



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	太陽系外惑星の直接検出のための空間光変調器を用いた波面制御技術に関する研究
Author(s)	米田, 謙太
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第14866号
Issue Date	2022-03-24
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k14866
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/94576
Type	doctoral thesis
File Information	Kenta_Yoneta.pdf



令和3年度 博士論文

太陽系外惑星の直接検出のための 空間光変調器を用いた 波面制御技術に関する研究

Study on wave-front control technique using spatial
light modulator for direct detection of exoplanets

北海道大学 大学院 工学院
応用物理学専攻 フォトニクス研究室

米田 謙太

2022年2月21日

目次

第 1 章	序論	1
1.1	太陽系外惑星	1
1.2	系外惑星の観測手法	1
1.2.1	視線速度法	1
1.2.2	トランジット法	2
1.2.3	重力マイクロレンズ法	3
1.2.4	直接観測法	4
1.3	本論文の目的	5
1.4	本論文の構成	7
第 2 章	広範囲ダークホール制御技術	9
2.1	第 2 章の目的	9
2.2	原理	10
2.2.1	共通光路ナル干渉型コロナグラフ	10
2.2.2	Speckle nulling 法によるダークホール制御	12
2.3	数値シミュレーション	18
2.3.1	観測モード 1	20
2.3.2	観測モード 2	21
2.4	考察	22
2.4.1	観測モード 1 および観測モード 2 についての考察	22
2.4.2	SLM を用いたダークホール制御の波長依存性	25
2.5	第 2 章のまとめ	27
第 3 章	ハーフトーンダークホール制御技術	31

3.1	第 3 章の目的	31
3.2	原理	32
3.3	数値シミュレーション	35
3.4	室内実験	38
3.4.1	実験光学系	38
3.4.2	実験結果	39
3.5	考察	43
3.5.1	数値シミュレーション結果についての考察	43
3.5.2	室内実験結果についての考察	44
3.5.3	Electric Field Conjugation (EFC) 法へのハーフトーン手法の適用	46
3.6	第 3 章のまとめ	49
第 4 章	連星ダークホール制御技術	51
4.1	第 4 章の目的	51
4.2	原理	52
4.2.1	CP-VNC による連星系の観測	52
4.2.2	連星ダークホール制御	53
4.3	室内実験	55
4.3.1	実験光学系	55
4.3.2	CP-VNC による恒星回折光除去	56
4.3.3	連星ダークホール制御によるスペックル除去	59
4.4	考察	61
4.4.1	実証実験についての考察	61
4.4.2	三重連星系での高コントラスト観測のための 4 次 CP-VNC	63
4.5	第 4 章のまとめ	64
第 5 章	結論	67
付録 A	8 分割位相マスク (8OPM) コロナグラフ	69
付録 B	4 次共通光路ナル干渉コロナグラフ	73
付録 C	ダークホール制御アルゴリズム	77
C.1	Speckle Area Nulling (SAN) 法	77

C.2	Electric Field Conjugation (EFC) 法	78
付録 D	高コントラスト観測テストベッドの構築	81
D.1	FAcility for Coronagraphic Elemental Technologies (FACET)	81
D.2	EXoplanets Imaging System Testbed (EXIST)	84
付録 E	ダークホール制御における制御位置較正	91
謝辞		95
諸元		97
略語リスト		99
参考文献		101
研究発表リスト		107

第 1 章

序論

1.1 太陽系外惑星

太陽系外惑星（太陽以外の恒星を公転する惑星、以後「系外惑星」）は、天文学における重要な観測ターゲットである。1995 年に、恒星（主系列星）まわりに初めて系外惑星が発見された [1]。これは、太陽系からおよそ 50 光年離れた恒星 51 Pegasi を公転する 51 Pegasi b という惑星である。この発見を皮切りに、2022 年 2 月現在までに、5000 個に迫る系外惑星が発見されている [2]。その中には、太陽系には存在しないタイプの惑星も発見されている。例えば、上述の 51 Pegasi b は、およそ 4 日の周期で恒星のごく近傍を公転する、質量が木星の半分程度の巨大惑星であり、ホットジュピターと呼ばれるタイプに分類される。さらには、海王星程度の質量で恒星の近傍を公転する惑星（ホットネプチューン）や、地球の数倍程度の質量の惑星（スーパーアース）なども発見されている。また、恒星が複数ある系（多重連星）にも惑星が発見されている。2022 年 2 月現在までに発見された多重連星周りの惑星は、250 個を超えている [3, 4]。

1.2 系外惑星の観測手法

系外惑星の観測手法は、間接法と直接法に大別される。間接法とは、恒星の観測データから惑星の存在を間接的に見出す観測手法である。これまでに発見された多くの惑星が、間接法によるものである。ここでは間接法の例として、視線速度法、トランジット法、重力マイクロレンズ法を簡単に説明する。

1.2.1 視線速度法

視線速度法とは、恒星光の Doppler シフトを用いた観測手法である (図 1.1)。惑星が存在する恒星系では、惑星と恒星はその共通重心の周りを公転している。このとき、観測される恒星光の波長は、恒星

