

# 南極サイト調査用 DIMM(シーイング測定装置)の開発と試験 観測結果

東北大学理学部宇宙地球物理学科天文学コース 4 年

沖田博文

2008 年 2 月 1 日

## 1 Abstract

東北大-南極 2.5m 赤外線望遠鏡計画のサイト調査(シーイング測定)に用いるために今回新たに開発した DIMM について、DIMM の原理と仙台での試験観測について報告する。今回の観測で得られた仙台でのシーイングサイズは平均値で 2.09[arcsec]、Median で 2.03[arcsec]であった。

I report the principle of DIMM and the test DIMM observation at Sendai. This DIMM was newly developed to use site testing of Tohoku University-Aantartica 2.5m infrared telescope project. The Seeing at Sendai was 2.09" (Average), and 2.03" (Median).

## 2 シーイングの意味

地上から天体を観測すると大気の大擾乱によって屈折率が時間的・空間的に変動し、天体からの光の強度や入射角が光路ごとにわずかに揺らぎ星像も揺らぐ。星が瞬いて見えるのはこのせいである。この星像の揺らぎは長時間露出したときに得られる星像輝度分布の FWHM[arcsec] で定量化され、一般にシーイング値、または単にシーイングと呼ぶ。この値が小さい方がシーイングが良いということになる。なお大気の大擾乱は温度に大きく依存しているので、主に天体光の光の波面の乱れは大気中の温度分布が一様でないために生じる。

以下に様々なサイトでのシーイング値を示す。

ところで大気のないスペース(宇宙空間)で得られる星像の分解能(Rayleigh limit)は望遠鏡の口径  $D$  と波長  $\lambda$  に依存し、

$$\begin{aligned} L[\text{rad}] &= 1.22 \times \left(\frac{\lambda}{D}\right) \\ L[\text{arcsec}] &= 2.52 \times 10^5 \times \left(\frac{\lambda}{D}\right) \end{aligned} \tag{1}$$

である。なお  $\lambda = 650\text{nm}$  の時、すばる望遠鏡の理論分解能は 0.015[arcsec]、 $\lambda = 2\mu\text{m}$  の時 0.06[arcsec] となる。この値から見てわかるように大型望遠鏡ではシーイング値を遥かに下回る理論分解能が出るが、実際はシーイングにより星はぼやけてしまうので、シーイング値より小さい構造は観測できない。よって大型望遠鏡を設置する際はシーイングのよいサイトを選ぶことが本質的に重要となる。

サイト	シーイング値 [arcsec]
岡山天体物理学観測所	1.21 ± 0.23
東京大学木曾観測所	2.3-3.2
すばる望遠鏡	0.6
TAO 建設予定地	0.68
南極ドーム C	0.54
南極ドームふじ	≤ 0.5 ?

表 1 各地の天文台のシーイング値

### 3 DIMM の開発

市川グループでは現在、南極ドームふじに 2.5m 赤外線望遠鏡の設置を目指して基礎開発が行われ、極寒地で駆動できる望遠鏡の技術開発・サイト調査・南極でしか行えない観測の初期成果をあげる為の特別仕様 40cm 望遠鏡の開発を行っている。

南極は極低温の為に大気からの赤外線雑音が非常に小さく、また水蒸気量が極端に少ないので赤外線からサブミリ波において大気の透過率が極めて高い場所であり、さらに高気圧帯にある 3000m 以上の高原地帯、ドームと呼ばれている氷床は安定した大気によって優れたシーイングサイトと考えられており、口径 2m クラスの望遠鏡は近・中間赤外線で回折限界を達成、ハワイ島マウナケア山 (4200m) にある口径 8m 級望遠鏡とほぼ同等の性能を有すると期待されています。

日本の観測拠点、ドームふじ (標高 3810m) は標高が高く、天体観測に適した場所だと考えられていますが天文学的条件のデータがありません。そこで 2.5m 望遠鏡建設に先立ち、40cm 望遠鏡を用いてサイト調査を行う事が計画されています。このサイト調査で用いられる装置として、今回 DIMM(シーイングを測定する装置) を開発することとなりました。

### 4 DIMM の概要

望遠鏡で星を長時間露光するとシーイング値は得られるが、この方法では瞬間のシーイング値がわからず、また高精度な追尾を必要であり小型望遠鏡では困難である。そこで移動可能な小型望遠鏡でシーイング値を求める方法として、DIMM(Differential Image Motiron Monitor) と呼ばれる方法がサイト調査の一環として広く世界で行われている。

DIMM は対物プリズムのついた 2 つの開口を持つ、望遠鏡の先端に取り付ける観測装置<sup>\*1</sup> のことで、この装置を通してある星を観測すると対物プリズムによって同じ星から 2 つの星像を得られる。2 つの星像の相対的な位置の揺らぎを測定して、これを長時間露出したときに得られる星像輝度分布の FWHM に換算し、シーイング値を測定する。DIMM のメリットは小型の望遠鏡でシーイング値が測定可能で、多少の追尾精度の誤差や風による望遠鏡の震動をキャンセルできる点にある。

<sup>\*1</sup> 他にも、望遠鏡焦点側にコリメーターレンズ ビームスプリッター 2 つの開口を持つ絞り コリメーターとして 2 つの星像を得る方法もある。

なお DIMM では開口間方向に平行な方向を longitudinal 方向、それに垂直な方向を transverse 方向として、シーイング値はその方向毎に求めることになる。

