り除くために同じフラットフレームが3枚以上必要である。また、R V clear の3つのフィルターに分けて撮像しようとするると、かなりの時間が必要になってくる。

フラットフレームにもダークカレントやバイアスカレントが含まれているので、この補正では、まず3枚のフラットフレームからそれぞれダークフレームを差し引く。差し引いた後のフラットフレームをその平均値で規格化してから、ダークフレームと同じようにメジアンをとったものを補正に使用する。

以上の2つのフレームを使用した観測フレームのダーク・フラット補正の手順を、図5.2に示す。観測フレームから、メジアンをとったダークフレームを差し引き、補正用のフラットフレームで割ることで、補正された解析用のフレームを作っている。

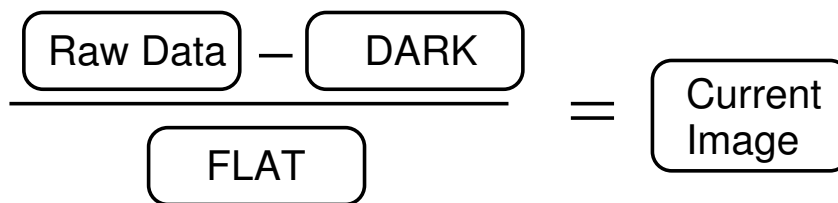


図 5.2: ダークフレーム補正・フラットフレーム補正方法

観測イメージのシーイングは、天候などの影響で日によってまちまちであり、イメージごとに星像の広がり具合、つまり PSF の形が異なっている。よってイメージの差し引きの前には、リファレンスイメージの中の PSF をカレントイメージシーイングに合わせてなまらせる、という作業が必要であり、これは DIA の中で最も重要な作業である (図 5.1)。PSF の形をそろえるには、リファレンスイメージにカーネルという関数をコンボリューションさせる。

コンボリューションさせるカーネルを計算する方法は、大きく分けて2つある。一つは、2つのイメージの同じ天体についてPSFを求め、フーリエ変換を用いてカーネルを計算し2つのPSFを合わせるという方法である。もう1つは、PSFは計算せず各イメージのピクセルのADU値に直接カーネルを作用させてカーネルを計算する方法である。後者は、S/N(シグナルノイズ比)が低いイメージや星の密集した領域のイメージに適切な方法であるので、MOAグループでは後者の方法を用いている。

5.1.1 リファレンスイメージ

PSFの形を変化させる場合、鋭いPSFをなまらせることは可能だが、逆になまっているPSFを鋭い形に変換させることは難しい。よって、リファレンスイメージは、最もシーイングが良く、S/Nが高く、エアマスが小さいものを選ばなければならない。

5.1.2 カーネルの計算

次に、PSFの形をそろえるためのカーネルの計算について説明する。CCDチップのイメージを (x, y) 座標で考え、リファレンスイメージのADU値を $R(x, y)$ とし、カレントイメージのADU値を $I(x, y)$ とする。シーイングの違いを補正するために $R(x, y)$ にコンボリューションさせるカーネルを $K(x, y)$ とすると、 R と I は次のように表せる。

$$I(x, y) = R(x, y) * K(x, y) + bg(x, y) \quad (5.1)$$

式(5.1)の $*$ はコンボリューションを表し、 $bg(x, y)$ はリファレンスイメージとカレントイメージとのバックグラウンドの値の差を示す。このカーネルをいくつかの基本関数の組合せと考えると、座標 (u, v) におけるカーネル $K(u, v)$ は次の式で表せる。

$$K(u, v) = a_0 K_0(u, v) + \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N a_n(x, y) K_{mn}(u, v) \quad (5.2)$$

$$K_{mn}(u, v) = e^{-(u^2+v^2)/2\sigma_m^2} u^{p_n} v^{q_n} \quad (5.3)$$

式(5.3)の K_{mn} が基本関数であり、2次元のガウス関数と2次元の多項式の組合せで表すことができる。ここで、ガウス関数の構成要素である σ_m に相当した、多項部分 $u^{p_n} v^{q_n}$ の最大次数を D_m とすると、 $0 \leq p_n \leq D_m$, $0 \leq p_n + q_n \leq D_m$ となる。また (p_n, q_n) の組合せの総数 N_D は、

$$N_D = \frac{(D_m + 1)(D_m + 2)}{2} \quad (5.4)$$

である。

式 (5.2) の係数 $a_n(x, y)$ は、天球から平面に射影した時に起こる歪みを補正するためのもので、CCD 上の座標 (x, y) の 2 次元多項式で表すことができる。

$$a_n(x, y) = \sum_{p_s, q_s}^{N_{sp}} a_{p_s, q_s} x^{p_s} y^{q_s} \quad (5.5)$$

この多項式の最大次数を D_{sp} とすると、 $0 \leq p_s \leq D_{sp}$, $0 \leq p_s + q_s \leq D_{sp}$ となり、 (p_s, q_s) の組合せの総数 N_{sp} は式 (5.4) と同様に、 $N_{sp} = (D_{sp} + 1)(D_{sp} + 2)/2$ と表せる。