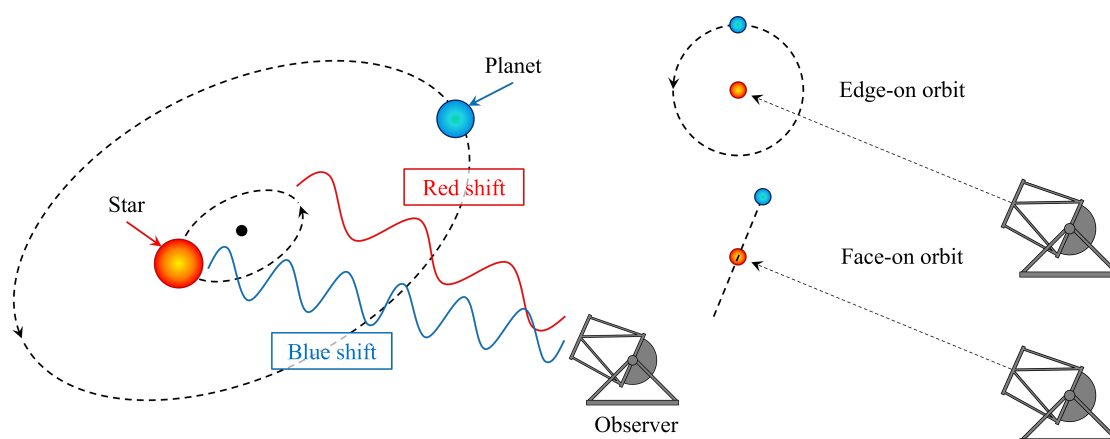


図 1.1: (左) 視線速度法を用いた系外惑星観測の概要。恒星と惑星はその共通重心の周りを公転している。観測される恒星光の波長は、恒星の公転により Doppler シフトする。(右) 観測者から見た公転面の傾きの関係。観測者から見て公転面が真横になる場合を edge-on 軌道、正面になる場合を face-on 軌道と呼ぶ。

の視線方向の速度変化により Doppler シフトを起こす。観測者に対し恒星が近づく際は、短波長側にシフトし (青方偏移)、恒星が離れる際は、長波長側にシフトする (赤方偏移)。この恒星光の周期的な Doppler シフトにより、惑星の存在を見出すことができる。恒星光の Doppler シフトは、公転面が観測者から見て真横になる場合 (edge-on 軌道) に最大となる。一方、公転面が観測者から見て正面になる場合 (face-on 軌道) は、恒星光の Doppler シフトを観測することはできない。そのため、視線速度法で検出できる惑星は、観測者から見た公転面の傾きで制限される。また、質量の大きい惑星や、恒星近傍の惑星の場合、恒星光の Doppler シフトが大きくなる。そのため視線速度法は、質量の大きい惑星や、恒星近傍の惑星を検出しやすい。

1.2.2 トランジット法

トランジット法とは、恒星の前を惑星が横切る (トランジットする) 際に、恒星の観測強度がわずかに低下することから、惑星の存在を見出す観測手法である (図 1.2)。しかしながら、惑星がほぼ edge-on 軌道でないと、トランジットは起こらない。そのため、視線速度法と同様に、トランジット法で検出できる惑星は、観測者から見た公転面の傾きで制限される。また、恒星の近傍を公転する惑星ほど、トランジットを起こしやすい。さらに、半径の大きな惑星ほど、恒星の観測強度の低下は大きくなる。そのため、トランジット法では、恒星の近傍を公転する惑星や、半径の大きな惑星を検出しやすい。