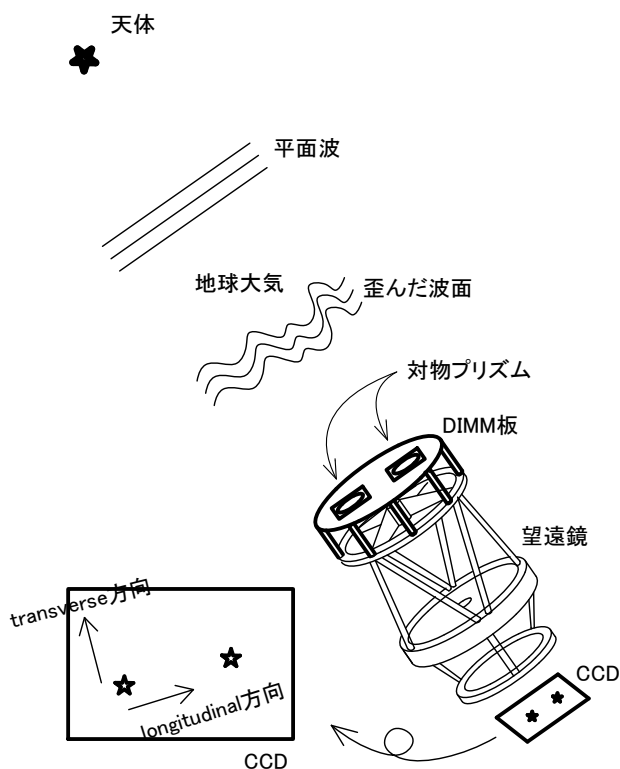


図 1 DIMM 観測概要

## 5 DIMM の原理

天体からの光が  $z$  軸に伝搬していると考える。スペースでは波面は平面波であるが、地上で天体を観測すると地球の大気の攪乱によって平面波からずれた波面が観測される。そこで観測者に届く波形を  $z(x, y)$  とする。このとき  $\phi(x, y)$  を位相誤差とすると、波長  $\lambda$  の光は位相誤差分ずれて地上に到着するので、

$$z(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \phi(x, y) \quad (2)$$

ここで  $x$  軸方向の光の進行方向 ( $z$  軸方向) と波面の垂線とのズレの角度を  $\alpha$ 、 $y$  軸方向のズレを  $\beta$  とすると、以下のようにかける

$$\begin{aligned} \alpha(x, y) &= -\frac{\partial}{\partial x} z(x, y) = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y) \\ \beta(x, y) &= -\frac{\partial}{\partial y} z(x, y) = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \phi(x, y) \end{aligned} \quad (3)$$

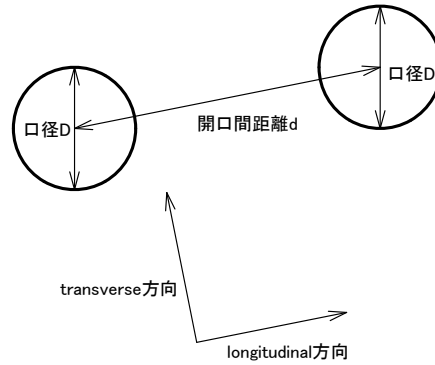


図2 DIMM 模式

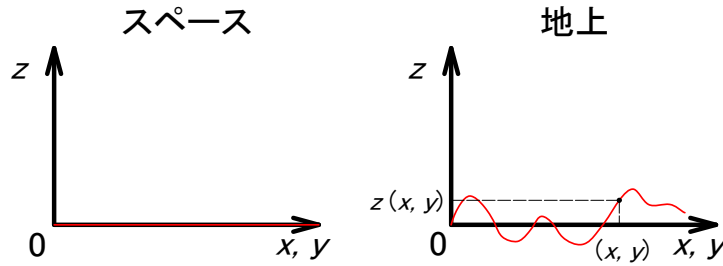


図3 スペースでの波面と地上での波面

ここで  $(\xi, \eta)$  だけ離れた点での  $\alpha, \beta$  の相関を示すため、到達角度の  $x$  軸方向のズレ  $\alpha$  の共分散、 $y$  軸方向のズレ  $\beta$  の共分散をそれぞれ位相  $\phi$  の共分散をそれぞれ

$$\begin{aligned} B_\alpha(\xi, \eta) &= \langle \alpha(x, y) \alpha(x + \xi, y + \eta) \rangle \\ B_\beta(\xi, \eta) &= \langle \beta(x, y) \beta(x + \xi, y + \eta) \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

また  $(\xi, \eta)$  離れた点での  $\phi$  の相関を示す位相  $\phi$  の共分散は

$$B_\phi(\xi, \eta) = \langle \phi(x, y) \phi(x + \xi, y + \eta) \rangle \quad (5)$$

と定義すると、これらは以下のように関連づけられる。

$$\begin{aligned} B_\alpha(\xi, \eta) &= -\frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} B_\phi(\xi, \eta) \\ B_\beta(\xi, \eta) &= -\frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} B_\phi(\xi, \eta) \end{aligned} \quad (6)$$

攪乱する大気を天体からの光が通過すると、空間的に屈折率が違うため波面は無秩序に凹凸となる。この光の構造関数は Fried により、 $D(r)$  と定義され、Roddier 著 "The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy" より、 $D_\phi(r)$  を位相構造関数とすると  $D(r) \approx D_\phi(r)$  と近似される。位相構造関数  $D_\phi(r)$  は位相誤差の構造を定量的に示した物理量で、以下のように定義されている。

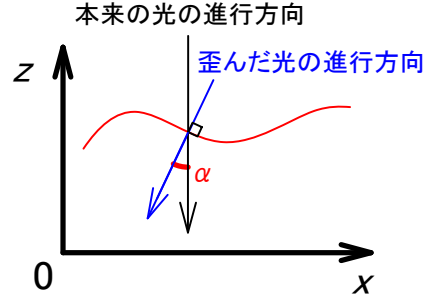


図4 光の進行方向と波面の垂線とのズレ(角度)

$$D_\phi(\mathbf{r}) = \langle |\phi(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \phi(\mathbf{x})|^2 \rangle \quad (7)$$

これは開口面上で距離  $r$  離れた2点の位相の差の二乗平均である。これをよく見ると  $D_\phi(r)$  は2つのスポット(開口)間の位相差  $\delta\phi(\mathbf{r}) = \phi(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \phi(\mathbf{x})$  の分散である事がわかる。位相の変動は(3)式より光の進行方向  $(\alpha, \beta)$  の変動となるので、これから星の進行方向の角度差の二乗平均を同じ形で書き表すことができる。