バックグラウンドの値の差 $bg(x, y)$ も、 $a_n(x, y)$ と同様に CCD 上の座標 (x, y) の 2 次元多項式で表すことができ、

$$bg(x, y) = \sum_{p_b, q_b}^{N_{bg}} b_{p_b, q_b} x^{p_b} y^{q_b} \quad (5.6)$$

となる。これも同様に、多項式の最大次数を D_{bg} とすると、 $0 \leq p_b \leq D_{bg}$, $0 \leq p_b + q_b \leq D_{bg}$ となり、 (p_b, q_b) の組合せの総数 N_{bg} は、 $N_{bg} = (D_{bg} + 1)(D_{bg} + 2)/2$ と表せる。

式 (5.1) からわかるように、シーイングを合わせるためにはカーネル K をコンボリューションさせてリファレンスイメージの ADU 値を直接変換することになる。この時に注意しなければならないのは、コンボリューションの前後でカーネルを作用させる領域内の総光量 (この場合は ADU 値の合計) が一定だということである。そのため、式 (5.2) のように各関数の初項は一定の値になっている。

上記から、コンボリューションさせるカーネル K を構成する関数の総数は、 $N = 1 + (N_D - 1)N_{sp} + N_{bg}$ となり、我々の解析では $N = 295$ としてカーネルの算出を行っている。

また、我々が使用している CCD チップは $2k \times 4k$ ピクセルという大面積であるので、1 枚のイメージの中で場所によってカーネルの中のゆがみ $a_n(x, y)$ や、バックグラウンドの差 $bg(x, y)$ が変化してしまう恐れがある。これを防ぐために、1 枚のイメージを $1k \times 1k$ ピクセルのサブフレームに分割し、各サブフレーム毎にカーネルを算出している。カーネルを算出するには、次の式を用いる。

$$\Delta I(x, y) = I(x, y) - \{R(x, y) * K(x, y) + bg(x, y)\} \quad (5.7)$$

各サブフレームの中にはスタンプという 23×23 ピクセルの小領域が多数あり (5.1.1)、このスタンプ毎に式 (5.7) を計算する。この ΔI が最も小さくなるようなカーネルを、サブフレーム毎に求めてサブフレーム全体にコンボリューションさせると、シーイングを合わせる作業が完了する。

カーネルを算出しシーイングを合わせた後、カレントイメージからカーネルをコンボリューションさせたリファレンスイメージを差し引くと、図 5.4 のようなイメージが得られ、これによってサブトラクションは完了する。図 5.4 では、リファレンスイメージを撮影した時よりも増光している部分は白く、減光している部分は黒く残っている。

引き算されたイメージの例を載せる。(中央の星が変光星)

