

2024 年度卒業論文

22, 43, 86GHz 帯同時観測のための光学系設計

Optical system design for simultaneous
observations in the 22, 43 and 86 GHz bands

大阪府立大学

生命環境科学域 理学類 物理科学課程

電波天文学研究室

1211305061 角越 仰

2025 年 2 月 28 日

概要

単一望遠鏡よりも高分解能での観測を実現する観測方法として、VLBI(Very Long Baseline Interferometry: 超長基線干渉法)観測がある。これは電波望遠鏡を遠く離れた場所に複数台に分割し、望遠鏡間の距離を実質的な開口径とし開口径を大きくしている。VLBI 観測では複数の電波望遠鏡の受信信号を干渉させるが、その際に位相を考える必要がある。位相誤差は大気の影響などによる。VLBI 観測では望遠鏡同士が離れているため、大気の状態がそれぞれ異なる。大気による位相誤差を補正する方法に FPT(Frequency Phase Transfer)があるが、FPT を行うには一つの望遠鏡で複数の周波数で同時観測を行うことが必要である。今回、私は上海にあるカセグレンアンテナを持つ Tianma 65m 望遠鏡に搭載する 3 周波同時観測可能な光学系を設計した。周波数帯域は 18-26 GHz の K バンド、33-50 GHz の Q バンド、80-116 GHz の W バンドである。特に H₂O メーザー、SiO (J=1-0)メーザー、SiO (J=2-1)メーザーから放射される電波の周波数である 22GHz、43GHz、86GHz での性能に注目した。また光学系を収めるデュワースの内径 479mm 以内という狭い空間に収めるという制約条件の下設計した。結果として、開口能率の上限値の目安が 67.1%なのに対し、22, 43, 86GHz の 3 つの周波数でシミュレーションにより計算した開口能率が 60%を上回る光学系を 2 つ設計した。2 つの光学系(光学系#1、#2)に対し、反射鏡によるビームの切り取りを考えた。最後に開口能率とビームパターンの比較を行った。光学系#1 と#2 で開口能率はあまり差が見られなかったが、22GHz と 43GHz の 2 つの周波数の開口能率がより高く、フィルターの反射角も小さい光学系#2 が良いと考えた。

目次

第 1 章 イントロダクション	4
1.1 電波天文学	4
1.2 電波望遠鏡	4
第 2 章 光学系設計で用いる理論	5
2.1 電磁波	5
2.2 ガウス光学	6
2.3 反射鏡	11
2.4 エッジテーパ	13
2.5 物理光学	14
2.6 開口能率	14
第 3 章 Tianma 65m 望遠鏡に搭載する光学系	16
3.1 背景	16
3.2 設計概要	17
3.3 開口能率の上限値の目安	18
3.4 設計した光学系	19
第 4 章 まとめと今後	28
4.1 まとめ	28
4.2 今後	28
第 5 章 謝辞	29
第 6 章 参考文献	30

第1章 イントロダクション

1.1 電波天文学

電磁波は波長により電波や赤外線、可視光、紫外線、X線などに分類される。全波長域のうち地上から観測可能なのは電波と可視光と赤外線の一部だけであり、その周波数帯を大気窓(図1)という。その他の周波数は大気に吸収されて宇宙からの電磁波が地上まで届かない。電波天文学では電波を用いて天体を観測する。電波によりシンクロトロン放射や中性水素原子、10Kの極低温の分子ガスの観測が可能である。分子雲の冷たいガスから星がどのように誕生するかを調べることができるが、そのような星間ガスも電波で観測される。また、電波は波長が長く、固体微粒子やダストのようなガスに混じっている大量の星間微粒子による吸収の影響を受けず天体の奥の構造まで見通すことができる。

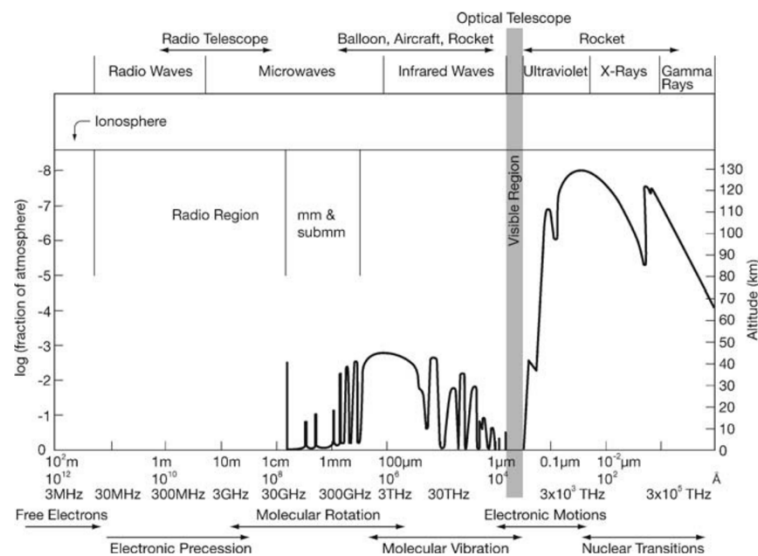


図1 大気窓[1]

1.2 電波望遠鏡

電波望遠鏡とは天体が放射する電波を受信し、そこから天体の情報を取り出す装置である。電波望遠鏡の受信システムは大きく4つに分かれる。天体から届く電波を集める光学系、電波の周波数を変換し信号を増幅する受信機系、アナログ信号をデジタル信号に変換し周波数に対する強度であるスペクトルに変換する分光計、それらを制御しデータを取り込み解析する計算機である。

電波望遠鏡の性能には様々なものがあるが例えば分解能や視野である。電波望遠鏡の分解能とは、天体をどれだけ細かく見ることができるかを表すパラメータである。主鏡直径、観測波長を用いて導かれる。主鏡直径が大きくなると分解能の値は小さくなり、より細かく天体を観測することができる。視野は分解能と相関関係があり、分解能が小さくなると視野は小さくなる。逆に主鏡直径が小さい望遠鏡で同じ波長の観測を行うと、分解能が大きい広い視野で観測となる。また、電波は強度と位相を持っており、電氣的に干渉

技術が容易である。そのため大きく離れた電波望遠鏡間で電波を干渉させることが可能であり、単一鏡と比べて極めて高い角分解能を実現できる。その一例が VLBI (Very Long Baseline Interferometry: 超長基線干渉法) である。

第 2 章 光学系設計で用いる理論

2.1 電磁波

電波は電磁波の一つでありマクスウェル方程式に従う。まずは、マクスウェル方程式そのものを考える。以下では真空中を考え、誘電率と透磁率をそれぞれ ϵ_0, μ_0 とする。真空中の電荷密度 ρ の物質による電場は、その湧き出しを考えると電場のガウス則から、

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1.1)$$

となる。自由空間では電荷密度 $\rho = 0$ となるので、

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.1.2)$$

また、ある閉回路内の磁束密度の時間変化によって生じる電場はファラデーの電磁誘導の法則から、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1.3)$$

と表せる。次に、磁束密度 $\mathbf{B}$ を考える。磁場は湧き出しが無く、ループしているので、磁場のガウス則から、

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.4)$$

となる。さらに、変化した単位面積あたりの電流である変位電流 $\mathbf{j}$ を考えると電束密度 $\mathbf{D}$ と磁場 $\mathbf{H}$ から、電場の時間変化に対する磁場の变化を下の式のように表す。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1.5)$$

これをアンペール・マクスウェルの法則という。ここで、真空中の電場 $\mathbf{E}$ と電束密度 $\mathbf{D}$ の関係、磁束密度 $\mathbf{B}$ と磁場 $\mathbf{H}$ の関係は、下の式の通りである。

$$\mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{D} \quad (2.1.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.1.7)$$

この 2 式をアンペール・マクスウェルの法則に代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1.8)$$

となる。自由空間では変位電流 $\mathbf{j} = 0$ であるので、

$$\nabla \times \mathbf{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1.9)$$

となる。以上より、真空中の自由空間でのマクスウェル方程式をまとめると、

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.1.10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1.13)$$

の4式となる。

ここで、(2.1.13)式の回転を考え、

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.1.14)$$

左辺に恒等式 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E}$ 、右辺に(2.1.12)式を代入し、

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} = -\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.1.15)$$

(2.1.10)を代入し整理すると、

$$\left(\Delta - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (2.1.16)$$

これは波動方程式であり、電場 $\mathbf{E}$ は速度 $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ で伝搬することを表す。この速度は一般に光速度と呼ばれる。

磁場(磁束密度)についても同様の議論ができ、

$$\left(\Delta - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.17)$$

となる。

2.2 ガウス光学

マクスウェル方程式から電場(電界)が波動方程式に則ることを示した。ここからは電場についての波動方程式を変数分離で解いていく。

(2.1.16)式は光速度 c を用いて

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (2.2.1)$$

と変形できる。電場 $\mathbf{E}$ は角振動数を ω とすると時間変化を $e^{j\omega t}$ で表せ、距離に対しての振幅の変化として $E(x, y, z)$ を用いると

$$\mathbf{E}(t, x, y, z) = E(x, y, z) e^{j\omega t} \quad (2.2.2)$$

と表せる。これを(2.2.1)に代入し、波数 $k = \frac{\omega}{c}$ を用いると

$$(\Delta + k^2) E = 0 \quad (2.2.3)$$

となる。これはヘルムホルツ方程式と呼ばれる形である。三次元空間では、ラプラシアン $\Delta =$

$(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2})$ であるので、(2.2.3)式を以下のように考える。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)E + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0 \quad (2.2.4)$$