(7)式を計算する。 $r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$  であるから

$$\begin{aligned} D_\phi(\mathbf{r}) &= D_\phi(\xi, \eta) \\ &= \langle |\phi(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \phi(\mathbf{x})|^2 \rangle \\ &= \langle \phi(\mathbf{x} + \mathbf{r})^2 - 2\phi(\mathbf{x} + \mathbf{r})\phi(\mathbf{x}) + \phi(\mathbf{x})^2 \rangle \\ &= \langle \phi(x + \xi, y + \eta)\phi(x + \xi, y + \eta) \rangle - 2\langle \phi(x + \xi, y + \eta)\phi(x, y) \rangle + \langle \phi(x, y)\phi(x, y) \rangle \\ &= 2B_\phi(0, 0) - 2B_\phi(\xi, \eta) \end{aligned} \quad (8)$$

また、2点の星の進行方向の角度差の二乗平均は

$$\langle |\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \alpha(\mathbf{x})|^2 \rangle = 2B_\alpha(0, 0) - 2B_\alpha(\xi, \eta) \quad (9)$$

よって

$$\begin{aligned} B_\alpha(\xi, \eta) &= \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} D_\phi(\xi, \eta) \\ B_\beta(\xi, \eta) &= \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} D_\phi(\xi, \eta) \end{aligned} \quad (10)$$

ここで位相構造関数は Tatarskii 著 "The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation" より Kolmogorov 乱流を仮定すると以下のように書き表せる。

$$D_\phi(\xi, \eta) = 6.88 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{5/3} = 6.88 (\xi^2 + \eta^2)^{5/6} r_0^{-5/3} \quad (11)$$

と書き表せる。ここで  $r_0$  は Fried パラメータと呼ばれるパラメータ。式 (10) を式 (9) に代入して

$$\begin{aligned}
B_\alpha &= \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} D_\phi(\xi, \eta) \\
&= \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \times 6.88 \times r_0^{-5/3} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} [(\xi^2 + \eta^2)^{5/6}] \\
&= \frac{6.88}{8\pi^2} \times \lambda^2 r_0^{-5/3} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{5}{6} (\xi^2 + \eta^2)^{-1/6} \times 2\xi \right] \\
&= \frac{6.88}{8\pi^2} \times \frac{5}{6} \times \lambda^2 r_0^{-5/3} \left[ -\frac{1}{6} (\xi^2 + \eta^2)^{-7/6} \times 4\xi^2 + (\xi^2 + \eta^2)^{-1/6} \times 2 \right] \\
&= \frac{6.88}{8\pi^2} \times \frac{5}{3} \times \lambda^2 r_0^{-5/3} \left[ (\xi^2 + \eta^2)^{-1/6} - \frac{1}{3} \xi^2 (\xi^2 + \eta^2)^{-7/6} \right] \\
&= 0.145 \lambda^2 r_0^{-5/3} \left[ (\xi^2 + \eta^2)^{-1/6} - \frac{1}{3} \xi^2 (\xi^2 + \eta^2)^{-7/6} \right]
\end{aligned} \tag{12}$$

$x$  軸方向のズレの共分散  $B_\alpha(\xi, \eta)$  について、 $(\xi, \eta) = (d, 0)$  の時、2 点  $(x, y)$ 、 $(x + \xi, y + \eta)$  を結ぶ直線と平行な方向 (longitudinal 方向) の  $x$  軸方向のズレの共分散  $B_l(d)$  は、

$$\begin{aligned}
B_l(d) &= B_\alpha(d, 0) \\
&= 0.145 \lambda^2 r_0^{-5/3} \left[ d^{-1/3} - \frac{1}{3} d^2 d^{-7/3} \right] \\
&= 0.145 \times \frac{2}{3} \times \left( \frac{\lambda}{r_0} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{d} \right)^{1/3} \\
&= 0.0968 \left( \frac{\lambda}{r_0} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{d} \right)^{1/3}
\end{aligned} \tag{13}$$

また  $(\xi, \eta) = (0, d)$  の時、2 点  $(x, y)$ 、 $(x + \xi, y + \eta)$  を結ぶ直線と垂直な方向の (transverse 方向) の  $x$  軸方向のズレの共分散  $B_t(d)$  は、

$$\begin{aligned}
B_t(d) &= B_\alpha(0, d) \\
&= 0.145 \lambda^2 r_0^{-5/3} d^{-1/3} \\
&= 0.145 \left( \frac{\lambda}{r_0} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{d} \right)^{1/3}
\end{aligned} \tag{14}$$

transverse 方向の共分散は正確に longitudinal 方向の共分散より  $3/2$  倍大きく、2 点間の距離  $d$  の  $-1/3$  乗で減少する。原点  $(\xi, \eta) = (0, 0)$  では  $B_\alpha(0) \propto (d \rightarrow 0)$  と発散してしまうが、実際には「点」で共分散をとることはなく、ある開口径  $D$  で平均をとるので発散しない。 $d = 0$  での値は Fried(1965,1975) と Tatarskii(1971) によって以下のように書ける。

$$B_\alpha(0, 0) = 0.179 \left( \frac{\lambda}{r_0} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{D} \right)^{1/3} \tag{15}$$

ここで  $D$  は口径の直径。

光の進行方向の角度の変動 ([arcsec]) は結果的に星像の位置の変動 ([arcsec]) となるので、星の進行方向の角度差の二乗平均は星像の位置の分散、つまり 2 つの星像の相対的な揺らぎの分散  $\sigma^2$  となる。

$$\sigma^2(d) = \langle |\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \alpha(\mathbf{x})|^2 \rangle = 2[B(0) - B(d)] \tag{16}$$

なので longitudinal 方向、transverse 方向の星像の相対的な揺らぎをそれぞれ  $\sigma_l$ 、 $\sigma_t$  と書くと

$$\begin{aligned}\sigma_l^2(d) &= 2[B_l(0) - B_l(d)] \\ \sigma_t^2(d) &= 2[B_t(0) - B_t(d)]\end{aligned}\tag{17}$$

となる。(単位は [arcsec])