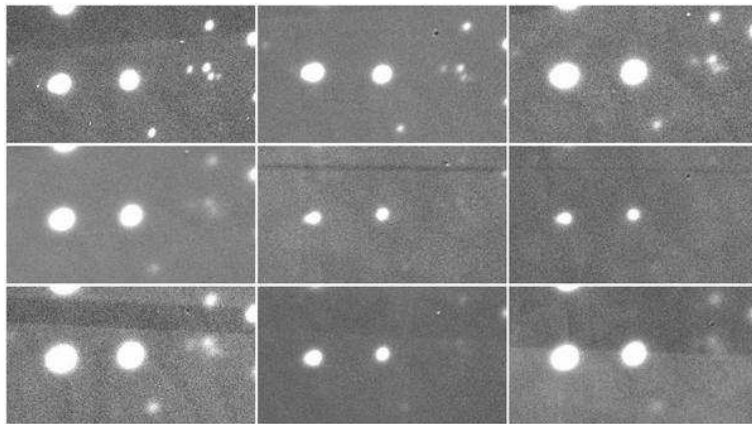


図 5.3: DIA を行う前のイメージ

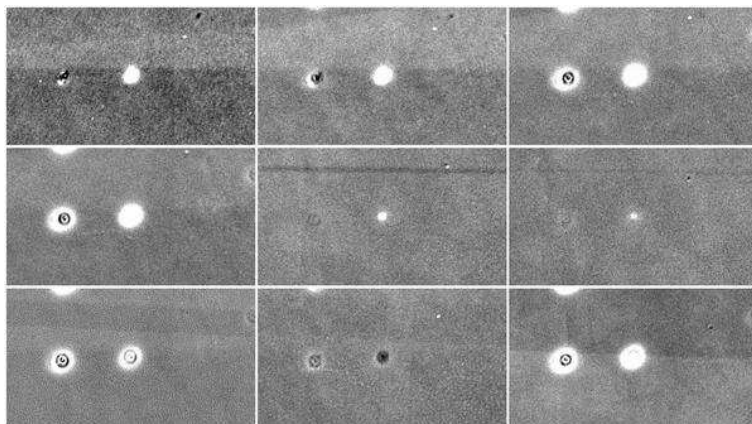


図 5.4: DIA によって引き算されたイメージ

しかしこれだけでは DIA として正しく解析されたのかを示す証拠にはならない。
これを調べるために

- 変光していない星
- 変光星

の2種類の測光を行った。

正しく解析が行われていれば変光していない星ならば常に一定の値を示し、変光星ならばその等級に応じた値が出力されることになる。

解析が正しく行えるかどうかをテストするために RR-Lyrae 型の変光星を撮影し DIA 法と DoPHOT による測光を行った。

RR-Lyrae 型の変光星は脈動型変光星の一種で変光周期は一般に短く、多くは数時間～一日程で平均的な絶対等級は 0.75 等である。

今回はそのうち、GCVS カタログの ID010176 の星、And FM の変光星を選んだ。GCVS カタログ (General Catalogue of Variable Star)³はインターネット上で一般公開され、研究目的であれば誰でも自由にそのデータを用いることができる。

また、今回の変光星の変光周期、等級は予め調べられており (Edward G.Schmidt 2002 [21]) これによると変光周期は 0.695[day] 変光等級は 14.4 ~ 13.4[mag] である。

変光していない星と変光している星をそれぞれ同じ変光していない星で規格化し共に載せたのが図 5.5 である。

また変光星をカタログの光度曲線でフィッティングしたものが図 5.6 である。

5.1.3 イベントレイト

重力マイクロレンズ現象が 1 年間にどれだけのイベントが起こるのかを知るためにはイベントレイトを計算する必要がある。

この節では M31 方向でのイベントレイトの計算をし、イベント数の見積りをする。

ソース天体がレンズ天体のアインシュタインリングに図 5.10 の様に入射すると考えると、イベントレイトは

$$d\Gamma = \frac{\rho(r)}{M} f(v) v_r^2 \cos \theta R_E D_s dv_x dv_r d\theta d\alpha dx \quad (5.8)$$

³<http://www.sai.msu.su/groups/cluster/gcvs/>

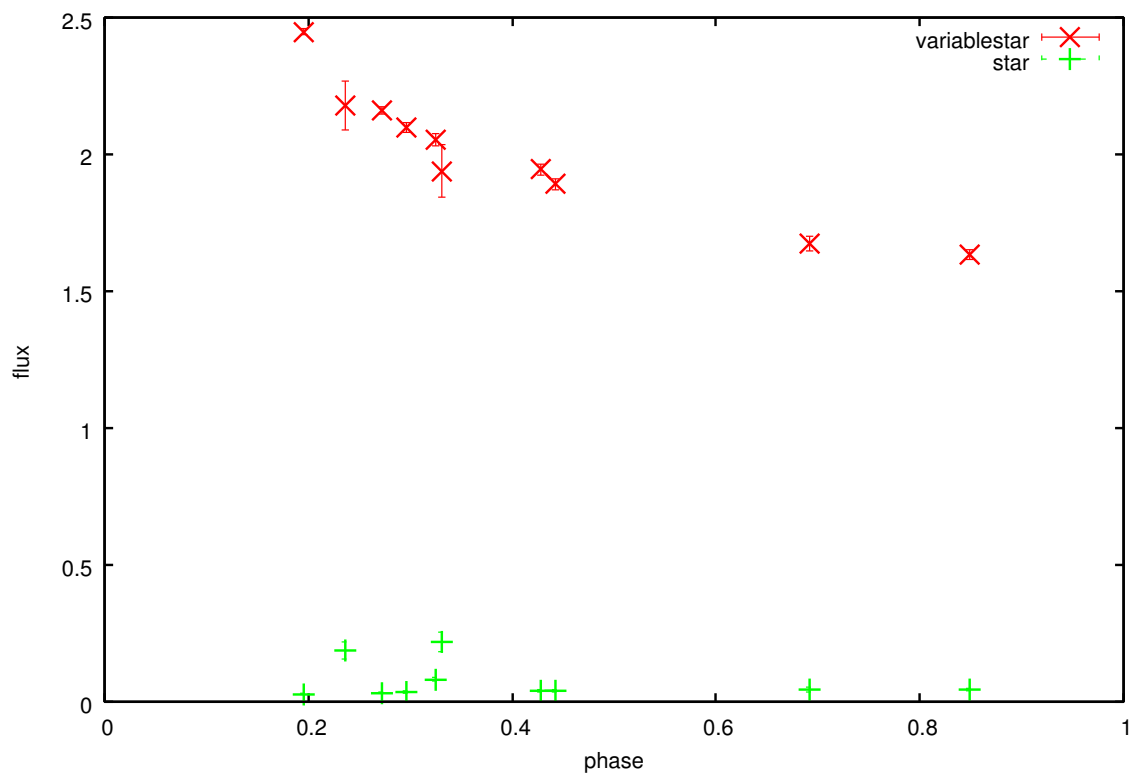


図 5.5: 変光星と変光していない星を共にプロットしたもの。×印のプロットが変光星、+印のプロットが変光していない星である。共に別の変光していない星で規格化してある。横軸は変光星のフェイズ、縦軸は相対フラックスである。