今から電場が z 軸正方向に進行するとする。その時、 $E(x, y, z)$ は複素スカラー関数 $u(x, y, z)$ を用いて以下のようになる。

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) e^{-jkz} \quad (2.2.5)$$

$u(x, y, z)$ は電界分布の形状を表し、 e^{-jkz} は z 方向への進行に対する変化を表す。(2.2.5)式を(2.2.4)式に代入すると

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)ue^{-jkz} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}(ue^{-jkz}) + k^2 ue^{-jkz} = 0 \quad (2.2.6)$$

となる。(2.2.6)式の左辺の z に関する二階微分を計算する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2}(ue^{-jkz}) &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} e^{-jkz} - jkue^{-jkz} \right) \\ &= \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} - k^2 u \right) e^{-jkz} \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

(2.2.6)式に代入すると、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)ue^{-jkz} + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} - k^2 u\right)e^{-jkz} + k^2 ue^{-jkz} = 0 \quad (2.2.8)$$

整理すると、

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.2.9)$$

となる。ここで、光軸である z 軸の近傍では u の二階微分は一階微分に対して十分小さく

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll 2jk \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.2.10)$$

であるため無視でき、(2.2.10)式は以下のようになる。

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.2.11)$$

ここからは、電界分布の形状が進行方向の z 軸に対して軸対称なガウシアンである場合を考えるため、座標系として円柱座標系を考える。それに従い、 u の変数は(2.2.11)式までの直交座標系の $u(x, y, z)$ ではなく、円柱座標系の $u(r, \varphi, z)$ とする。直交座標系 (x, y, z) と円柱座標系 (r, φ, z) の間には以下の関係がある。

$$x = r \cos \varphi \quad (2.2.12)$$

$$y = r \sin \varphi \quad (2.2.13)$$

$$z = z \quad (2.2.14)$$

これらを用いて(2.2.11)式を円柱座標系に直すと、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.2.15)$$

となる。今、電界分布の形状が軸対称である場合を考えているので u は φ に依存せず u 内に φ は現れない。(2.2.15)式の第3項は u を φ で微分しているなので0となり、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.2.16)$$

となる。この(2.2.16)式の解として以下のような $u(r, z)$ があることが知られている。

$$u(r, z) = A(z) \exp\left(\frac{-jkr^2}{2q(z)}\right) \quad (2.2.17)$$

ここで、 $A(z), q(z)$ はそれぞれ z のみの関数であり、 $q(z)$ は複素ビームパラメータという。それでは、 $A(z), q(z)$ の具体的な表式を考えていく。(2.2.17)式の $u(r, z)$ を(2.2.16)式に代入し次の式を得る。

$$-2jk \left(\frac{A}{q} + \frac{\partial A}{\partial z} \right) + \frac{k^2 r^2 A}{q^2} \left(\frac{\partial q}{\partial z} - 1 \right) = 0 \quad (2.2.18)$$

A, q が0でない時、(2.2.18)式が成り立つ条件は

$$\frac{\partial q}{\partial z} = 1 \quad (2.2.19)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{A}{q} \quad (2.2.20)$$

の2式である。

まず、(2.2.19)式から解いていく。(2.2.19)式は簡単な微分方程式であり、解は

$$q(z) = q(0) + z \quad (2.2.21)$$

となる。(2.2.17)式内に $1/q$ で表れているため、実成分と虚成分に分けて考える。

$$\frac{1}{q} = \left(\frac{1}{q} \right)_r - j \left(\frac{1}{q} \right)_i \quad (2.2.21)$$

第1項が実成分、第2項が虚成分である。(2.2.17)式の指数関数の部分は次のようになる。

$$\exp\left(\frac{-jkr^2}{2q(z)}\right) = \exp\left[\left(\frac{-jkr^2}{2}\right)\left(\frac{1}{q}\right)_r - \left(\frac{kr^2}{2}\right)\left(\frac{1}{q}\right)_i\right] \quad (2.2.22)$$

(2.2.22)式の指数関数内の虚数部分は平面波に対しての球面波の位相遅延を表す。球面波の位相遅延 $\phi(r)$ は曲率半径 $R(z)$ を用いて、近軸の $r \ll R$ の時、

$$\exp\left[\left(\frac{kr^2}{2}\right)\left(\frac{1}{q}\right)_i\right] = \phi(r) \cong \frac{\pi r^2}{\lambda R} = \frac{kr^2}{2R} \quad (2.2.23)$$

と表される。したがって

$$\left(\frac{1}{q} \right)_r = \frac{1}{R} \quad (2.2.24)$$

であると分かる。

今、電界分布の形状をガウシアンで考えているため、(2.2.22)式の指数関数内の実数部分はガウシアンの式の形である必要がある。一般的なガウシアンの式は

$$f(r) = f(0) \exp \left[- \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \quad (2.2.25)$$

と表される。 r_0 はピークの $1/e$ の大きさになる z 軸からの距離 r である。ガウシアンのこの形にするため

$$\left(\frac{1}{q} \right)_i = \frac{2}{k\omega^2} = \frac{\lambda}{\pi\omega^2} \quad (2.2.26)$$

とする。 ω はビーム半径といい、電界分布の形状のガウシアンのピークから $1/e$ の電界強度になる z 軸からの距離である(図 2)。 q は z のみの関数であるため、ビーム半径 ω も z のみの関数である。

(2.2.24)式、(2.2.26)式を(2.2.21)式に代入し

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{j\lambda}{\pi\omega^2} \quad (2.2.27)$$

となる。

(2.2.17)式に代入し、電界分布の形状 $u(r, z)$ はこの段階では

$$u(r, z) = A(z) \exp \left(\frac{-r^2}{\omega^2} - \frac{j\pi r^2}{\lambda R} \right) \quad (2.2.28)$$

となる。

また $z=0$ のビーム半径の極小値をビームウェスト半径 ω_0 といい

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda q(0)}{j\pi}} \quad (2.2.29)$$

と表される。また $z=0$ の時、曲率半径 R は無限大となるため、(2.2.21)式と(2.2.27)式から複素ビームパラメータ q は

$$q = \frac{j\pi\omega_0^2}{\lambda} + z \quad (2.2.30)$$

となる。

(2.2.27)式と(2.2.29)式から、曲率半径 R とビーム半径 ω は

$$R = z + \frac{1}{z} \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \right)^2 \quad (2.2.31)$$

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2} \right)^2} \quad (2.2.32)$$

ビームウェストの場所ではビーム半径は最小、曲率半径は無限大になり、等位相面は平面波の波面となる。

次に(2.2.20)式を解いていく。(2.2.20)式を変形し、

$$\frac{dA}{A} = -\frac{dz}{q} \quad (2.2.33)$$

となる。(2.2.19)式から導かれる $dq = dz$ と(2.2.29)式の q を代入し、変数分離で微分方程式を解くと、

$$\frac{A(z)}{A(0)} = -\frac{1 + \frac{j\lambda z}{\pi\omega_0^2}}{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2}\right)^2} \quad (2.2.34)$$

となる。これは位相で表すと便利で、

$$\tan \phi_0 = \frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2} \quad (2.2.35)$$

とガウシアンビームの位相のズレ ϕ_0 を定義すると、(2.2.33)式は

$$\frac{A(z)}{A(0)} = \frac{\omega_0}{\omega} \exp(j\phi_0) \quad (2.2.36)$$

と表せる。ビームウェストでの電界分布の形状の振幅 $A(0) = 1$ とすると、電界分布の形状 $u(r, z)$ は(2.2.28)式に(2.2.36)式を代入し、

$$u(r, z) = \frac{\omega_0}{\omega} \exp\left(\frac{-r^2}{\omega^2} - \frac{j\pi r^2}{\lambda R} + j\phi_0\right) \quad (2.2.37)$$

となる。

電界分布 $E(r, \phi, z)$ は、電界分布の形状 $u(r, z)$ と z 軸方向の進行の変化 e^{-jkz} の積であるため、(2.2.5)式と(2.2.37)式から、

$$E(r, \phi, z) = \frac{\omega_0}{\omega} \exp\left(\frac{-r^2}{\omega^2} - jkz - \frac{j\pi r^2}{\lambda R} + j\phi_0\right) \quad (2.2.38)$$

となる。最後に、(2.2.38)式を規格化し、

$$E(r, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega^2}} \exp\left(\frac{-r^2}{\omega^2} - jkz - \frac{j\pi r^2}{\lambda R} + j\phi_0\right) \quad (2.2.39)$$

というのが、ガウシアンビームの電界分布の表式である。

ガウス光学で用いる計算式をまとめると、以下の4式である。

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2}\right)^2} \quad (2.2.32)$$

$$R = z + \frac{1}{z} \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}\right)^2 \quad (2.2.31)$$

(2.2.32)式と(2.2.31)式から、ビームウェスト半径 ω_0 とビームウェストまでの距離 z は

$$\omega_0 = \frac{\omega}{\sqrt{1 + \left(\frac{\pi\omega^2}{\lambda R}\right)^2}} \quad (2.2.40)$$

$$z = \frac{R}{1 + \left(\frac{\lambda R}{\pi\omega^2}\right)^2} \quad (2.2.41)$$

ガウス光学で光学系を設計する際には、まず、ある場所でのビーム半径 ω と曲率半径 R から、伝搬先のビームウェスト半径 ω_0 、ビームウェストまでの距離 z を算出する。そして、次のビームウェストからその先の光学素子までの距離から、ビームウェスト以降の光学素子の ω や R のパラメータを算出する。