$d \geq 2D$  のとき longitudinal 方向の分散  $\sigma_l^2$  は

$$\sigma_l^2 = 2\lambda^2 r_{0l}^{-5/3} [0.179D^{-1/3} - 0.0968d^{-1/3}]\tag{18}$$

$d \leq 2D$  の時 transverse 方向の分散  $\sigma_t^2$  は

$$\sigma_t^2 = 2\lambda^2 r_{0t}^{-5/3} [0.179D^{-1/3} - 0.145d^{-1/3}]\tag{19}$$

longitudinal 方向と transverse 方向それぞれの Fried パラメーター  $r_{0l}$ 、 $r_{0t}$  を求めると

$$\begin{aligned}r_{0l} &= \left[ 2\lambda^2 \sigma_l^{-2} (0.179D^{-1/3} - 0.0968d^{-1/3}) \right]^{3/5} \\ r_{0t} &= \left[ 2\lambda^2 \sigma_t^{-2} (0.179D^{-1/3} - 0.145d^{-1/3}) \right]^{3/5}\end{aligned}\tag{20}$$

一方でシーイングの測定で与えられる  $r_0$  と星像輝度分布の FWHM の間には、Dierickx(1988) によって行われた長時間露光した場合の星像の数値シミュレーションから以下のような関係があることが知られている。シーイングサイズを  $\theta$ 、Fried パラメーターを  $r_0$  として

$$\theta = 0.98 \frac{\lambda}{r_0}\tag{21}$$

また、観測天体の高度が下がれば大気の厚みが増すのでシーイング値は天頂角補正をする必要がある。天頂角を  $\gamma$  として、これを補正したシーイング値を  $\theta'$  とすると

$$\theta' \propto \lambda^{-1/5} [\sigma^2 \cos \gamma]^{3/5}\tag{22}$$

これらから longitudinal 方向、transverse 方向の星像の相対的な揺らぎ  $\sigma_l^2$ 、 $\sigma_t^2$  から計算される天頂角を補正したシーイング値  $\theta'_l$ 、 $\theta'_t$  はそれぞれ

$$\begin{aligned}\theta'_l &= 0.98 \left[ 2 \times (0.179D^{-1/3} - 0.0968d^{-1/3}) \right]^{-3/5} \lambda^{-1/5} [\sigma_l^2 \cos \gamma]^{3/5} \\ \theta'_t &= 0.98 \left[ 2 \times (0.179D^{-1/3} - 0.145d^{-1/3}) \right]^{-3/5} \lambda^{-1/5} [\sigma_t^2 \cos \gamma]^{3/5}\end{aligned}\tag{23}$$

開口直径  $D$ 、開口間距離  $d$  は観測装置固有の値であり、また天頂角  $\gamma$  は観測時刻の天体の高度から求められる。よって DIMM の観測から星像の揺らぎ ( $\sigma_l$ ,  $\sigma_t$ ) を求めることでシーイングを測定することが可能となる。

## 補足：Fried パラメーター $r_0$ について

式 (1) より理論分解能 (Rayleigh limit) は

$$L[rad] = 1.22 \times \left( \frac{\lambda}{D} \right)\tag{24}$$

また式 (20) より DIMM で得られるシーイング値は

$$\theta = 0.98 \frac{\lambda}{r_0} \quad (25)$$

これら 2 つの式を見比べると、口径 (直径)  $D$  と Fried パラメーター  $r_0$  は同じ次元を持つことがわかる。このことから直感的には  $r_0$  はあるシーイング値の時の典型的な乱流の大きさ (空気の塊の直径) を表していると言える。

シーイング値 [arcsec]	空気の塊の直径 [cm]
3	4.2
2	6.3
1	12.6
0.5	25.2

表 2 波長  $500nm$  のとき、典型的な空気の塊の直径

さてここで DIMM の開口直径  $D$  について議論するが、この  $D$  は入射する光量をできるだけ多くして限界等級を上げたいという観測的要請からできるだけ大きくしたいと考えるが、前述のようにシーイングが特に悪い ( $\sim 3[arcsec]$ ) 時には開口直径  $D$  が空気の塊より大きくなってしまふことになる。開口直径  $D$  が空気の塊より大きいということは開口の中に複数の空気の塊が入っている状態と言うことであり、このとき天体からの光は空気の塊ごとに到達角度を持つことになるので、開口全体では到達角度が平均化され、シーイング値が一見よくなってしまふ事になる。このため、特にシーイングの悪いサイトであれば開口直径  $D$  を絞る必要があると言える。

## 補足：式 (6) の導出

$X$  の分布が全くのランダムに分布していると中心極限定理よりガウス分布と仮定してよい。 $X$  のアンサンブル平均を  $\langle X \rangle$ 、ガウス分布を  $p(g(\mathbf{x}))$  と書くと

$$\langle X \rangle = \int dg p(g(\mathbf{x}))X \quad (26)$$

2 点相関関数は

$$\langle g(\mathbf{x})g^*(\mathbf{y}) \rangle = C_{gg}(|\mathbf{x} - \mathbf{y}|) \quad (27)$$

ここで  $g(\mathbf{x})$  のフーリエ変換を  $\tilde{g}(\mathbf{k})$  とすると、

$$\tilde{g}(\mathbf{k}) = \int_{R^n} d^n x g(\mathbf{x}) e^{i\mathbf{x} \cdot \mathbf{k}} \quad (28)$$

$$g(\mathbf{x}) = \int_{R^n} \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \tilde{g}(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{x} \cdot \mathbf{k}} \quad (29)$$

ここで  $\langle \tilde{g}(\mathbf{k})\tilde{g}^*(\mathbf{k}') \rangle$  を計算する。

$$\langle \tilde{g}(\mathbf{k})\tilde{g}^*(\mathbf{k}') \rangle = \int_{R^n} d^n x e^{i\mathbf{x} \cdot \mathbf{k}} \int_{R^n} d^n x' e^{-i\mathbf{x}' \cdot \mathbf{k}'} \langle g(\mathbf{x})g^*(\mathbf{x}') \rangle \quad (30)$$