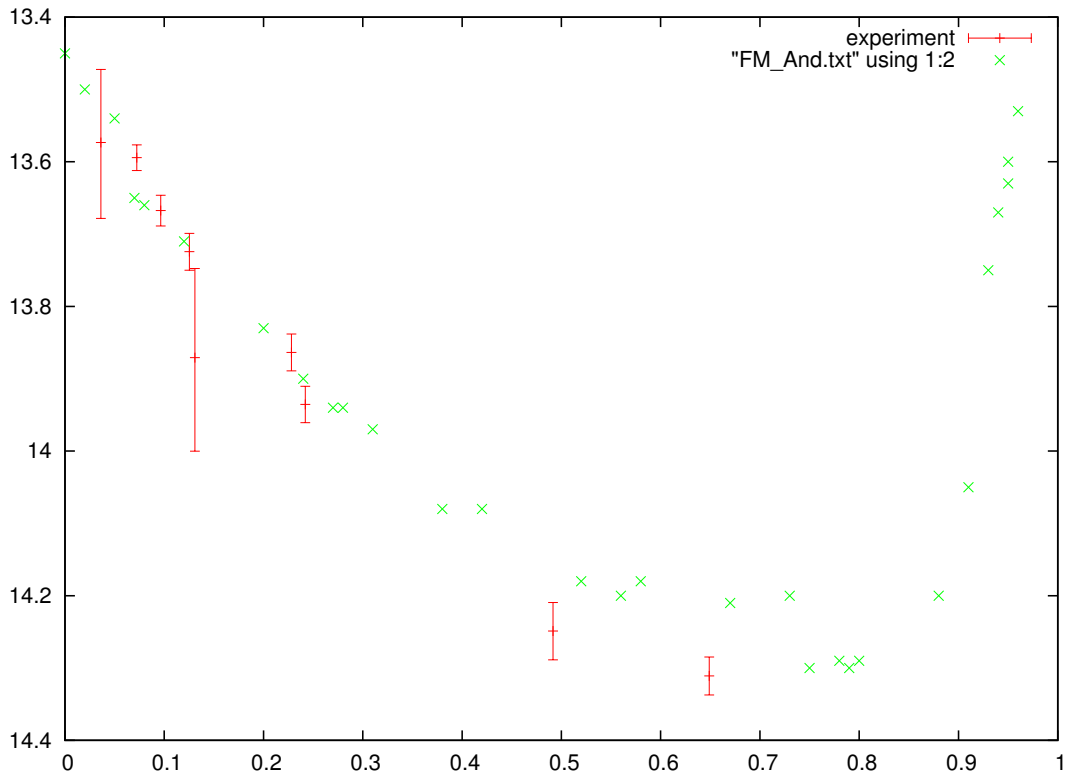


図 5.6: 既知の RR-Lyrar 型変光星の光度曲線 ×印のプロットはペーパーによって示されていた光度曲線、誤差棒のついているものは今回の測光でフィッティングしたものである。

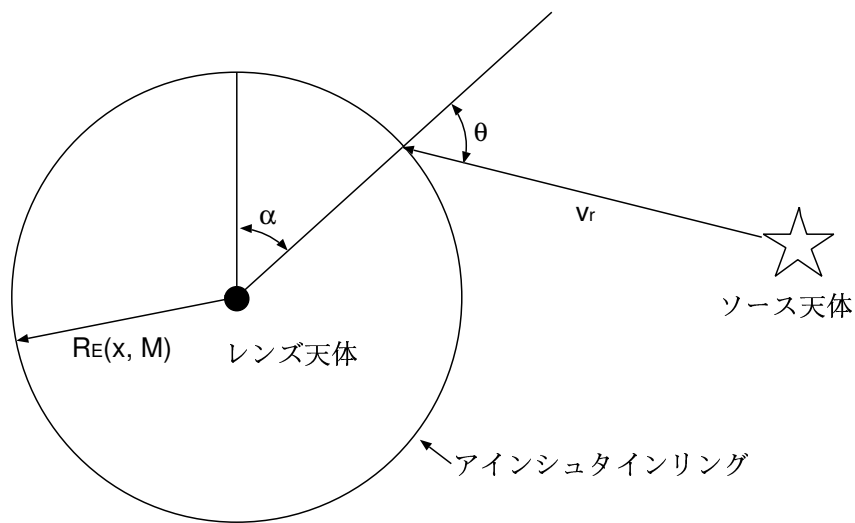


図 5.7: ソース天体がアインシュタインリングへ入射する様子

となる (Griest, 1991)。ここで、 θ はソースのアイシュタインリングへの入射角、 α は入射する位置である (入射する位置の基準は任意)。また、 $f(v)$ は MACHO の速度分布、 v_x は視線方向、 v_r は視線方向に垂直な方向の速度成分で、 $d^3v = v_r dv_x dv_r d\theta$ となる様な円柱座標としている。MACHO の速度分布は Maxwell 分布に従っているものと仮定する。

$$f(v)d^3v = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}}v_c^3} e^{-\frac{v^2}{v_c^2}} d^3v \quad (5.9)$$