(2.2.32)式や図3から分かるとおりビームの大きさを表す電波のビーム半径は基本的には進行するに従い大きくなる。また周波数が小さくなるとビーム半径は大きくなることも分かる。

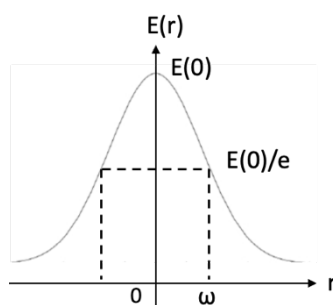


図2 ある z でのガウシアンの様子

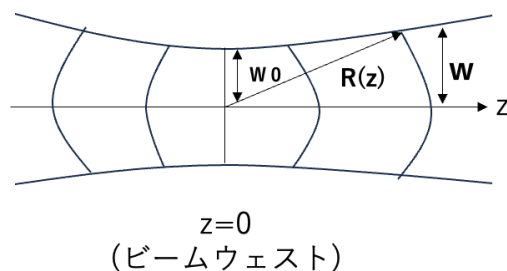


図3 ガウシアンビームの伝搬

2.3 反射鏡

光学系では主鏡に届いた電波を受信機系まで導くために反射鏡やレンズが用いられる。今回は反射鏡を用いて光学系を設計する。反射鏡の大きさは反射前後でビームの端をカバーする必要がある。電波のビーム半径や曲率半径を変化させながら主鏡からホーンまで伝送するために主に用いられる反射鏡として、放物面鏡、双曲面鏡、楕円鏡がある。以下ではそれぞれの反射鏡についての特徴を述べる。

- 放物面鏡

放物面鏡とは、図 4 のような放物線を一部分で切り取ったものを緑の軸周りに回転させる曲面鏡である。軸に平行に入射してきた天体からの電波を放物面鏡で反射させると放物面の焦点に向かう。電波望遠鏡に届く電波は望遠鏡の向いている方向に対して平行に入射するので、一般に電波望遠鏡は放物面鏡を最も大きい主鏡としている。

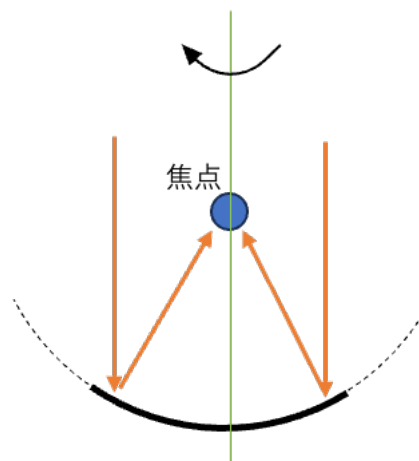


図 4 回転させる放物線

- 双曲面鏡

双曲面鏡とは、図 5 のような双曲線を一部分で切り取ったものを緑の軸周りに回転させてできる曲面鏡である。双曲面は焦点を 2 つ持つ。一つの焦点へ向かう電波を双曲面鏡で反射させるともう一つの焦点に向かう。双曲面鏡での反射後、電波は伝搬するにつれ、ビームウェストに到達するまではビーム半径は小さく曲率半径は大きくなっていくように変化する。カセグレンアンテナの電波望遠鏡では副鏡に双曲面鏡が用いられる。

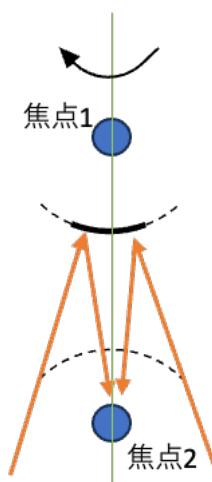


図 5 回転させる双曲線

- 楕円鏡

楕円鏡とは、図 6 のように直方体を、切り取った楕円の一部を軸周りに回転させてできる曲面で削った鏡である。楕円曲面は焦点を 2 つ持つ。一つの焦点へ向かう電波を楕円鏡で反射させるともう一つの焦点に向かう。楕円鏡での反射後、電波は伝搬するにつれ、ビームウェストに到達するまではビーム半径と曲率半径は通常の伝搬と違って小さくなっていくように変化する。楕円鏡楕円の切り取りを考える際には入反射する電波の太さを考え、反射前後でその太さを楕円でカバーできるような大きさに切り取る。

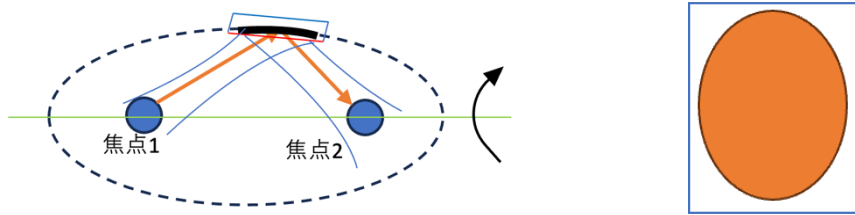


図 6 削り取る楕円表面(左)と正面から見た図(右)

ガウス光学において楕円鏡は肉薄レンズと等価的に扱う。ガウシアンビームのパラメータの変化に関しては、まずビーム半径は反射前後で変わらない。次に曲率半径はレンズの公式に従う。反射前の曲率半径 r と反射後の曲率半径 r' 、楕円鏡の焦点距離 f との関係は以下の式で表される。

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \quad (2.3)$$

2.4 エッジテーパー

2.2 節で述べたようにガウス光学では進行方向に垂直な面で電波の電界強度分布を考えると、ガウシアンで光軸から離れる方向に無限に広がっている。それに対しビームの太さを考えるため、あるガウシアンの広がり電界強度のピークからそのレベルまでどれくらい下がったかをエッジテーパーというパラメータで表す(図 7)。ところで、反射鏡の大きさは有限であるため、反射鏡での反射時に電界分布が反射鏡の大きさに応じたレベルで切り取られる。その際、反射鏡の大きさを考える際にもエッジテーパーを用いる。一般的に副鏡のエッジテーパーは-10 から-12dB、楕円鏡などの副鏡以降の反射鏡ではエッジテーパー-30dB から-50dB 取る。ビーム半径 ω と反射鏡の大きさ a 、エッジテーパー T の関係は以下の式で表される。

$$\omega = a \sqrt{\frac{20}{T \ln 10}} \quad (2.4)$$

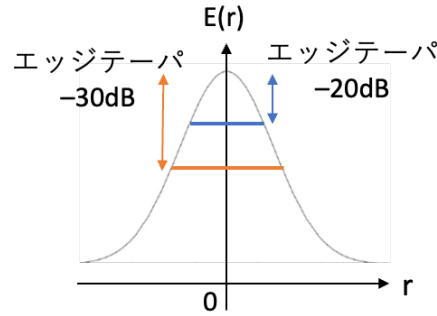


図7 電界分布の切り取りとエッジテーパ

2.2節で述べたとおり周波数が小さくなるとビームは太くなる。(2.4)式と図7からエッジテーパが小さくなくても、ビームは太くなることが分かる。またエッジテーパが小さく、ビームが太くなると反射鏡は大きくなる。

設計する際には、まず副鏡の開口直径とエッジテーパから副鏡でのビーム半径を、副鏡の双曲線の頂点からカセグレン焦点までの距離を副鏡での曲率半径として求める。これらの副鏡でのパラメータを初期条件として、副鏡以降の光学素子でのパラメータを算出する。

2.5 物理光学

2.2節で述べた通りガウス光学の考えは電界分布の光軸の近軸近似を行い、また光軸に対して回転対称なガウシアンとしている。しかし実際の電界分布は反射鏡での反射の際にビームが歪み、ガウス光学で考えているようなガウシアンの電界分布ではない。そこで、設計した光学系によるビームパターンが厳密にどのような形状になるのかを調べるための設計方法として物理光学という手法を用いる。物理光学とは、反射鏡に入射した電波により反射鏡の鏡面上にどのような電流が励起されるかを計算し、その電流により励起される電場から次の反射鏡にどのような電波が反射波として向かうのかを調べる手法である。計算する際には、各反射鏡の鏡面で細かくメッシュを切り、それぞれの計算点と縁で電界分布の計算を行う。物理光学の計算はシミュレーションソフト GRASP で行う。GRASP 内ではまず設計した光学系を基にフィードと反射鏡を設置する。その後フィードから反射鏡へ電波を放射し反射させ、最終的には主鏡から上空へ電波を放射しビームパターンを得る。

2.6 開口能率

設計した光学系を評価するにあたって開口能率というパラメータを計算する。開口能率とは主鏡の開口面積に対して有効に使われている面積の割合のことである。開口能率の計算の際には鏡面精度や副鏡のブロッキングは考えていない。開口能率を高めることが光学系の実質的な目的と言える。開口能率を求める際にはアンテナビームパターンのピークゲインの数値が必要である。ピークゲインはシミュレーションソフト GRASP での解析により求めることができる。開口能率 η とアンテナのピークゲイン $G[\text{dB}]$ との関係は以下の式で表現できる。

$$G = \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2 \eta \quad (2.6)$$

D は主鏡の開口直径である。(2.6)式からわかる通り、開口能率及びピークゲインは波長に対して依存性がある。

第3章 Tianma 65m 望遠鏡に搭載する光学系

3.1 背景

22、43、86GHz 帯の3周波同時観測のメリットは VLBI 観測において FPT を行うことができる点である。22、43、86GHz はそれぞれ H₂O メーザー、SiO(J=1-0) メーザー、SiO(J=2-1) メーザーを観測可能な周波数である(図8)。H₂O メーザーは大質量星形成領域中で多く検出されている。SiO メーザーは晩期型星のごく近傍で赤外線により放射される。VLBI 観測ではそれらの高分解能での観測が可能である。VLBI 観測では複数台のアンテナでの受信信号を相関させる。相関させたものを相互相関関数という。ここで各アンテナでの受信信号や相互相関関数は複素数である。相関させる際には遅延時間 τ をずらしながら積分し、相互相関関数を遅延時間に対して図示したものをフリンジという。