$\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \mathbf{y}$  とすると、後ろの積分では  $x$  は定数となるので  $y$  の積分となって

$$\begin{aligned}
\langle \tilde{g}(\mathbf{k}) \tilde{g}^*(\mathbf{k}') \rangle &= \int_{R^n} d^n x e^{i\mathbf{x} \cdot \mathbf{k}} \int_{R^n} d^n y e^{-i(\mathbf{x} + \mathbf{y}) \cdot \mathbf{k}'} C_{gg}(|y|) \\
&= \int_{R^n} d^n x e^{i\mathbf{x} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}')} \int_{R^n} d^n y e^{-i\mathbf{y} \cdot \mathbf{k}'} C_{gg}(|y|) \\
&= (2\pi)^n \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \int_{R^n} d^n y e^{i\mathbf{y} \cdot \mathbf{k}} C_{gg}(|y|) \\
&= (2\pi)^n \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}') P_g(|\mathbf{k}|)
\end{aligned} \tag{31}$$

ここで  $P_g(|\mathbf{k}|)$  は  $X$  のパワースペクトラム。上の式からガウス分布とガウス分布の相関は、全く同じ波数のもの同士だと1(強い相関がある)となり、少しでも違う波数のものは0(全く相関がない)となることを表している。

(P.Schneider 他著 Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro P.65 より)

簡単のため、

$$\begin{aligned}
\phi(x, y) &= \phi(\mathbf{x}) \\
\phi(x + \xi, y + \eta) &= \phi^*(\mathbf{x}') \\
\alpha(x, y) &= \alpha(\mathbf{x}) \\
\alpha(x + \xi, y + \eta) &= \alpha^*(\mathbf{x}')
\end{aligned} \tag{32}$$

と書き、そのフーリエ変換を

$$\begin{aligned}
\tilde{\phi}(\mathbf{k}) &= \tilde{\phi}(k_x, k_y) \\
\tilde{\phi}^*(\mathbf{k}') &= \tilde{\phi}^*(k'_x, k'_y) \\
\tilde{\alpha}(\mathbf{k}) &= \tilde{\alpha}(k_x, k_y) \\
\tilde{\alpha}^*(\mathbf{k}') &= \tilde{\alpha}^*(k'_x, k'_y)
\end{aligned} \tag{33}$$

とする。位相分布はランダムなのでガウス分布と仮定すると先の考察より

$$\langle \tilde{\phi}(\mathbf{k}) \tilde{\phi}^*(\mathbf{k}') \rangle = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') P(\mathbf{k}) (2\pi)^2 \tag{34}$$

が言える。これを用いて、

$$\begin{aligned}
B_\phi(\xi, \eta) &= \langle \phi(\mathbf{x}) \phi^*(\mathbf{x}') \rangle \\
&= \left\langle \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \tilde{\phi}(\mathbf{k}) \int \frac{d^2 \mathbf{k}'}{(2\pi)^2} e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x}'} \tilde{\phi}^*(\mathbf{k}') \right\rangle \\
&= \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} \int \frac{d^2 \mathbf{k}'}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x}'} \langle \tilde{\phi}(\mathbf{k}) \tilde{\phi}^*(\mathbf{k}') \rangle \\
&= \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} \int d^2 \mathbf{k}' e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x}'} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') P(\mathbf{k}) \\
&= \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')} P(\mathbf{k})
\end{aligned} \tag{35}$$

よって  $B_\phi(\xi, \eta)$  はパワースペクトルのフーリエ変換となっている。

一方  $B_\alpha(\xi, \eta)$  は

$$\begin{aligned}
B_\alpha(\xi, \eta) &= \langle \alpha(\mathbf{x}) \alpha^*(\mathbf{x}') \rangle \\
&= \left\langle \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{\partial \phi(\mathbf{x})}{\partial x} \frac{\partial \phi^*(\mathbf{x}')}{\partial x'} \right\rangle \\
&= \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left\langle \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} k_x e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \tilde{\phi}(\mathbf{k}) \int \frac{d^2 \mathbf{k}'}{(2\pi)^2} k'_x e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x}'} \tilde{\phi}^*(\mathbf{k}') \right\rangle \\
&= \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} \int \frac{d^2 \mathbf{k}'}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x}'} k_x k'_x \langle \tilde{\phi}(\mathbf{k}) \tilde{\phi}^*(\mathbf{k}') \rangle \\
&= \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} \int d^2 \mathbf{k}' e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x}'} k_x k'_x \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') P(\mathbf{k}) \\
&= \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')} k_x^2 P(\mathbf{k}) \\
&= -\frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')} P(\mathbf{k}) \\
&= -\frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} B_\phi(\xi, \eta)
\end{aligned} \tag{36}$$

よって式 (6) が示せた。

## 6 システム概要

この DIMM は東大が行っている TAO 計画でサイト調査用に開発されたシステムとほとんど同じ構成で構築されている。特徴は開口が 2 つでなく 4 つであること、市販の CCD カメラ、パソコンを使い比較的安価にシステムを構築していることで、東大天文センターの本原顕太郎 先生らが開発した解析ソフトウェアを使う事で短期間 (約 4 ヶ月) に DIMM の開発を行うことができた。



図 5 東大 DIMM (<http://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/kmotohara/seeing/index.html>)

## 7 ハードウェア

### 7.1 望遠鏡

DIMM 観測に用いる望遠鏡は南極仕様の 40cm カセグレン望遠鏡。架台は暫定的 (?) に赤道儀で駆動。口径 400mm、焦点距離 4779mm(理論値、ピクセルサイズから求めた実測値で 5190mm) で直接接眼部にカメラを取り付けて観測する。



図 6 南極 40cm 望遠鏡

### 7.2 DIMM 板

開口は 2 つでなく 4 つ。対角線上の 2 つを 1 セットとして DIMM の観測を行う。DIMM 板は中心間距離  $d = 250\text{mm}$ 、開口直径  $D = 74\text{mm}$  でそれぞれの開口に頂角  $\sim 30[\text{arcsec}]$  のウエッジプリズムが取り付けられている。DIMM 板は  $5\text{mm}$  厚のアルミ板、ウエッジプリズムはアルミブロックで保持し、スペーサーに  $0.3\text{mm}$  厚のテフロンを使用。