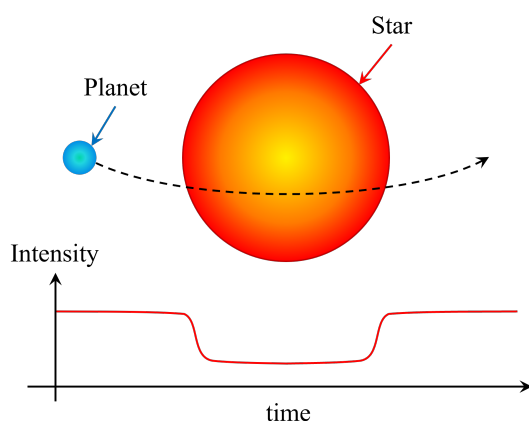


図 1.2: トランジット法を用いた系外惑星観測の概要。惑星が恒星を横切る（トランジットする）際に、恒星の観測光強度はわずかに低下する。

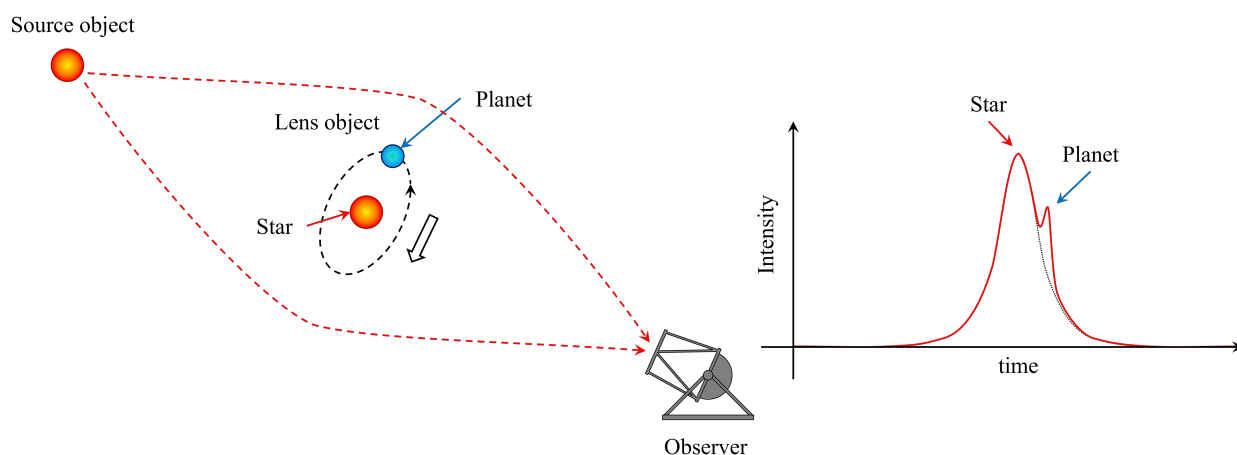


図 1.3: 重力マイクロレンズ法を用いた系外惑星観測の概要。源天体の前をレンズ天体が横切ると、重力レンズ効果によって源天体の観測光強度は増加する。レンズ天体が惑星を伴う恒星の場合、恒星による源天体の光強度の増加の中に、惑星による増加が観測される。

1.2.3 重力マイクロレンズ法

重力マイクロレンズ法とは、一般相対性理論に基づく重力レンズ効果を利用した惑星の観測手法である (図 1.3)。源天体の前をレンズ天体が横切った場合、源天体からの光はレンズ天体の重力場によって進路が曲げられ、観測光強度の増加を引き起こす。レンズ天体が惑星を伴う恒星の場合、恒星による源天体の光強度の増加の中に、惑星による増加が観測される。重力マイクロレンズ法の特長は、低質量の惑星や、恒星をもたない惑星 (浮遊惑星) を検出できることである。一方で、レンズ天体が源天体の前を横

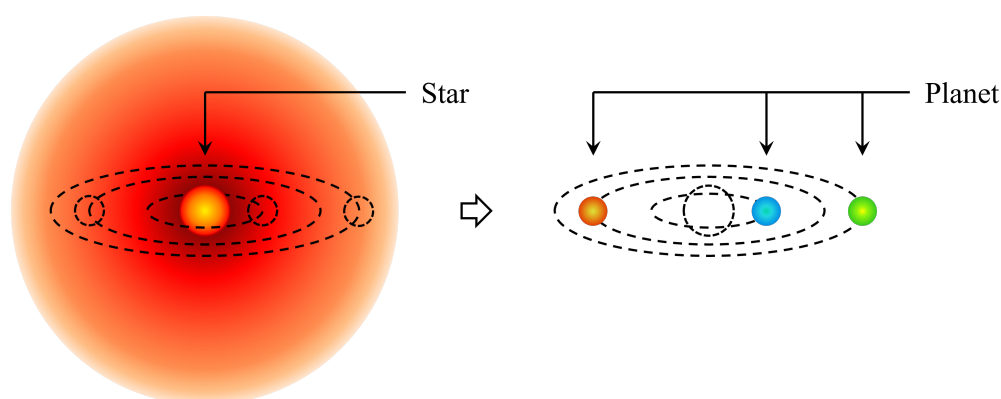


図 1.4: 直接観測法の概要。中心の明るい恒星が、惑星の観測を妨げてしまう。惑星を観測するためには、恒星光を除去する高コントラスト観測技術が必要となる。

切る事象はごく稀であるため、重力マイクロレンズで検出された惑星の追観測は困難である。

1.2.4 直接観測法

間接法では上述のように、恒星の観測データから間接的に惑星の存在を見出す。これに対し、惑星を直接観測する手法が直接法である（以下、直接観測法と呼ぶ）。直接観測法の概要を、図 1.4 に示す。直接観測法では、惑星が恒星の後ろに隠れていなければ、edge-on 軌道でも face-on 軌道でも惑星を観測することができる。しかし、恒星からの明るい光が惑星の観測を妨げてしまうという問題がある。したがって、惑星を観測するためには、明るい恒星光のみを強力に除去する技術が要求される。このように恒星光を強力に除去する観測のことを、「高コントラスト観測」と呼ぶ。また、除去する前の恒星光の最大強度を用いて、除去後の恒星光強度を規格化した値を「コントラスト」と呼び、恒星光の除去性能を示す指標として用いられる。直接観測法では、惑星光を観測することによって、惑星の明るさやスペクトルの情報を得ることができる。これらの情報から、惑星の温度や大気組成などの詳細な調査ができると期待される。現在、直接観測法により恒星の遠方を公転する大質量の惑星が発見されている（例えば、文献 [5, 6, 7] など）。

系外惑星観測の究極目標は、生命居住可能な惑星（ハビタブル惑星）を発見し、惑星大気に酸素やメタンなどの生命活動の痕跡を検出することである。例えば、将来のスペースミッションでは、太陽型星周りのハビタブル惑星の発見を目指している [8]。太陽型星周りのハビタブル惑星を発見するためには、 10^{-10} レベルのコントラストが必要であると考えられている。さらに、ハビタブル惑星の発見だけでなく、惑星の多様性の理解や惑星系形成のメカニズムの解明も重要な課題である。このような課題に対し、恒星近傍から遠方までの広い領域にわたる高コントラスト観測が望まれる。