ここで、 v_c は 220[km/s] で銀河の回転曲線から求まる。

$t_E = 2R_E/v_r$ を用いて変数変換すると、式 (5.8) は

$$d\Gamma = \frac{\rho(r)}{M} f(v) \left(\frac{2R_E}{t_E} \right)^2 \cos\theta R_E D_s dv_x \frac{2R_E}{t_E^2} dt_E d\theta d\alpha dx \quad (5.10)$$

となる。 α, θ, v_x, x で式 (5.10) を積分すると、

$$\frac{d\Gamma}{dt_E} = \frac{32D_s}{t_E^4 M v_c^2} \int_0^1 \rho(x) R_E^4 e^{-\frac{4R_E^2}{t_E^2 v_c^2}} dx \quad (5.11)$$

質量密度関数 $\rho(r)$ は現実的な標準ハローモデルの

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{a^2 + r_0^2}{a^2 + r^2} \quad (5.12)$$

を用いる。ハローにある質量が全て MACHOs であるという仮定である。ここで、 $a = 5[\text{kpc}]$ 、 r_0 は銀河中心までの距離で $8.5[\text{kpc}]$ 、 $\rho_0 = 7.9 \times 10^{-3} M_\odot (\text{pc}^{-3})$ である。 $\rho(r)$ を x を用いて表すと、

$$\rho(x) = \rho_0 \frac{a^2 + r_0^2}{a^2 + r_0^2 - 2r_0 x D_s \cos b \cos l + (x D_s)^2} \quad (5.13)$$

となる。 l, b はそれぞれソースの銀経、銀緯であり M31 の場合 $(l, b) = (121.2^\circ, -21.6^\circ)$ である。式 (5.11) を x, t_E で数値積分すると、

$$\Gamma = 2.1 \times 10^{-6} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-\frac{1}{2}} [\text{events/star/yr}] \quad (5.14)$$

となる。

主系列星の典型的な星はアンドロメダの距離にあった場合 29 等の明るさになる。するとアンドロメダの $1[\text{arcsec}^2]$ あたりの等級は 23.4 等なので太陽は $1[\text{arcsec}^2]$ あたり 250 個あることになる。

陸別カメラの視野は (3.2) より $0.46 \times 0.23[\text{deg}^2]$ である。

アンドロメダのディスクを撮影した場合 3.4×10^8 個の星を撮影していることになる。

このイベントレイトの場合、年間で見つかるイベントの数は $2.1 \times 10^{-6} \times 3.4 \times 10^8 = 714$ 個

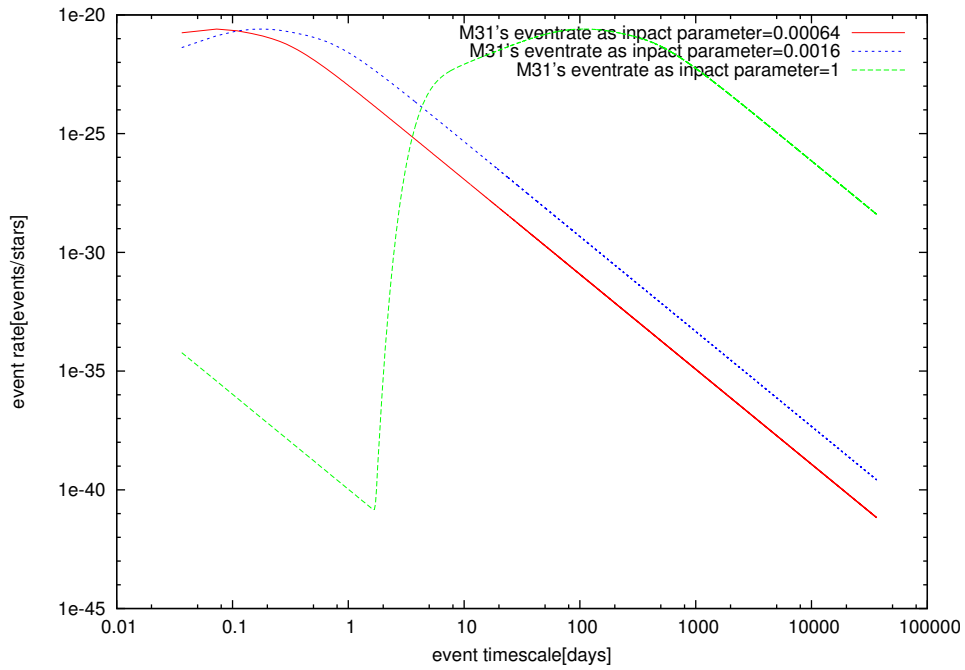


図 5.8: M31 我々の銀河の MACHOs によって起こるマイクロレンズイベントレイトの分布
インパクトパラメーターの値によってイベントレイトの分布が異なる それぞれのプロット
は $u=0.00064$ (8 等級増光に相当) $u=0.0016$ (7 等級増光に相当) $u=1$ (増光率 1.34 に相当)