開口間距離 $d$	250 [mm]
開口直径 $D$	74 [mm]
ウエッジプリズム頂角	$\sim 30[\text{arcsec}]$

表 3 DIMM 板諸元

### 7.3 CCD カメラ

Watec 社の WAT-100N を使用。インターレース型 CCD で出力はビデオ信号。NTSC 形式 (1 秒間 29.97 フレーム) で撮影される。このカメラは露出時間やゲイン、ガンマがマニュアルで設定できる点が特徴で、観

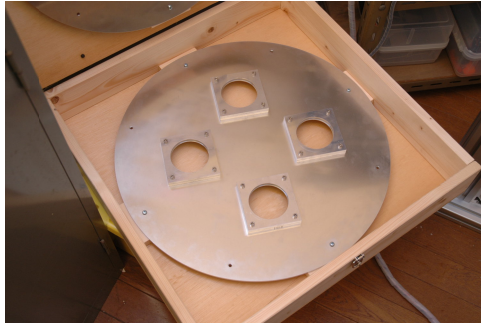


図7 DIMM 板

測で用いた露出時間は  $1/1000[s]$ 。ピクセルサイズはオリオン座の M42 内トラペジウムを含む恒星  $\theta 1 Ori$  と  $\theta 2 Ori$  を用いて算出した。詳細は [2008/01/16-18 DIMM のピクセルサイズ測定] を参照。

水平方向 (H)	0.3903 [arcsec/pix]
垂直方向 (V)	0.4553 [arcsec/pix]

表4 ピクセルサイズ



図8 CCD カメラとコントローラー

#### 7.4 パソコン

パソコンは HP 社の Compaq 6710b ノートパソコン。IEEE1394 端子 (4pin) があるものを選んだ。

#### 7.5 ビデオキャプチャ

カノーブス社の ADVC110。これを用いて CCD カメラからくるビデオ信号 (アナログ信号) を DV 形式のデジタル信号に変換し IEEE1394 ケーブルでパソコンに送る。

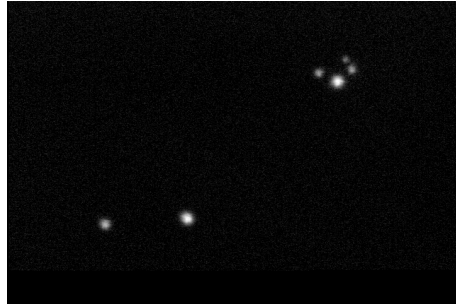


図9 ピクセルサイズ測定に使用したトラペジウム



図10 パソコン

## 8 ソフトウェア

パソコンには Vine Linux4.1 をインストールした。ソフトウェアは東大天文センターの本原顕太郎 先生らの開発したソフトを使用した。

このソフトは IEEE1394 端子から取り込んだ DV ファイルから 1 フレームごとに 4 つの重心位置を検出し、これを 120 回繰り返し行ってそれぞれ対角線上の開口について  $\sigma_i$ 、 $\sigma_t$  を求め、そこからシーイング値を計算し出力する。

出力されたシーイング値は天頂角補正を行っていないので、式 (21) のような補正を行う必要がある。

## 9 観測

2008 年 1 月 13-14 日にピクセルサイズを決める為の観測を、2008 年 1 月 16-17 日にシーイングの測定の為の観測を行った。南極 40cm 望遠鏡に DIMM 板が取り付けられるようになったのが 2008 年 1 月 11 日で、これらの観測は初期観測であり試験的要素が大きく、データ数・観測時間共に十分とは言い難い。



図 11 AV コンバーター

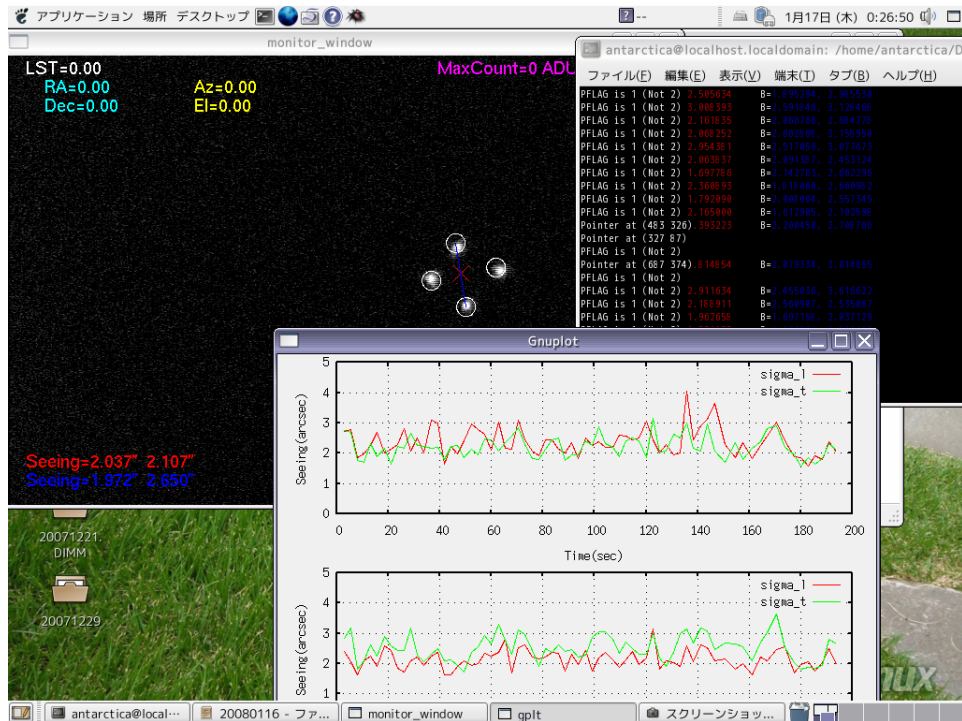


図 12 seeing ソフトウェア実行中のディスプレイ

## 9.1 2008 年 1 月 13-14 日観測

ピクセルサイズは 2 つの天体の位置 ( $\alpha, \delta$ ) からそれらの天体の離角を求め、撮影した画像上でこれらの天体が何ピクセル離れているかを測定することで求められる。