フリンジの位相は大気によるズレの影響を受けるが、解析に使えるデータにするためにはこのズレを補正する必要がある。フリンジ位相のズレは周波数に比例して大きくなり、低周波のフリンジ位相は高周波のフリンジ位相よりも比較的決定精度が高くなっている。図9は日本で VLBI 観測を行っている VERA の、水沢局と小笠原局のデータを相関させた 22、43GHz でのフリンジ位相のズレである。横軸が世界時[hours]、縦軸がフリンジ位相のズレ[degree]である。22GHzの方が43GHzよりも位相のばらつきが小さいことが読み取れる。フリンジ位相の位相補償の方法の一つに、FPT(Frequency Phase Transfer)というものがある(図10)。FPTとは、大気による位相のズレが周波数と比例関係にあることを利用した、低周波のフリンジ位相から高周波のフリンジ位相の大気によるズレを補正する方法である。フリンジ位相のズレ $\Delta\phi$ と高周波のフリンジ位相 $\Delta\phi_{high}$ 、低周波のフリンジ位相 $\Delta\phi_{low}$ は以下の関係がある。

$$\Delta\phi = \Delta\phi_{high} - r\Delta\phi_{low} \quad (3.1)$$

ここで r は周波数比であり、高周波数 f_{high} 、低周波数 f_{low} とすると $r = f_{high}/f_{low}$ である。

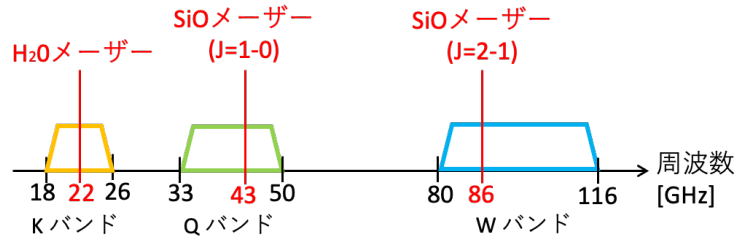


図8 3つの周波数帯と注目する周波数

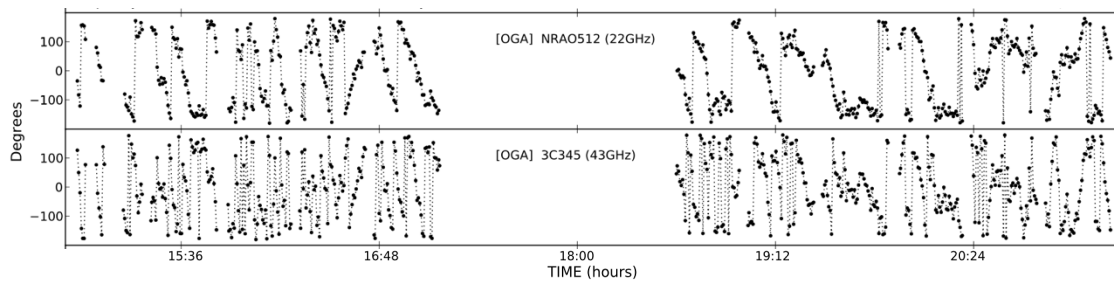


図9 水沢局と小笠原局のデータを相関させた 22, 43GHz のフリンジ位相のズレ[7]

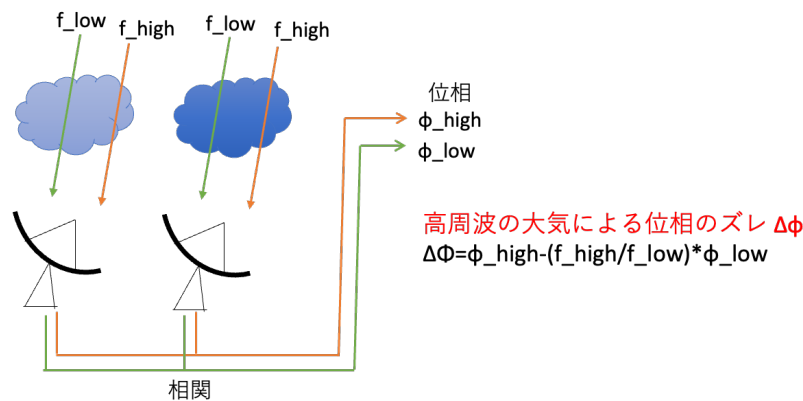


図10 FPT の模式図

FPT を行うためには多周波同時観測が必要であり、今回 Tianma65m 望遠鏡において 22、43、86GHz 帯の 3 周波同時観測が可能な光学系を設計した。

3.2 設計概要

上海の Tianma65m 望遠鏡(図 11)に搭載する K、Q、W バンドの 3 周波同時観測を行うことが可能な光学系を設計した。周波数帯は K バンドが 18-26GHz、Q バンドが 33-50GHz、W バンドが 80-116GHz である。導波管の比帯域の関係上、準光学フィルターを 2 枚用いて 3 つの周波数帯に分けて同時観測する。特に前述のレーザー観測を考慮して 22、43、86GHz での性能に注目した。今回の光学系には横幅の制限があり、ホーンを固定するフランジの幅まで含めて、デュワーの内径 479mm 以内という狭い空間に収める必要がある。参考までに図 12 に同じ K、Q、W バンドの同時観測を行うことのできるイタリアの SRT(Sardinia Radio Telescope)という望遠鏡のデュワーの図を載せる。SRT のデュワーは内径 640mm であるのに対し、Tianma65m 望遠鏡のデュワー及び光学系は、SRT よりも内径が 100mm 以上コンパクトなものが要求されている。設計するにあたって、まず主鏡副鏡のみの光学系から開口能率の上限値の目安を求めた。その後、反射させるビームの太さと反射鏡のエッジテーパは各バンド最低周波数でエッジテーパ-20dB で共通にし、反射角や光学素子間距離を変えてビームのトランケーション(切り取り)に注目しながら光学系を 2 パターン考えた。ホーンに関しては 22、43、86GHz でコルゲートホーンの整合条件を満たすように考えた。

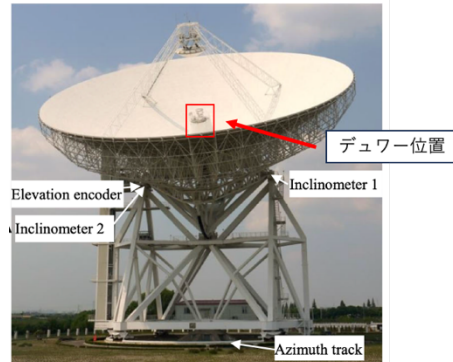


図 11 Tianma65m 望遠鏡の外観[8]

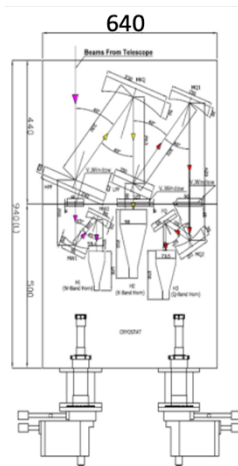


図 12 SRT のデューワー[9]

3.3 開口能率の上限値の目安

まず、光学系設計の指標となる開口能率の上限値の目安を求めた。既に決まっている条件として主鏡と副鏡の形状と位置がある(図 13)。主鏡は開口直径 65m の放物面鏡であり、副鏡は直径 6.5m の双曲面鏡である。Tianma65m 望遠鏡のカセグレン焦点及び光学系は主鏡の内側にある。今回、副鏡からホーンまで伝搬させる部分の反射鏡を設計したが、設計した反射鏡を抜きにした仰角 90° での開口能率を性能の目安とした。GRASP の設定は、反射鏡として主鏡と副鏡のみを設置し、フィードとして理想的なガウシアンビームをカセグレン焦点から副鏡へと放射した。図 14 のようなカセグレン系で周波数を 22GHz と設定した。またフィードを置く際には副鏡でのエッジテーパの値を入力する必要がある。この解析ではガウシアンビームの副鏡でのエッジテーパを -12dB として開口能率を求めた。その計算の際、前述のとおり副鏡でのブロッキングや鏡面精度は考えていない。

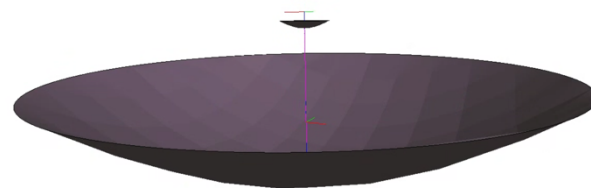
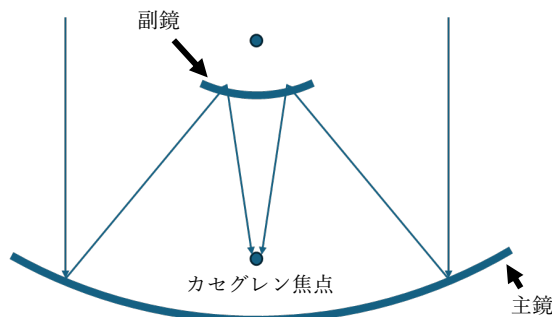