である。

しかし陸別カメラの限界等級は 20.6 等程である。

29 等から 20.8 等まで、少なくとも 8 等増光しなくては陸別カメラで検出することはできない。これに対応する増光率は 1562 倍、インパクトパラメーターでは 0.00064 に相当する。

インパクトパラメーター 0.00064 のイベントが起こる確率は半径 $0.00064R_E$ のマイクロレンジングチューブにレンズ天体が入る確率と考えられるので、これを元に計算すると $4.383 \times 10^{-17}[\text{events}/\text{stars} \cdot \text{year}] = 0.47[\text{events}/\text{stars} \cdot \text{year}]$ となる。

アンドロメダは 5 フィールド観測しているので 1 年で 2.35 イベント検出できる。

これは我銀河のハローに含まれる MACHOs によるイベントレイトである。

マイクロレンジングイベントはアンドロメダハローで起こるものも含まれるのでイベントレイトはそれらの足し合わせとなる。

次節では M31 ハローで起こるイベント数を計算する。

5.1.4 M31 ハローにおけるイベントレイト

M31 側のハローで起こるマイクロレンジングイベントのイベントレイトを求める。

求め方は銀河ハローのイベントの場合と同様である。

レンズ天体の分布関数 $\rho(r)$ はアンドロメダの場合の

$$\rho(x, y, z) = \frac{V_c(\infty)^2}{4\pi G} \frac{e}{q^2} q \sin^{-1} e \frac{1}{x^2 + y^2 + (z/q)^2 + a^2} \quad (5.15)$$

を用いる。

x, y は M31 のディスクと平行方向、 z はディスクと垂直方向に取る。

(5.9 参照)

$V_c(r)$ は M31 の回転速度で、今回は中心から十分離れた場所での値

$240[\text{km}/\text{sec}]$ (1.2 参照) を代入、 q, e は銀河の扁平率で $q \sim 0.3$ 、 $e = \sqrt{1 - q^2}$ 、 a は銀河コア半径、 G は万有引力定数である。

イベントレイト計算時には地球-M31 の視線方向の関数 s に変数変換をする。

この時

$$x = \left(\frac{X}{\sin \theta} - s \cos \theta \right) \times D_s, y = Y \times D_s, z = s \cos \theta \times D_s \quad (5.16)$$

である。

X, Y はそれぞれ地球からアンドロメダを見た場合の主軸方向と、その垂直方向に取る。

これにより変数変換すると

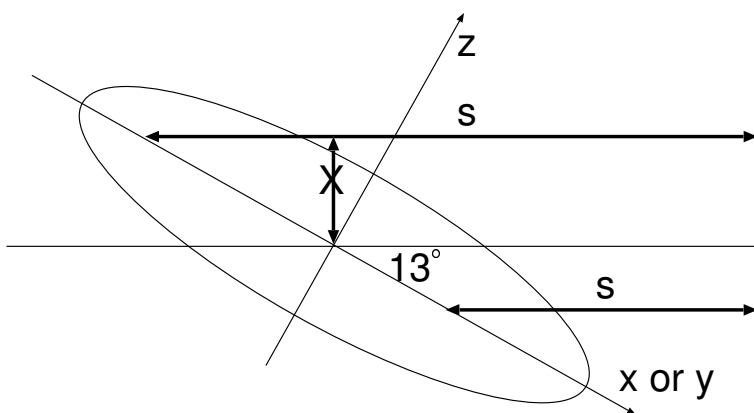


図 5.9: M31 レンズ天体の個数密度関数の座標の取り方 xy はディスクと平行方向に、z はディスクと垂直方向に取る。

$$\rho(x, y, z) = \frac{V_c(\infty)^2}{4\pi G} \frac{e}{q^2} q \sin^{-1} e \frac{1}{\left(\frac{x}{\sin\theta} - s \cos\theta\right)^2 + Y^2 + \left(\frac{s \cos\theta}{q}\right)^2 + a^2} \quad (5.17)$$

となる、この時 θ はアンドロメダディスクの地球から見たときの傾きの値で 13° 先程と同様に積分すると M31 バルジ中心でイベントレイトは

$6.7 \times 10^{-7} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) [\text{events}/\text{stars} \cdot \text{year}]$ となる。1 フィールドを撮り続けるのならば $0.15 [\text{events}/\text{years}]$ だけイベントが発生することになり、7年の観測で1 イベント観測することができる。

アンドロメダフィールドは5フィールド撮影しているのでイベント発生数は $0.75 [\text{events}/\text{years}]$ になり、約1年半で1 イベント検出することができる。