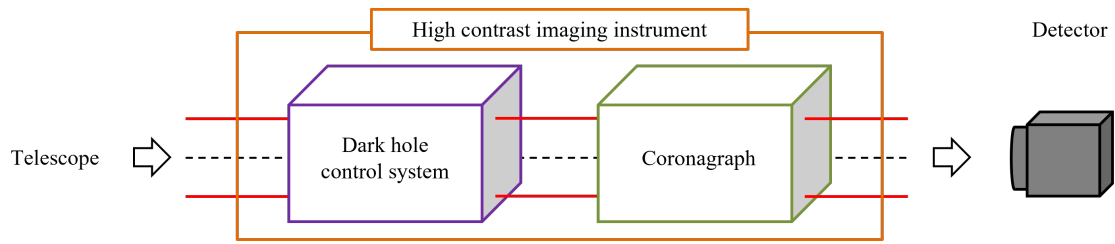


図 1.5: 高コントラスト観測装置の概要。高コントラスト観測装置は、コロナグラフとダークホール制御系から構成される。

高コントラスト観測装置の概要を、図 1.5 に示す。高コントラスト観測装置は、コロナグラフとダークホール制御系から構成される。コロナグラフとは、望遠鏡の瞳エッジに起因する恒星回折光を除去する技術である。コロナグラフは、瞳面（望遠鏡瞳が結像する面）や焦点面（天体が結像する面）において、天体光の振幅や位相の制御を行う。これまでに、さまざまな種類のコロナグラフが提案されている。その中には、装置に入射する恒星光が平面波である場合、恒星光を完全に除去することができるものもある。本論文では、共通光路ナル干渉型コロナグラフ (Common-Path Visible Nulling Coronagraph; CP-VNC)[9] および 8 分割位相マスク (8-Octant Phase Mask; 8OPM) コロナグラフ [10, 11] に関する研究開発を行っている。

ダークホール制御とは、用いる光学素子の面粗さなどに起因する恒星散乱光（スペックル）を除去する技術である。上述の通り、恒星光が平面波であれば、恒星光を完全に除去できるコロナグラフが提案されている。しかし、用いる光学素子の面粗さなどにより波面が乱れてしまうと、恒星光が散乱してスペックル状に残ってしまう。ダークホール制御では、波面制御デバイスを用いてスペックルを除去する。スペックルを除去した領域を「ダークホール」と呼び、この領域において惑星を直接観測できると考えられる。これまでに、波面制御デバイスとして可変形鏡 (Deformable Mirror; DM) を用いたダークホール制御技術の開発が行われている。また、さまざまなダークホール制御アルゴリズムも提案されている。本論文では、speckle nulling 法 [12, 13, 14]、Speckle Area Nulling (SAN) 法 [15] および Electric Field Conjugation (EFC) 法 [16] に関する研究開発を行っている。

1.3 本論文の目的

本研究の目的は、空間光変調器 (Spatial Light Modulator; SLM) を用いたダークホール制御技術を開発することである。上述のように、これまでに DM を用いたダークホール制御技術の開発が行われている。DM を用いたダークホール制御技術の室内実験では、太陽型星周りのハビタブル惑星の観測が十分に期待される 10^{-10} レベルのコントラストが達成されている（例えば、文献 [17, 18] など）。本研究で着

目する SLM の特長は、DM に比べ制御素子数が圧倒的に多いことである。SLM を用いたダークホール制御技術の研究開発の意義は、大きく 2 つある。1 つは、より多素子の DM が将来実現されることを想定し、SLM の制御素子数の多さを活かした新たなダークホール制御技術の開発をいち早く行うことである。もう 1 つは、実観測への SLM の導入を目指して技術開発を行うことである。本論文では、SLM の制御素子数の多さを活かした 3 つのダークホール制御技術の研究開発を行った。

1 つ目の技術は、恒星の近傍から遠方までの広い領域にダークホールを形成する技術 (広範囲ダークホール制御技術) である。ダークホールの形成可能領域は、波面制御デバイスの制御素子数に依存する。制御素子数の少ない DM では、ダークホール形成可能領域は恒星の近傍に限られてしまう。上述のように、恒星近傍から遠方にわたる広い領域で惑星を直接観測することは、惑星の多様性の理解や惑星系形成のメカニズムの解明において重要であると考えられる。そのため、恒星周りの広い領域にダークホールを形成し、高いコントラストを実現する必要がある。制御素子数の多い SLM をダークホール制御に導入することで、広い領域で惑星の観測が可能になると期待される。そこで、数値シミュレーションにより、SLM を用いた広範囲ダークホール制御技術の原理実証を行った [19]。

2 つ目の技術は、ハーフトーン手法を適用したダークホール制御技術 (ハーフトーンダークホール制御技術) である。位相分解能が低い波面制御デバイスを用いた場合、波面制御に大きな量子化誤差が生じ、達成されるコントラストは制限されてしまう。この問題を解決するために、ダークホール制御技術にハーフトーン手法を適用する。ハーフトーン手法とは、限られた階調で連続的な明るさを表現する印刷手法である。この手法をダークホール制御技術に適用することで、疑似的に連続な波面制御を実現し、位相分解能によって制限されたコントラストの改善ができると期待される。ハーフトーン手法の適用には、多くの制御素子数が必要となるため、SLM が有効であると考えられる。そこで、SLM を用いた数値シミュレーションと室内実験により、ハーフトーン手法の適用によるコントラストの改善の実証を行った [20]。