図 13 Tianma65m 望遠鏡のカセグレンアンテナ 図 14 カセグレンの GRASP の図
以上の方法から開口能率の上限値を 67.1%と求めた。結果を表 1 に、ビームパターンを図
15 に示す。

表 1 カセグレン系の解析結果

周波数 [GHz]	副鏡でのエッジテーパ [dB]	ピークゲイン [dB]	開口能率 [%]
22	-12	81.7736	67.1

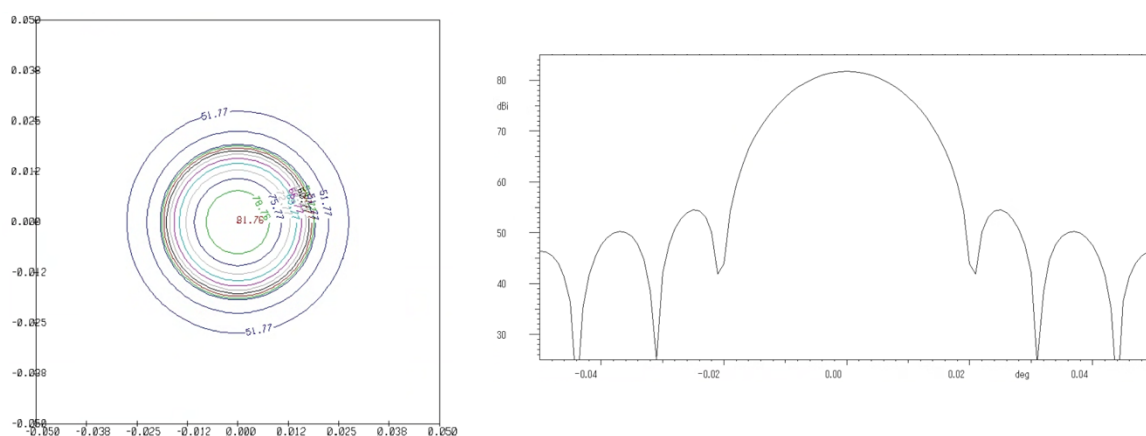


図 15 カセグレン系 22GHz のビームパターン(左:2 次元 grid, 右:主偏波 0° の 1 次元 cut)

3.4 設計した光学系

今回の光学系は同研究室の修士 1 年の河本琉風さんが設計中のハイパスフィルターを用いて電波を 3 つの周波数帯に分けている。

設計した反射鏡は 4 枚の楕円鏡、2 枚の平面鏡、2 枚の準光学フィルターからなる。それぞれの反射鏡を M1～M6、f1、f2 と呼称する。各バンドで用いられる副鏡以降の反射鏡やフィルターは以下のとおりである。

K バンド・・・f1(ハイパスフィルター)、M3(楕円鏡)、f2(ハイパスフィルター)、M6(楕円鏡)

Q バンド・・・f1(ハイパスフィルター)、M3(楕円鏡)、M4(平面鏡)、M5(楕円鏡)

W バンド・・・M1(平面鏡)、M2(楕円鏡)

反射鏡の大きさやビームの太さはエッジテーパーと周波数から求められる。エッジテーパーに関しては、今回はデュワーの内径が小さく、一般的な値である-30dB が取れなかったため-20dB で考えている。周波数に関しては、各バンドで最低でもエッジテーパー-20dB を確保するため、各バンドの最低周波数である 18、33、80GHz のビームを考えた。ただし、光学系の性能を評価する際には 22、43、86GHz での開口能率を GRASP により計算した。

今回考えた設計は 2 つある。1 つ目を光学系#1(図 16)、2 つ目を光学系#2(図 18)と呼称する。両者の違いは以下の 4 点である。

表 2 光学系#1, #2 の違い

	M4、M5での反射角[°]	f2、M6での反射角[°]	M3とf2の距離[mm]	f2とM6の距離[mm]
光学系#1	60	70	130	170
光学系#2	65	60	152	148

それぞれの光学系で 22, 43, 86GHz エッジテーパー-20dB のビームの伝搬を以下の図 17、19 で示す。これらの図の外側の枠はデュワーの内径と上部の窓の場所を表している。ここで図示したビームの幅のうち光学素子間の空間のビーム幅は、必ずしも正確ではない。ビーム幅を書き入れる際の手順について説明する。まず各光学素子(反射鏡、フィルター)とビームウェスト時点でのビーム半径に対して、エッジテーパー-20dB のビームの幅を算出した。その後、光学素子間(仮に光学素子 a, b 間とする)の空間を伝搬するビーム幅を図示する際には、光学素子 a, b のビーム幅を直線で繋いで図示した。実際にはガウス光学のビーム半径の(2.2.32)式に従い、直線ではないが、その差は小さく光学素子の大きさや開口能率にはほとんど影響しないと考えられる。

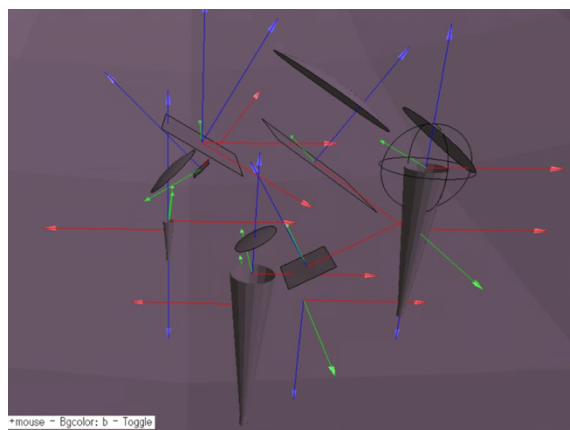
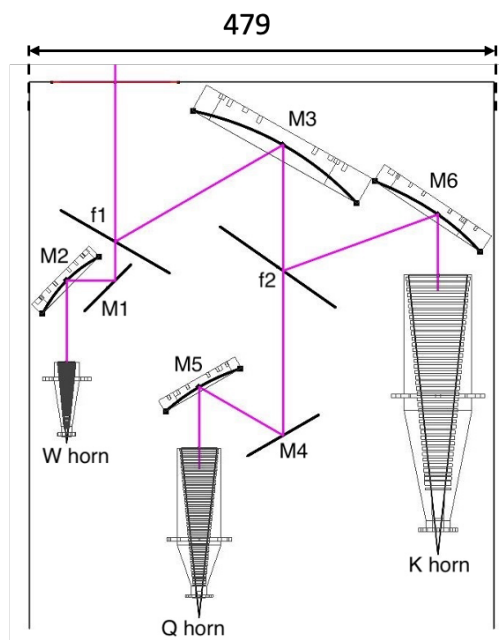


図 16 光学系#1 の配置図(左)と GRASP の図(右)

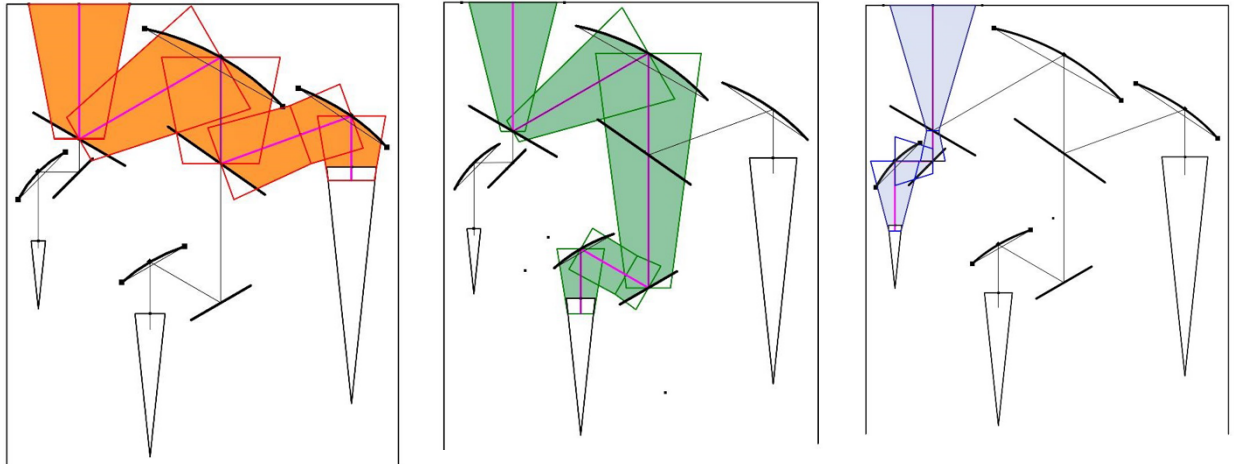


図 17 光学系#1 のビームの伝搬図(左: 22GHz, 中央: 43GHz, 右: 86GHz)