それぞれの条件についてイベントレイトを計算し、表 5.1 にまとめた。

表 5.1: イベントレイトがインパクトパラメーターによりどのように変化するかをまとめた。

| 我々の銀河ハローにある MACHOs 天体がイベントを起こす場合 | | | |
|----------------------------------|-------------|---------------------|---------------------|
| 何等増光するか | インパクトパラメーター | イベントレイト (1field) | イベントレイト (5field) |
| 8 等 | 0.00064 | 0.47[events/years] | 2.35[events/years] |
| 7 等 | 0.0016 | 1.189[events/years] | 5.945[events/years] |
| 0.31 等 | 1 | 719[events/years] | 3595[events/years] |
| M31 ハローにある MACHOs 天体がイベントを起こす場合 | | | |
| 何等増光するか | インパクトパラメーター | イベントレイト (1field) | イベントレイト (5field) |
| 8 等 | 0.00064 | 0.15[events/years] | 0.75[events/years] |
| 7 等 | 0.0016 | 0.36[events/years] | 1.8[events/years] |
| 6 等 | 0.004 | 0.91[events/years] | 4.68[events/years] |
| 5 等 | 0.004 | 2.27[events/years] | 11.37[events/years] |
| 0.31 等 | 1 | 227[events/years] | 1135[events/years] |

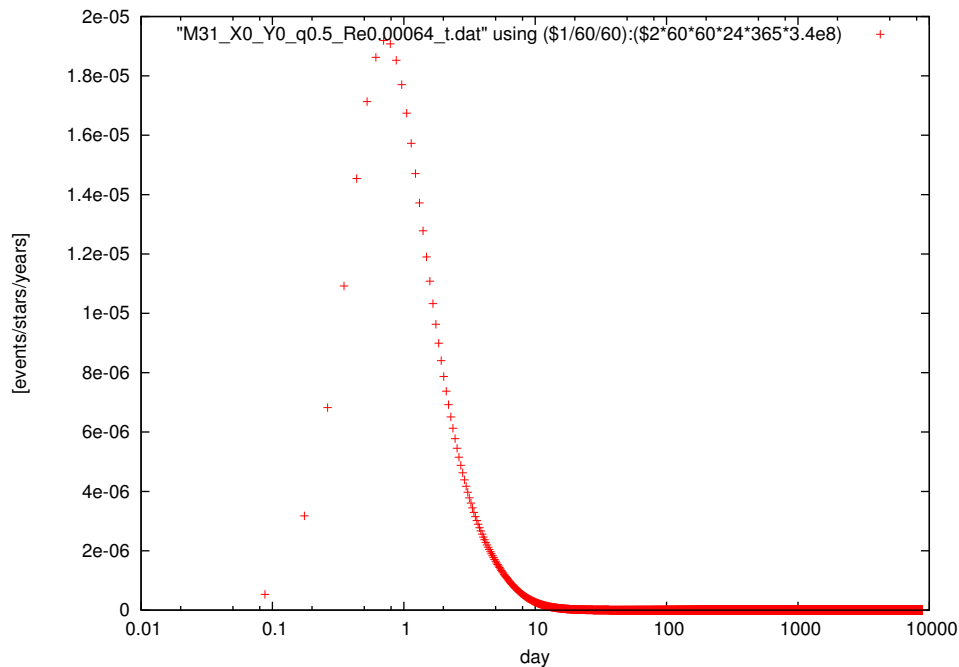


図 5.10: M31MACHOsによって起こるマイクロレンズイベントレイトの分布 インパクトパラメーターの値によってイベントレイトの分布が異なる それぞれのプロットは $u=0.00064$ (8 等級増光に相当)

6 まとめ

今回私はこれまで MOA グループの行っていなかったアンドロメダ銀河観測をカメラを作成する事から初め、観測システムの構築を行い、その性能評価を行い定常的な観測体制を整えることができた。

アンドロメダ銀河は我々の銀河に対し 13° の傾きを持っているためフィールド毎のイベントレイトの違いという形で我々の銀河の MACHOs なのか M31 の MACHOs なのかを区別することができる。

カメラにおいては CCD チップの冷却方法をペルチェ素子による冷却方法とすることによってデッドタイムの発生せず、コストも低く抑えられたカメラを製作することができた。

カメラの性能評価において CCD のゲインは $2.41[\text{electrons}/\text{ADU}]$ であり、リードアウトノイズは $41.3[\text{electrons}]$ であった。

そして既知の RR-Lyrae 型変光星の光度曲線を DIA 解析によって誤差の範囲内で再現することができ、観測期間の短さからまだマイクロレンズイベントは見つかっていないが増光現象が起こった際にはその等級変化を正しく見積もれることが分かった。

また、今回の観測で限界等級は 20.85 等であり、インパクトパラメーターが 0.00064 以下のマイクロレンズイベントであれば検出が可能である事が分かった。この観測装置では、M31 由来の MACHOs イベントは年間 0.75 個検出できることが明らかになった。

フィールド毎のイベント数の違いからレンズ天体の場所を導出するにはもっと多くのイベントを検出できるようにしなくてはならない。例えば口径を大きくするなどの方法で限界等級が 3 等上がり 23 等級程度になれば年間 11 イベントを検出することができ、フィールド毎の違いを検出できる可能性も高くなる。

これは現在の 2 ~ 3m クラスの望遠鏡で十分実現できる等級である。

また、アンドロメダの重力マイクロレンズイベントについてはイベントタイムスケールが数時間~数日の短時間のもものがほとんどである。

今回のようなコストの低いカメラを使い国際ネットワークを結ぶことでこのような短時間イベントにも感度を持たせることでマイクロレンズ研究の将来的な発展が望める。

今回の研究がその足がかりとなることを期待したい。

7 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々より御指導、御協力を頂きましたことをこの場を借りて深く御礼申し上げます。