ピクセルサイズ決定の為の観測として、2008 年 1 月 14 日 0 時 20 分頃に WAT-100N ビデオカメラで M42 の Fits 画像を 7 枚取得した。

## 9.2 2008年1月16-17日観測

13-14日の観測で得られたピクセルサイズをソフトウェアに入力し、コンパイルし直してから観測に望んだ。シーイング測定は1月17日0時23分～34分に、天頂付近のふたご座 $\beta$ 星ポルクス(1.15等級)を用いて10分間測定を行った。このときのポルクスの天頂角はおよそ $15^\circ$ であった。

## 10 解析

### 10.1 ピクセルサイズ測定

撮影した7枚のFits画像のうち、恒星がきれいに写っていない2枚を除く5枚からピクセルサイズを求めた。測定に用いた恒星は $\theta_1$  Ori、 $\theta_2$  Oriで、その離角は $\theta = 0.037518194[^\circ] = 135.07[\text{arcsec}]$ 。また、撮影した画像上での $\theta_1$  Ori、 $\theta_2$  Oriの座標は以下の表の通りで、写っている2つの天体の距離 $r[\mu\text{m}]$ を求め、この平均と天体の離角からピクセルサイズを求めた。

ファイル名	$H_{\theta_1}$	$H_{\theta_2}$	$V_{\theta_1}$	$V_{\theta_2}$	$r[\mu\text{m}]$
20080113152057.fits	526.210	286.721	129.107	344.956	2919.17
20080113152100.001.fits	520.984	282.313	129.543	342.182	2891.69
20080113152101.002.fits	520.537	285.991	126.894	342.795	2891.08
20080113152121.004.fits	517.488	281.769	125.471	341.756	2900.56
20080113152122.005.fits	519.362	279.492	126.861	344.336	2932.93

表5 画像ごとの $\theta_1$ -Oriと $\theta_2$ -Oriのピクセル位置一覧

水平方向(H)	0.3903 [arcsec/pix]
垂直方向(V)	0.4553 [arcsec/pix]

表6 ピクセルサイズ

### 10.2 天頂角の補正と解析

出力された観測データに天頂角 $\gamma = 15^\circ$ (一定)(今回は観測時間が10分と短く、その間の天頂角補正の変動はおよそ $0.7^\circ$ なので無視できる)を補正する。([2008/01/17-21 DIMM 観測とデータ解析]を参照)今回開発したDIMMは開口が4つあり、上下の開口、左右の開口を使ってそれぞれlongitudinal方向、transverse方向のシーイング値を求めるため、4つのシーイング値 $\theta_{lV}$ 、 $\theta_{tV}$ 、 $\theta_{tH}$ 、 $\theta_{lH}$ を得ることになる。

またこれら4つのシーイング値それぞれについて、平均値、中央値(Median)を求め、その平均をとった。

その結果、2008年1月17日0時23分～34分に仙台(物理A棟屋上)で得られたシーイング値は以下のよう

平均	2.09 [arcsec]
Median	2.03 [arcsec]

表 7 シーイング値

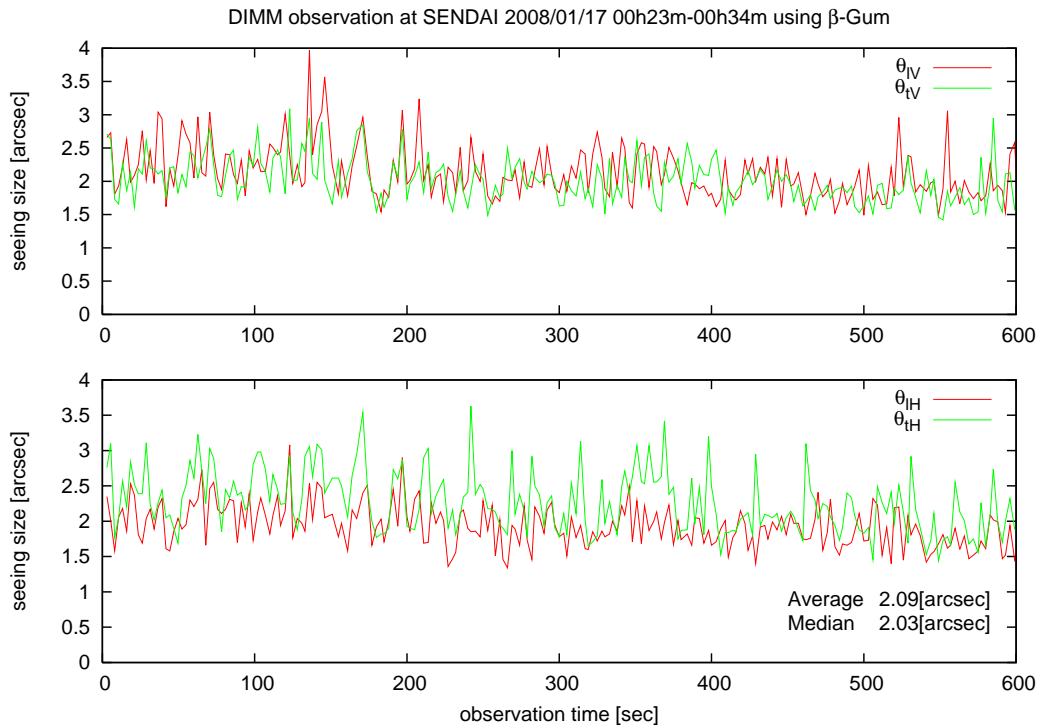


図 13 解析結果

## 11 まとめ

今回の DIMM の開発および試験観測によって、暫定的ではあるが仙台のシーイング値を求めることができた。しかしこのシーイング値は観測時間の不足 (1 晩のみ、10 分間の観測) から正確なものとは言い難い。正確なシーイング値を求める為には、少なくとも 1 日の時間変化 (一晩中の観測)、季節変化を測定しなければならないので長期間、長時間の観測を行う必要がある。