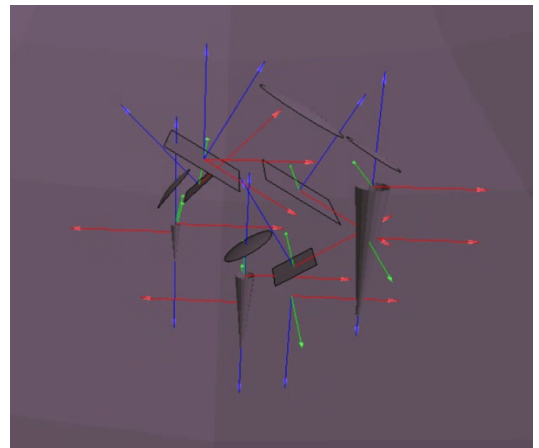
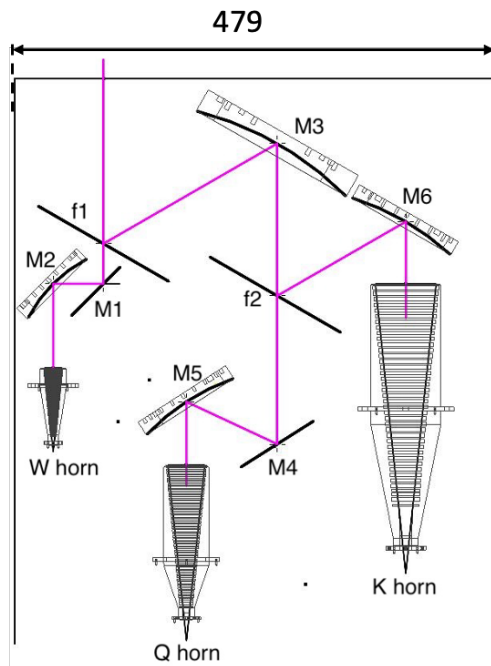


図 18 光学系#2 の配置図(左)と GRASP の図(右)

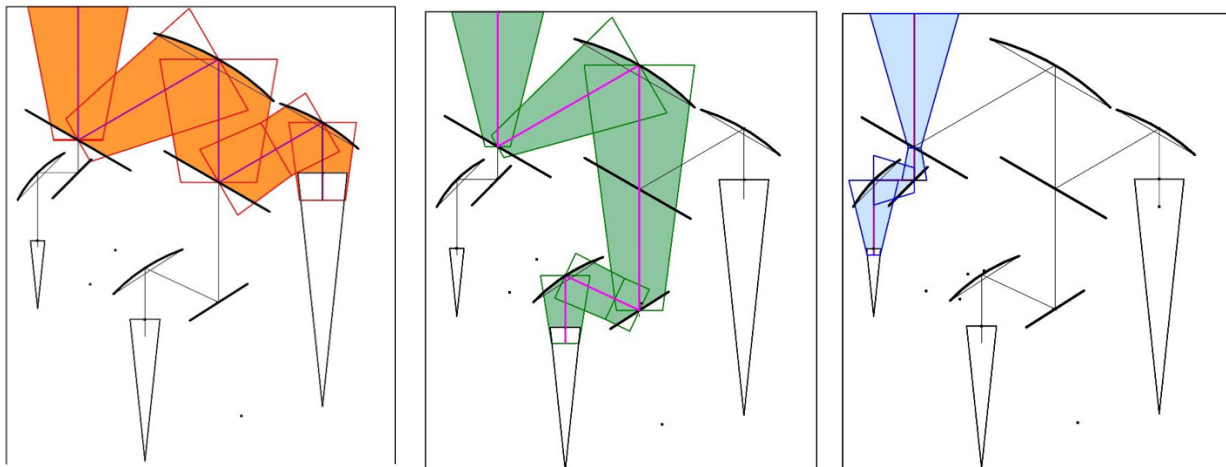


図 19 光学系#2 のビームの伝搬図(左: 22GHz, 中央: 43GHz, 右: 86GHz)

2.3 節で前述したとおり、反射鏡の大きさは反射前後でのビームの幅をカバーする必要がある。しかし、反射前後でビームを拾うことを考えると、その他の場所で反射鏡によるビームのトランケーション(切り取り)が起こる可能性がある。設計した 2 つの光学系の各バンド最低周波数でエッジテーパー-20dB のビームのトランケーションを考えた。

図 20 から分かるように、光学系#1 では 22GHz エッジテーパー-20dB のビームと f_2 とでトランケーションが起きている。しかし、光学系#2 では距離と反射角を変えたことで f_2 でトランケーションが起きていない。また図 21 から分かるように、光学系#1、2 のどちらも 86GHz エッジテーパー-20dB のビームと M1 とでトランケーションがある。

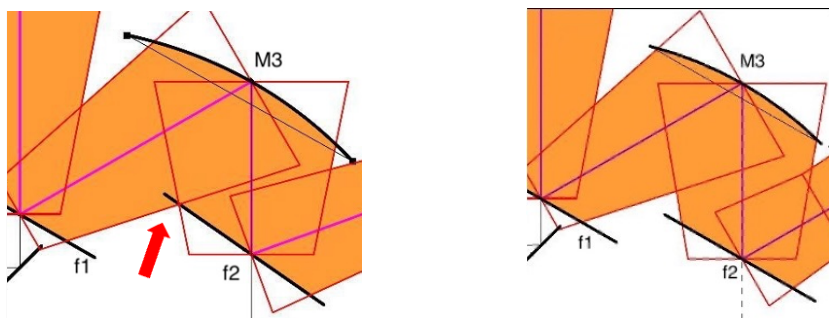


図 20 光学系#1(左)と光学系#2(右)の f_2 でのトランケーションの比較

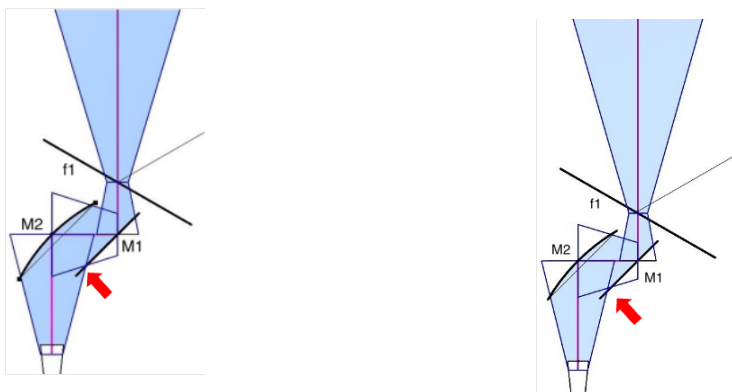


図 21 光学系#1(左)と光学系#2(右)の M1 でのトランケーションの比較

光学系#1、2 のビーム半径や曲率半径などの設計に用いたパラメータは以下の表 3、4 のとおりである。どちらも副鏡でエッジテーパ-20dB と考えている。ここで 2 つの光学系で楕円鏡の焦点距離や光学素子間距離は等しいので、各光学素子でのビーム半径、ビームウェスト半径、曲率半径は同じである。

表 3 光学系#1 のパラメータ

周波数[GHz]	22		43		86
波長[mm]	13.636		6.977		3.488
ビーム半径[mm]					
副鏡	2765.03	副鏡	2765.03	副鏡	2765.03
f1	20.074	f1	10.272	f1	5.135
M 3	47.803	M 3	44.478	M 1	10.060
f2	30.741	f2	24.379	M 2	20.128
M 6	27.404	M 4	18.655		
		M 5	19.972		
ホーン開口部	19.421	ホーン開口部	11.772	ホーン開口部	5.617
ビームウェスト半径[mm]					
副鏡-M 3	20.073	副鏡-M 3	10.270	副鏡-M 2	5.135
M 3-M 6	24.831	M 3-M 5	18.220		
ホーン内	18.605	ホーン内	11.095	ホーン内	5.320
曲率半径					
副鏡	12787.3	副鏡	12787.3	副鏡	12787.3
M 3(f1側)	243.584	M 3(f1側)	211.408	M 2(M 1側)	96.270
M 3(f2側)	320.023	M 3(f2側)	400.009	M 2(ホーン側)	100.001
M 6(f2側)	370.548	M 5(M 4側)	400.044		
M 6(ホーン側)	159.984	M 5(ホーン側)	120.000		
ホーン開口部	290.278	ホーン開口部	175.977	ホーン開口部	83.910
距離[mm]					
副鏡-ビームウェスト(1)	12786.63	副鏡-ビームウェスト(1)	12787.124	副鏡-ビームウェスト(1)	12787.26
ビームウェスト(1)-M 3	200.634	ビームウェスト(1)-M 3	200.136	ビームウェスト(1)-M 2	90.004
M 3-ビームウェスト(2)	233.677	M 3-ビームウェスト(2)	332.889	M 2-ビームウェスト(2)	93.014
ビームウェスト(2)-M 6	66.323	ビームウェスト(2)-M 5	67.111	ビームウェスト(2)-ホーン開口部	8.634
M 6-ビームウェスト(3)	86.242	M 5-ビームウェスト(3)	82.966		
ビームウェスト(3)-ホーン開口部	23.872	ビームウェスト(3)-ホーン開口部	19.656		
焦点距離					
M 3	138.31	M 3	138.31	M 2	49.05
M 6	111.74	M 5	92.31		
光学素子間距離[mm]					
副鏡-f1	12787.26	副鏡-f1	12787.26	副鏡-M 1	12827.26
f1-M 3	200	f1-M 3	200	M 1-M 2	50
M 3-f2	130	M 3-M 4	300	M 2-ホーン開口部	84.38
f2-M 6	170	M 4-M 5	100		
M 6-ホーン開口部	62.37	M 5-ホーン開口部	63.31		