本研究のテーマを与えて下さり、多くの御指導を頂きました村木綏先生に深く感謝致します。伊藤好孝先生、松原豊先生、増田公明先生、阿部文雄先生には研究全般や本論文に関して様々な指導をして頂きました。埜隆志先生、住先生には研究を進める上での考え方など多くの指導をして頂き、さらに研究全般にわたって多くの貴重な御助言を頂きました。長野工専の助教授の大西浩次先生にはニュージーランドでのシフトで一緒になり、論文の指導や生活面で大変お世話になりました。

また銀河の森天文台の村田拓也さんには陸別出張時にデータ取得の際や望遠鏡の操作などについて数多く協力していただきました。また陸別天文台の他のスタッフの方々にも現地での生活面等について様々な点で助けていただきました。心より感謝申し上げます。本カメラの製作に際してはシーアイ工業の後藤氏にお世話になりました。シャッター、フィルターの製作の際には西村製作所の西村有二社長に大変お世話になりました。

名古屋大学の先輩や同期、後輩の方々にも助けていただきました。神谷浩紀さんには研究全般にわたって様々な議論をして頂き、多くの御助言を頂きました。MOAグループとして、現地でのデータ取得や解析、本カメラのハードウェアの点において多大な御協力を頂きました。中村俊作さん、福井暁彦さん、奥村卓大さんにも同じ MOA グループとして様々な御協力を頂きました。

他グループの毛受弘章さん、小池貴さん、永治健太郎さん、松本秀紀さん、丸山泰弘さん、間瀬剛さん、渡邊泰典さん、田中隆之さん、北澤恭平さんにも様々な点で助けていただきました。

本研究は多くの方々の御協力のおかげで進めることができました。皆様に心より感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] Paczyński, B., 1986, *Astrophys. J.*, **304**, 1.
- [2] Soszyński, I., *et al.*, 2001, *Astrophys. J.*, **552**, 731.
- [3] Alcock, C., *et al.*, 1995, *Astrophys. J.*, **454**, L125.
- [4] Mao, S., *et al.*, 2002, *MNRAS*, **329**, 349.
- [5] Sumi, T., *et al.*, 2003, *Astrophys. J.*, **591**, 204.
- [6] Noda, S., *et al.*, 2002, *MNRAS*, **330**, 137.
- [7] Bond, I.A., *et al.*, 2001, *MNRAS*, **327**, 868.
- [8] Bennett, D.P., *et al.*, 2002, *Astrophys. J.*, **579**, 639.
- [9] Sumith, M.C., *et al.*, 2001, *astro-ph/0108214*.
- [10] Gould, A., 1992, *Astrophys. J.*, **392**, 442.
- [11] Yanagisawa, T., 2000, *Experimental Astronomy*, **10**, 519.
- [12] V.Rubin, *et al.*(1980), *Astrophys. J.*, **238**, 471.
- [13] V.Rubin, *et al.*(1982), *Astrophys. J.*, **261**, 439.
- [14] V.Rubin, *et al.*(1985), *Astrophys. J.*, **289**, 81.
- [15] M.Merrifield, *et al.*(1992), *Astronomical J.*, **103**, 1552.
- [16] JCMT Group,*et al.*(1994),*Astrophys. J.*,**437**,179-183.
- [17] The MEGA collaboration,*et al.*(2006), *A&A*,**416**,855-875.
- [18] The Angstrom Collaboration*et al.*(2006),*AS*.**365**,1099-1108
- [19] The POINT-AGAPE Collaboration*et al.*(2005),*A&A*,**443**,911-928
- [20] Crotts, Arlin P. S.,*et al.*,(1996),*astro-ph/9610067*
- [21] Edward G.Schmidt,*et al.*(2002),*Astronomical J.*,**123**,965-982.
- [22] C.Alard(2000), *A&AS*, **144**, 363.
- [23] Alard, C. & Lupton, R.H., 1998, *ApJ.*, **503**, 325
- [24] CCD44-82 Back Illuminated High Performance CCD Sensor, e2v technologies Inc.

- [25] Rakich A.,2005, Private communication
- [26] Bob leach、 CCD and IR array controllers,Astronomical Research Cameras,Inc.
- [27] Ian S.McLean、 Electronic and Computer-Aided Astronomy from eyes to electric sensors、
ELLIS HORWOOD publisher
- [28] 住 貴宏,1999, 修士論文, 名古屋大学.
- [29] 斎藤 ゆか, 2003, 修士論文, 名古屋大学.
- [30] 関口 知弘, 2005, 修士論文, 名古屋大学.
- [31] 神谷 浩紀, 2005, 修士論文, 名古屋大学.
- [32] 日本機械学会編：機械工学便覧 新版9刷, 丸善
- [33] 裳華房：物理学選書 11 真空の物理と応用
- [34] 国立天文台編:理科年表 第 80 冊, 丸善