3 つ目の技術は、連星周りの惑星観測のためのダークホール制御技術 (連星ダークホール制御技術) である。多重連星のうち、恒星が 2 つのものを連星、恒星が 3 つのものを三重連星と呼ぶ。近傍の恒星のうち、およそ半数が多重連星に含まれると考えられている [21, 22, 23]。また上述のように、多重連星の周りにも惑星が発見されている。例えば、太陽系から最も近い恒星 α Centauri も、3 つの恒星 (α Centauri A, B および Proxima Centauri) からなる三重連星であり、Proxima Centauri の周りに惑星が発見されている [24, 25]。また、地上の観測装置を用いた、 α Centauri 系の高コントラスト観測も進められている [26]。このように、多重連星周りの惑星も直接観測の興味深い観測ターゲットである。本研究では、主に恒星が 2 つの連星に着目し、連星ダークホール制御技術の開発を行う。連星周りの惑星を観測するためには、両方の恒星のスペckルを除去する必要がある。しかし、離角の大きな連星の場合、どちらかの恒星から離れた位置にダークホールを形成しなければならない。したがって、ダークホール形成可能領

域が広い SLM は、連星系においてダークホールを形成するために有効な波面制御デバイスであると期待される。そこで本研究では、室内実験によって、SLM を用いた連星ダークホール制御技術の原理実証を行った。

1.4 本論文の構成

本論文の構成は、以下の通りである。第 2 章、第 3 章および第 4 章ではそれぞれ、広範囲ダークホール制御技術、ハーフトーンダークホール制御技術、および連星ダークホール制御技術の研究について述べる。第 5 章において、本論文の結論をまとめる。先行研究で開発された既存の技術や、実証実験のために構築したテストベッドの詳細などは、付録にまとめる。

第2章

広範囲ダークホール制御技術

2.1 第2章の目的

本章の目的は、恒星の近傍から遠方にわたる系外惑星観測を目指した、広範囲ダークホール制御技術を開発することである。これまでに、波面制御デバイスに可変形鏡 (DM) を用いたダークホール制御技術の開発が行われてきた。DM を用いたダークホール制御の室内実験により、恒星の近傍にダークホールを形成し、 10^{-10} レベルのコントラストが実証されている (例えば、文献 [17, 18] など)。一方で、空間光変調器 (SLM) を用いたダークホール制御技術の開発も行われている [27, 28]。焦点面で形成することのできるダークホールの大きさは、波面制御デバイスの制御素子数に依存する。広い領域にわたってダークホールを形成するためには、多くの制御素子数を有する波面制御デバイスが必要となる。SLM は、DM に比べ制御素子数が多いため、潜在的に、広範囲のダークホール制御が可能である。実際に、SLM を用いた室内実験が行われており、DM では形成できない位置におけるダークホール形成が実証されている [29]。

本章では、数値シミュレーションにより、広範囲ダークホール制御技術の検証を行った結果について報告する。ダークホール制御系前段のコロナグラフとして、共通光路ナル干渉コロナグラフ [9] を想定した。本章の構成は、以下の通りである。2.2 節では、共通光路ナル干渉コロナグラフにおける広範囲ダークホール制御の原理について記述する。2.3 節では、広範囲ダークホール制御を用いた惑星観測の数値シミュレーションの結果について述べる。2.4 節では、数値シミュレーションの結果に対する考察および、SLM を用いたダークホール制御における波長依存性についての考察を行う。最後に、2.5 節で本章をまとめる。

2.2 原理

2.2.1 共通光路ナル干渉型コロナグラフ

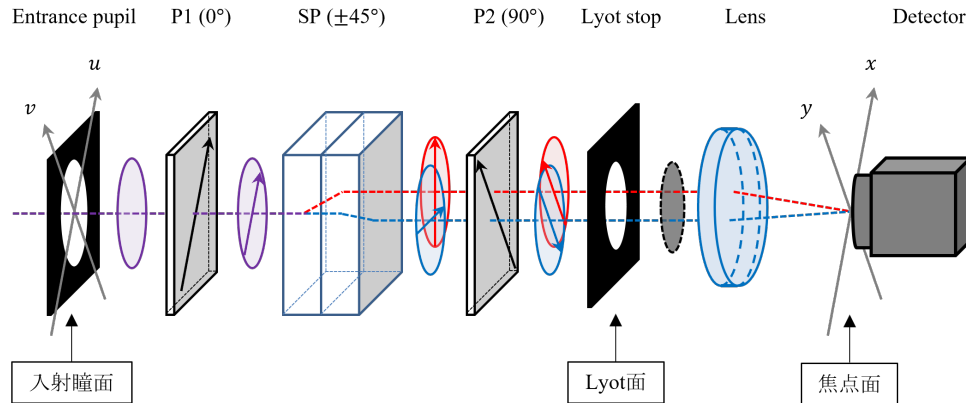


図 2.1: CP-VNC 光学系。透過軸が直交する 1 組の偏光子 P1, P2 の間に、偏光分離素子 Savart 板 SP が置かれる。偏光子 P1, P2 の矢印は、透過軸を表す。光波面内の矢印は、直線偏光の方位を表す。