表 4 光学系#2 のパラメータ

周波数[GHz]	22		43		86
波長[mm]	13.636		6.977		3.488
ビーム半径[mm]					
副鏡	2765.03	副鏡	2765.0303	副鏡	2765.03
f1	20.074	f1	10.272	f1	5.135
M 3	47.803	M 3	44.478	M 1	10.060
f2	28.643	f2	24.379	M 2	20.128
M 6	27.404	M 4	18.655		
		M 5	19.972		
ホーン開口部	19.421	ホーン開口部	11.772	ホーン開口部	5.617
ビームウェスト半径[mm]					
副鏡-M3	20.073	副鏡-M3	10.270	副鏡-M2	5.135
M 3-M 6	24.831	M 3-M 5	18.220		
ホーン内	18.605	ホーン内	11.095	ホーン内	5.320
曲率半径					
副鏡	12787.3	副鏡	12787.3	副鏡	12787.3
M3(f1側)	243.584	M3(f1側)	211.408	M2(M1側)	96.270
M3(f2側)	320.023	M3(f2側)	400.009	M2(ホーン側)	100.001
M6(f2側)	370.548	M5(M4側)	400.044		
M6(ホーン側)	159.984	M5(ホーン側)	120.000		
ホーン開口部	290.278	ホーン開口部	175.977	ホーン開口部	83.910
距離[mm]					
副鏡-ビームウェスト(1)	12786.63	副鏡-ビームウェスト(1)	12787.124	副鏡-ビームウェスト(1)	12787.26
ビームウェスト(1)-M3	200.634	ビームウェスト(1)-M3	200.136	ビームウェスト(1)-M2	90.004
M3-ビームウェスト(2)	233.677	M3-ビームウェスト(2)	332.889	M2-ビームウェスト(2)	93.014
ビームウェスト(2)-M6	66.323	ビームウェスト(2)-M5	67.111	ビームウェスト(2)-ホーン開口部	8.634
M6-ビームウェスト(3)	86.242	M5-ビームウェスト(3)	82.966		
ビームウェスト(3)-ホーン開口部	23.872	ビームウェスト(3)-ホーン開口部	19.656		
焦点距離					
M 3	138.31	M 3	138.31	M 2	49.05
M 6	111.74	M 5	92.31		
光学素子間距離[mm]					
副鏡-f1	12787.26	副鏡-f1	12787.26	副鏡-M1	12827.26
f1-M 3	200	f1-M 3	200	M 1-M 2	50
M 3-f2	152	M 3-M 4	300	M2-ホーン開口部	84.38
f2-M 6	148	M 4-M 5	100		
M6-ホーン開口部	62.37	M5-ホーン開口部	63.31		

主鏡と副鏡は共通で、その後の光学素子については光学系#1、2 のそれぞれで 22, 43, 86GHz のアンテナの仰角 90° でのピークゲイン[dB]と開口能率[%]、ビームパターン(2次元 grid、1次元 cut)を GRASP を用いて出した(表 5、6)。その計算の際、前述のとおり、副鏡でのブロッキングや鏡面精度は考えていない。またフィルターでの損失やビームの歪みは考えておらず、フィルターは平面鏡として計算した。ビームパターン(図 22、23)は上から 22, 43, 86GHz の場合を表している。また 1 次元 cut の色は黒: 主偏波 0° 、マゼンタ: 主偏波 45° 、緑: 主偏波 90° 、赤: 交差偏波 90° 、青: 交差偏波 45° である。

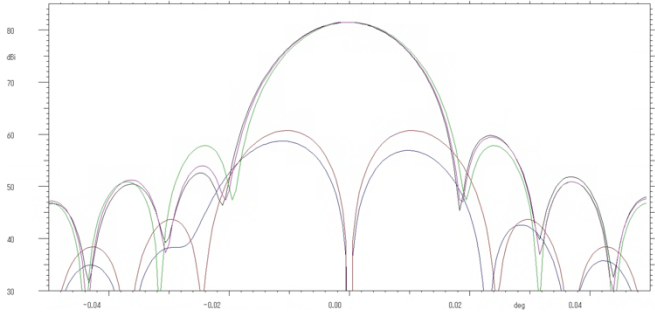
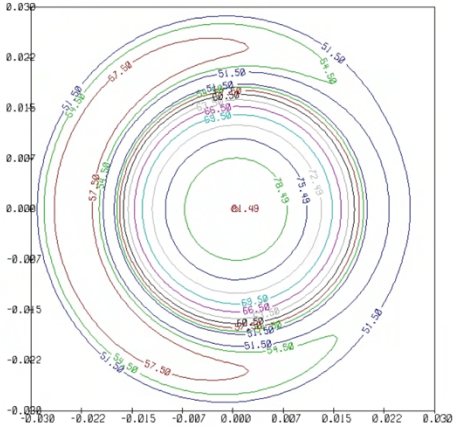
表 5 光学系#1, #2 の 22, 43, 86GHz のピークゲイン比較

	22GHz	43GHz	86GHz
光学系#1	81.5015	87.4387	93.208
光学系#2	81.5338	87.496	93.1744

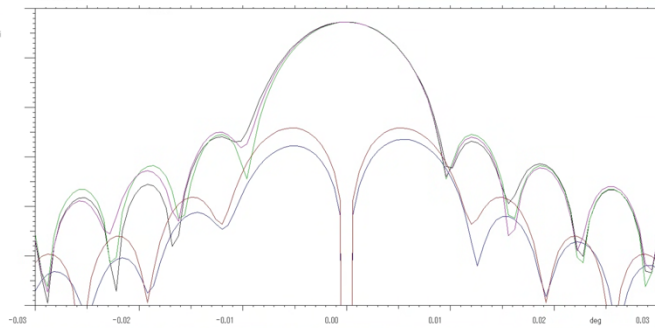
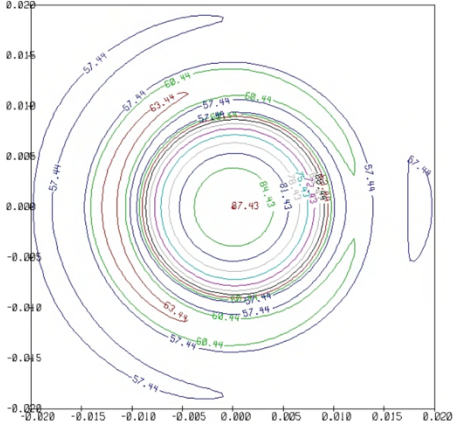
表 6 光学系#1, #2 の 22, 43, 86GHz の開口能率比較

	22GHz	43GHz	86GHz
光学系#1	63.0	64.6	61.1
光学系#2	63.5	65.6	60.6

● 22GHz



● 43GHz



- 86GHz

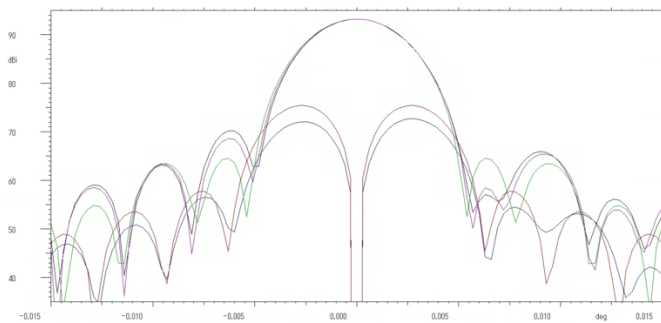
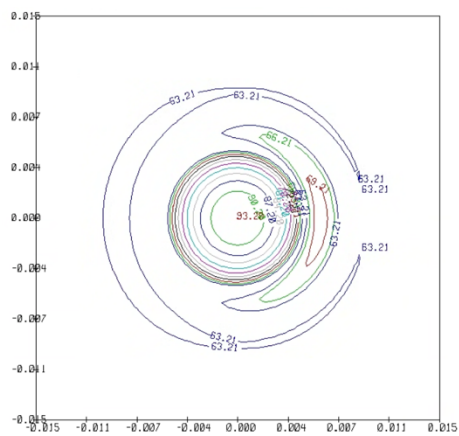
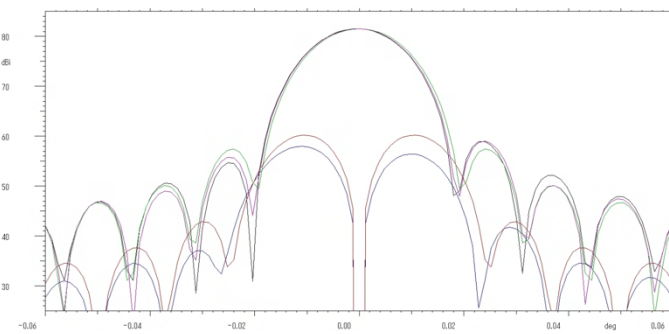
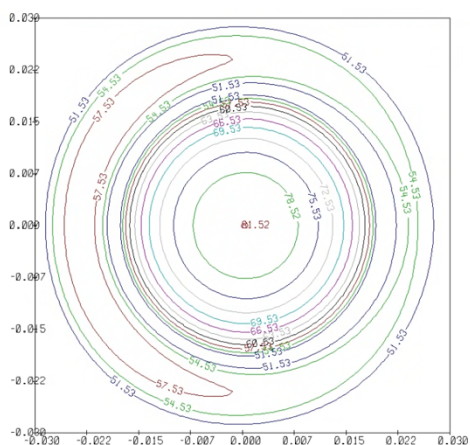
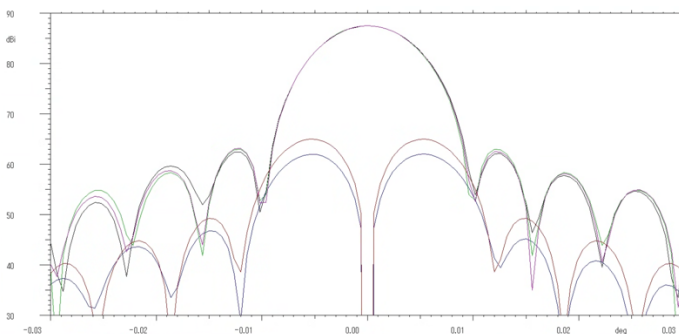
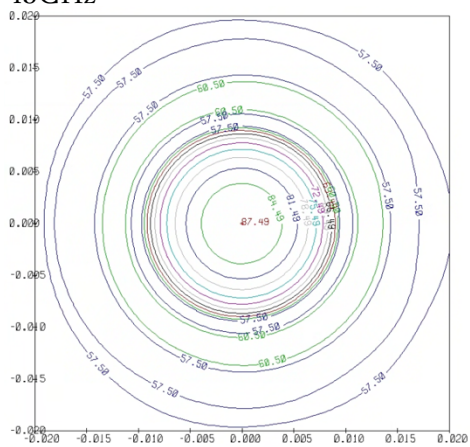