今後はさらなる観測を続け、ノウハウを蓄積して、南極でのサイト調査が円滑に行えるよう、準備を進めていきたい。

## 12 今後の課題

現在考えつく問題点がいくつかある。これらの問題点を考察しその対策をして、今後のシーイング測定により正確な観測結果を期したい。



## 12.1 ピクセルサイズの決定

今回ピクセルサイズの決定に用いたのはトラペジウムの写った 5 枚の画像のみからであり、シーイング値 ( $\sim 2''$ ) を考えると 1 枚の画像に写る星の位置は 5 ピクセル程度の誤差が生じる事になる。よってもっと多くの画像を用いて精度を上げる必要がある。また天体の位置の誤差も少なからず存在するので、ピクセルサイズの測定は一つの天体からだけでなく、複数の天体を観測して求める等をする必要がある。

## 12.2 シーイング値によって開口直径 $D$ を変える必要性

[補足 : Fried パラメータについて] で触れた事だが、今回開発した DIMM はシーイング値  $0.5''$  が期待されるサイトの調査を念頭に  $d$ 、 $D$  等のパラメーターを考えてきた。そのため仙台のような悪シーイング環境で測定した場合、空気の塊より開口直径  $D$  が大きくなるので、測定されるシーイング値は実際のシーイング値より小さい値を取ると考えられる。これを回避するために、今後仙台で測定をする場合には絞りを開口に取り付け、口径を絞って観測を行う必要がある。

## 12.3 積分時間の補正

星像の乱れは大気攪乱に依存するが、それ以外にも 1 フレームあたりの露光時間にも依存する。具体的には 1 フレームあたりの露光時間を長くすれば星像の重心位置が露光時間の増大によって平均化され、測定される重心のぶれが実際の重心のぶれより小さくなってしまい一見シーイング値がよくなってしまう。理想的には無限小の露光時間で観測を行えばよいのだが、実際は有限の露光時間が必要である。また、露光時間を短くすると観測可能な天体の数が減ってしまう。よって露光時間をどのように設定するかは重要である。今回の観測では「広島大学の 1.5m 望遠鏡移設地シーイングのモニター装置開発と測定 (2005 年千代延真吾さん卒業論文)」より、理想的測定によるシーイングからのずれが 5 % 未満となる、 $1/1000$  秒で観測を行ったが、この論文を参考に上空のモデル風速から理想的観測でのシーイング値を求め、積分時間に補正を加える必要がある。

## 12.4 広島 DIMM との同時観測

今回作成した DIMM の観測値が果たして正しい値を返しているのか、という疑問がある。これは、例えばマウナケア山頂に当 DIMM を持って行き、同時刻に得られた DIMM とすばる望遠鏡のシーイング値を比較することで確かめられるが、この方法は現実的でない。その為通常は新たに DIMM を開発した場合は、以前からある DIMM と比較して、正しい値を返しているか確かめるのが通例となっている。その為に広島大学が開発した DIMM を借りていて、今後仙台で同時観測を行う予定である。広島大 DIMM は 1.5m 赤外シミュレーター移設候補地のサイト調査に使われ、岡山天体物理学観測所で観測が続けられている京都大 DIMM と同時観測しその値が正しい事が確かめられている。

## 12.5 風向とシーイング値について

「2002 年後半のシーイング観測結果」(本原顕太郎 先生レポート)より、「1 層の単純なモデルで乱流の動く方向と揺らぎを測定した方向が平行であれば  $\theta_l$  が実際の値よりも小さく測定される Martin (1987)。詳しく述べると、風に平行な開口の  $\theta_l$ 、 $\theta_t$  の値はあまり大きくは変わらないが、実際の値よりもかなり小さくなる可

能性があり、風に垂直な開口の  $\theta_l$ ,  $\theta_t$  の値は大きく変り、 $\theta_l$  がより実際の値に近くなる。」とある。おそらく  $\theta_l$ ,  $\theta_t$  で値が異なるのはこれが原因で、もしそうだとすると算出された 4 つのシーイング値のうち、最も大きい値が正しいシーイング値となると考えられる。こういった効果を詳しく検証する必要がある。

## 12.6 その他

今後の DIMM 観測を円滑に行うために

- 検出限界の決定
- 長時間、長期間の DIMM 観測
- 天頂角補正を自動で行うプログラムの作成

を (今年度内に) 行っていきたい。

## 参考文献

- [1] Aristidi, E. et al. A&A, 444, 651-659(2005)
- [2] Dierickx, P. et al.: Towards establishing specifications for large telescopes optics, ESO Conference on Very Large Telescopes and their Instrumentation, Vol. 1, p. 487 - 493(1988)
- [3] Fried, D. L.:1965, J.Opt.Soc.Am. 55, No. 11, 1427
- [4] Fried, D. L.:1975, Radio Science. 10, No. 1, 71
- [5] Motohara, K. et al. Proc. SPIE, 5382, 648-655 (2004)
- [6] Roddier,F.: The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy, Prog. Optics, Volume 19, p. 281-376(1981)
- [7] Sarazin, M., & Roddier, F. Astron. Astrophys. 227, 294-300(1990)
- [8] Schneider, P. et al.: Gravitational Lensing:Strong,Weak and Micro, Springer(2006)
- [9] Tatarskii,V.I.: The effect of Turbulent Atmosphere on Wave Propagation, I.P.S.T., Jerusalem(1971)
- [10] 沖田博文 『DIMM 観測とデータ解析』 (レポート、2008)
- [11] 沖田博文 『DIMM のピクセルサイズ測定』 (レポート、2008)
- [12] 千代延真吾 『広島大学 1.5m 望遠鏡移設シーイングのモニター装置開発と測定』 (広島大学卒業論文、2005)
- [13] 東大 DIMM <http://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/kmotohara/seeing/index.html>
- [14] 南極赤外線 2 m 望遠鏡プロジェクト <http://ayashi.astr.tohoku.ac.jp/antarctica/index.html>
- [15] 本原顕太郎 『2002 年後半のシーイング観測結果』 (東大シーイングモニタレポート、2002)