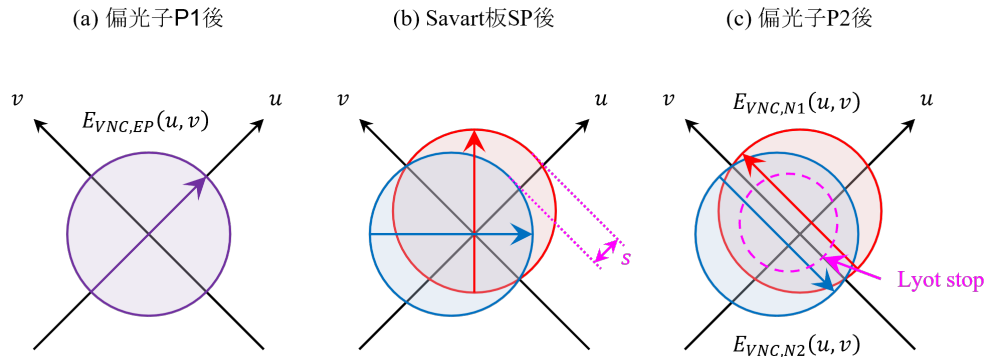


図 2.2: CP-VNC の各面における光波面と偏光方位。(a) 偏光子 P1 後、(b) Savart 板 SP 後、(c) 偏光子 P2 後。光波面内の矢印は、直線偏光の方位を表す。

本節では、共通光路ナル干渉コロナグラフ (CP-VNC) のためのダークホール制御技術 [29, 30] について述べる。まず、CP-VNC の原理を述べる。CP-VNC の光学系を、図 2.1 に示す。CP-VNC は、透過軸が直交する 1 組の偏光子 P1, P2 で Savart 板 SP を挟む構成となっている。Savart 板とは、光学軸が直交する 2 個の複屈折プリズムを貼り合わせた偏光分離素子である。CP-VNC の各面における波面を、図 2.2 に示す。光波面内の矢印は、直線偏光の方位を示す。ここでは簡単のために、図 2.1 における入射瞳面から Lyot 面までの座標系を (u, v) 、焦点面の座標系を (x, y) とする。偏光子 P1 を透過後の天体光

波面の電場 $E_{\text{VNC,EP}}(u, v)$ を、

$$E_{\text{VNC,EP}}(u, v) = A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y) \Pi_{\text{EP}}(u, v) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} (\theta_x u + \theta_y v)}, \quad (2.1)$$

と表す (図 2.2(a))。ここで、 λ は観測波長、 $A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y)$ は望遠鏡に (θ_x, θ_y) だけ傾いて入射する波面収差のない天体光波面 (平面波) の振幅を表す (x, y 方向の入射角をそれぞれ、 θ_x, θ_y とする)。また、 $\Pi_{\text{EP}}(u, v)$ は、次式で与えられる直径 D の円形の入射瞳を表す。

$$\Pi_{\text{EP}}(u, v) = \begin{cases} 1 & \left(\rho \leq \frac{D}{2} \text{ のとき} \right) \\ 0 & \left(\rho > \frac{D}{2} \text{ のとき} \right). \end{cases} \quad (2.2)$$

ここで、 $\rho = \sqrt{u^2 + v^2}$ である。Savart 板 SP によって入射波面は、 $\pm 45^\circ$ 偏光の 2 つの波面に分離される (図 2.2(b))。このときの波面の分離量を s とする。偏光子 P2 透過後の各波面の偏光方位は $\pm 90^\circ$ となり、分離された 2 光波の電場 $E_{\text{VNC,N1}}(u, v)$ 、 $E_{\text{VNC,N2}}(u, v)$ はそれぞれ、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC,N1}}(u, v) &= \frac{1}{2} E_{\text{VNC,EP}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) \\ &= \frac{1}{2} A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y) \Pi_{\text{EP}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [\theta_x (u - \frac{s}{2}) + \theta_y (v - \frac{s}{2})]}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC,N2}}(u, v) &= -\frac{1}{2} E_{\text{VNC,EP}} \left(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) \\ &= -\frac{1}{2} A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y) \Pi_{\text{EP}} \left(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [\theta_x (u + \frac{s}{2}) + \theta_y (v - \frac{s}{2})]}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。図 2.2(c) に示すように、2 つの波面は偏光方位が逆向き、つまり π の位相差が与えられている。したがって、2 つの光波が重なる領域では、打ち消し合う干渉が生じる。そこで、2 つの波面が重なる領域のみを通過させるような開口を用いる。この開口を、Lyot ストップと呼ぶ。Lyot ストップは、次式で表される直径 D_L ($D_L < D$) の円形開口とする。

$$\Pi'_{\text{LS}}(u, v) = \begin{cases} 1 & \left(\rho' \leq \frac{D_L}{2} \text{ のとき} \right) \\ 0 & \left(\rho' > \frac{D_L}{2} \text{ のとき} \right). \end{cases} \quad (2.5)$$

ρ' は、 $\rho' = \sqrt{u^2 + (v - s/2)^2}$ とした。Lyot ストップが置かれる面 (Lyot 面) における電場 $E_{\text{VNC,LS}}(u, v)$ は、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC,LS}}(u, v) &= \Pi'_{\text{LS}}(u, v) [E_{\text{VNC,N1}}(u, v) + E_{\text{VNC,N2}}(u, v)] \\ &= -i e^{-i \frac{\pi s \theta_y}{\lambda}} A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y) \sin \left(\frac{\pi s \theta_x}{\lambda} \right) \Pi'_{\text{LS}}(u, v) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} (\theta_x u + \theta_y v)}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