図 22 光学系#1 の 22, 43, 86GHz のビームパターン(2 次元 grid, 1 次元 cut)

- 22GHz



- 43GHz



● 86GHz

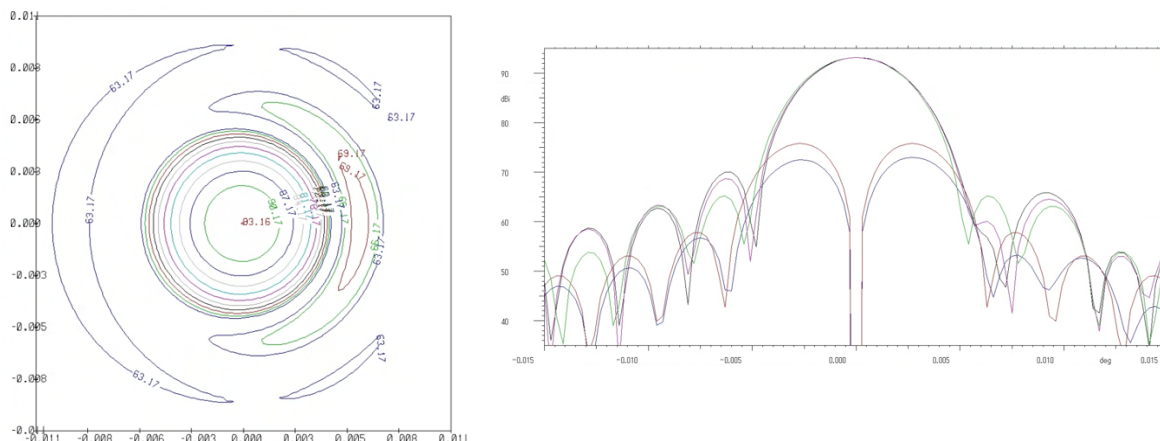


図 23 光学系#2 の 22, 43, 86GHz のビームパターン(2 次元 grid, 1 次元 cut)

22、43GHz での光学系#1 と#2 の開口能率の差異とビームパターンの形状の違いに関しては、M4 での反射角を大きくしたことと f2 を下げたことにより光学系#2 のビームは光学系#1 のビームと比べ、トランケーションなどの、伝搬するビームの空間的な余裕があることが理由と考えられる。また、86GHz の 1 次元のビームパターンが左右対称から大きく離れている理由は、W バンドの楕円鏡 M2 での反射角が 90° と他の楕円鏡での反射角に比べて大きくなっていることが考えられる。

また、どちらの光学系でも Q バンドの 43GHz の開口能率が 22、86GHz と比べて最も高くなっているのは、M3 と f1 の大きさに関係していると考えられる。Q バンドではトランケーションがないのと、M3 と f1 が Q バンドと K バンドで使われるため、Q バンドよりもビームが太い K バンドの入射するビームの太さから M3 の大きさを決定している。周波数が高いとビームは細くなるため、43GHz のビームに対する f1 と M3 の光学素子のエッジテーパーは 22GHz のビームに対するものよりも大きくなるのが理由だと考えられる。

最後に、どちらの光学系が適しているかを考える。開口能率は W バンドはわずかに光学系#1 の方が高く、K、Q バンドでは光学系#2 の方がわずかに高い。W バンドの差は 1%未満であるため、光学系#2 でも問題ないとする。さらにここで考えたいのがハイパスフィルター f2 での反射角である。今回の GRASP の計算はフィルターでの損失は考えていないが、実際の反射を考えると基本的には反射角は小さい方が損失は小さくなる。以上より、K、Q の 2 つのバンドで高く、W バンドは 1%未満の差しかなく、フィルターでの損失も少ない光学系#2 の方が適していると考えられる。

第4章 まとめと今後

4.1 まとめ

- 上海にある Tianma65m 望遠鏡の 3 周波同時観測を行うことが可能な光学系設計を行った。周波数帯は K バンドが 18-26GHz、Q バンドが 33-50GHz、W バンドが 80-116GHz である。特に H_2O メーザー、 SiO メーザー($J=1-0$)、 SiO メーザー($J=2-1$)が観測可能な 22、43、86GHz での性能に注目した。今回はハイパスフィルターを用いて、3つの周波数帯にビームを分ける光学系を考えた。
- 光学系の制約条件として、デュワールの内径 479mm 以内という狭いスペースに収める必要がある。
- 光学系#1 と#2 の 2つを設計した。両者の違いは反射角やフィルターの位置である。主にビームと光学素子(反射鏡、フィルター)とのランケーション(切り取り)を考えながら設計した。
- 2つの光学系について、ビームパターンや開口能率を求め比較した。どちらの光学系も 22、43、86 の全ての周波数で開口能率 60%以上である。22GHz の開口能率は 0.5%ほど光学系#2 が高く、43GHz に関しても 1%ほど光学系#2 の方が高かった。86GHz に関しては、0.5%ほど光学系#1 が高くなった。ビームパターンの歪みに関しては、光学系#2 は光学系#1 と比べてランケーションが起きている箇所が減っているため、ビームパターンの歪みも小さくなった。
- K、Q バンドでは光学系#2 の方がわずかであるが開口能率が高いこと、W バンドの開口能率の差が 1%未満であること、フィルターでの反射角を小さくした方が良いことから、光学系#2 の方が適していると考えられる。

4.2 今後

- 各バンドの 22, 43, 86GHz 以外の周波数についても開口能率を求める。
- アライメントの誤差を踏まえた性能を検討する。
- 今回、GRASP の計算ではフィルターは平面鏡として扱ったが、今後はフィルターでのビームの歪みを考える。

第5章 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご協力をいただきました。心より感謝申し上げます。大西利和教授、村岡和幸准教授、前澤裕之准教授には研究発表練習において貴重なご助言をいただきました。小川英夫客員教授には、研究に関してのご助言や打ち合わせを数えきれないほどしていただきました。また、3周波同時観測を行う光学系の配置や規模感についての参考資料もご用意、ご説明していただきました。非常に研究を行いやすい環境であったと感じています。大変感謝しております。

国立天文台の山崎康正様にいたしましては、まず一番初めの光学系の研究に足を踏み入れるきっかけを作ってくださいました。その後も打ち合わせを頻繁にしてくださり、光学系設計に必要な知識や、研究の不明点や疑問点、方針など多くのことを相談させていただきました。深く感謝しております。

同研究室の先輩である M2 の西川悠馬さんには光学系の基本的な考え方やシミュレーションソフトの使い方など、光学系設計を行うために必要なことを優しく丁寧に教えていただきました。山崎様と同じく、研究会のポスターの内容の修正も細かにしていただきました。感謝申し上げます。D1 の亀山晃さんには 3D CAD の使い方について教えていただきました。M1 の河本琉風さんにはフィルターについて教えていただきました。亀山さんと河本さんのお二人には研究会のポスター制作の際に特にお世話になりました。また研究員の澤田-佐藤聡子さんには FPT について干涉計の基本的な話からご説明していただきました。そして、岡本結人君、藤本湧大君、宮崎正成君、山下晃矢君、山本美咲さんとは、B4 の同期として配属され、何気ない会話を繰り広げました。おかげで楽しい研究室生活を過ごすことができました。

最後に、このような環境に身を置けるようにサポートしてくれた両親に感謝申し上げます。

第 6 章 参考文献

- [1] T. L. Wilson and S. Hüttemeister, *Tools of Radio Astronomy*.
- [2] 中井直正、坪井昌人、福井康雄 (2020), “宇宙の観測 II —電波天文学”(シリーズ現代の天文学[第 2 版] 16 巻), 日本評論社.
- [3] P. F. Goldsmith, *Quasioptical Systems: Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*. 1998.
- [4] 山崎康正 (2020), “210–375 GHz 帯超広帯域同時観測へ向けた電波望遠鏡光学系の開発”
- [5] 西川悠馬 (2022), “電波望遠鏡での広帯域同時観測実現に向けた光学系の開発”
- [6] 辻企世子 (2006), “1.85m 電波望遠鏡受信機光学系の開発”
- [7] T. Jung et al., “First Simultaneous Dual-Frequency Phase Referencing VLBI Observation with VERA”, *Publ. Astron. Soc. Japan.*, vol. 63, pp. 375–385, 2011.
- [8] L. Fu et al., “Improvement of the pointing precision of the Tianma radio telescope. with an inclinometer measurement system”, *Experimental Astronomy*, 2019, vol. 48, pp. 49-64.
- [9] ST. Han et al., “A Millimeter-Wave Quasi-Optical Circuit for Compact Triple-Band Receiving System”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, 2017, vol. 38, pp. 1487-1501.