となる。最後に、レンズによって天体が結像する焦点面における電場 $E_{\text{VNC,FP}}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC,FP}}(x, y) &= \mathcal{F}[E_{\text{VNC,LS}}(u, v)] \\ &= -ie^{-i\frac{\pi s\theta_y}{\lambda}} A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y) \sin\left(\frac{\pi s\theta_x}{\lambda}\right) \mathcal{F}\left[\Pi'_{\text{LS}}(u, v) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(\theta_x u + \theta_y v)}\right], \end{aligned} \quad (2.7)$$

であり、強度 $I_{\text{VNC,FP}}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} I_{\text{VNC,FP}}(x, y) &= |E_{\text{VNC,FP}}(x, y)|^2 \\ &= \{A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y)\}^2 \sin^2\left(\frac{\pi s\theta_x}{\lambda}\right) \left| \mathcal{F}\left[\Pi'_{\text{LS}}(u, v) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(\theta_x u + \theta_y v)}\right] \right|^2, \end{aligned} \quad (2.8)$$

となる。ここで、 (u, v) 面と焦点面である (x, y) 面は、Fourier 変換の関係で結ばれていると仮定する。演算子 $\mathcal{F}$ は Fourier 変換 ($\mathcal{F}^{-1}$ は、逆 Fourier 変換) を表す。

式 (2.8) より、CP-VNC の干渉効果による透過率 (以後、単に透過率と呼ぶ) は、

$$T_{\text{VNC}}(\theta_x, \theta_y) = \sin^2\left(\frac{\pi s\theta_x}{\lambda}\right), \quad (2.9)$$

となることがわかる。式 (2.9) で表される透過率 $T_{\text{VNC}}(\theta_x, \theta_y)$ を、図 2.3 に示す。図 2.3(a) は、単一波長の天体光を仮定した場合の透過率である。以後、透過率が 0 になる領域を null フリンジ、特に $\theta_x = 0$ の領域を中央 null フリンジと呼ぶことにする。また、透過率が 1 となる領域 (例えば、 $\theta_x = \lambda/2s$) を bright フリンジと呼ぶことにする。垂直に入射する恒星光 ($(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$) は、中央 null フリンジ上に結像するため、完全に除去される。一方、角度 $\theta_x = \lambda/2s$ で入射する惑星光は、bright フリンジ上に結像するため、検出することができる。透過率が 1/2 になる入射角 ($\theta_x = \lambda/4s \equiv \theta_{\text{IWA}}$) を、Inner Working Angle (IWA) と呼ぶ。図 2.3(b) は、バンド幅 20% の広帯域天体光を仮定した場合の透過率である。ここでバンド幅とは、観測波長幅を $\Delta\lambda$ 、中心波長を λ_0 としたときの、 $\Delta\lambda/\lambda_0$ の値である。波長によらず、 $\theta_x = 0$ の領域の透過率が 0 であることが分かる。そのため、 $\theta_x = 0$ で入射する恒星光は、波長に依存せず除去することができる。

2.2.2 Speckle nulling 法によるダークホール制御

式 (2.8) および式 (2.9) に示すように、CP-VNC は、望遠鏡に垂直に入射する恒星光 ($(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$) を完全に除去することができる。しかし、用いる光学素子の面粗さなどにより波面が乱れると、恒星光が焦点面に散乱光 (スペックル) として残ってしまう。この問題を解決するため、ダークホール制御によりこのスペックルを除去する必要がある。

まず、焦点面におけるスペックルの電場を求める。以降は、望遠鏡に垂直に入射する ($(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$) 恒星光のみを考える。振幅収差を虚部、位相収差を実部にもつ複素関数 $\phi_{\text{WFE}}(u, v)$ で波面収差を表す

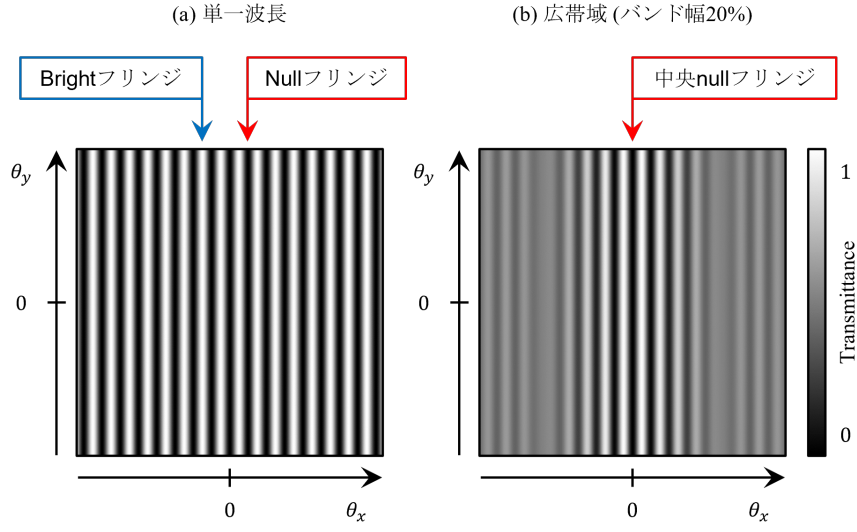


図 2.3: CP-VNC の干渉効果による天体光の透過率分布 $T_{\text{VNC}}(\theta_x, \theta_y)$ の計算結果。(a) 単一波長、(b) バンド幅 20% の広帯域の天体光を仮定。

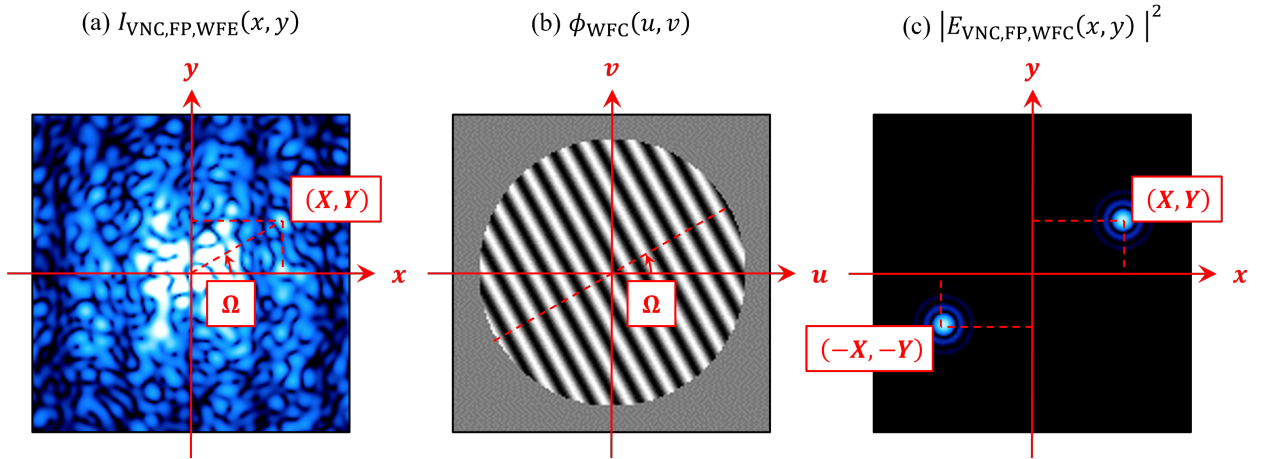


図 2.4: Speckle nulling 法の原理。(a) スペckル強度の数値シミュレーションの例。スペckル除去のターゲット位置が (X, Y) 。(b) 波面制御デバイスによる余弦波形状の位相変調 $\phi_{\text{WFC}}(u, v)$ 。(c) 位相変調により焦点面に発生する電場強度。

と、偏光子 P1 を透過後の電場 $E_{\text{VNC,EP,WFE}}(u, v)$ は、

$$E_{\text{VNC,EP,WFE}}(u, v) = A_{\text{in}}(0, 0)\Pi_{\text{EP}}(u, v)e^{i\phi_{\text{WFC}}(u, v)}, \quad (2.10)$$

となる。2.2.1 節と同様に考えると、偏光子 P2 透過後の 2 光波の電場 $E_{\text{VNC,N1,WFE}}(u, v)$, $E_{\text{VNC,N2,WFE}}(u, v)$ 、Lyot 面の電場 $E_{\text{VNC,LS,WFE}}(u, v)$ および、焦点面の電場 $E_{\text{VNC,FP,WFE}}(x, y)$ は

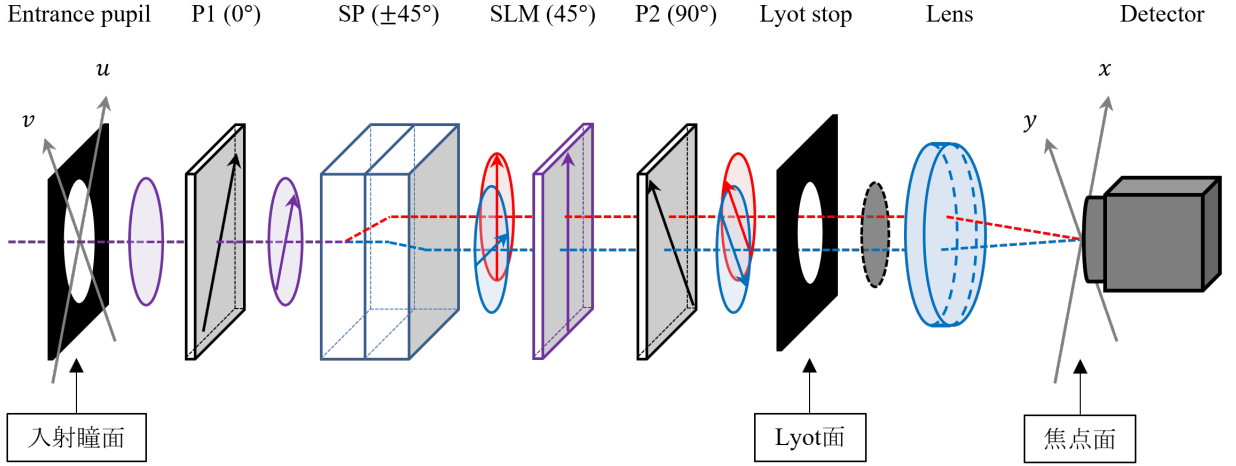


図 2.5: SLM を用いた CP-VNC のダークホール制御のための光学系。SLM の矢印は位相変調を行う制御軸を示す。

それぞれ、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{N1},\text{WFE}}(u, v) &= \frac{1}{2} E_{\text{VNC},\text{EP},\text{WFE}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) \\ &= \frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) e^{i\phi_{\text{WFE}}(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{N2},\text{WFE}}(u, v) &= -\frac{1}{2} E_{\text{VNC},\text{EP},\text{WFE}} \left(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) \\ &= -\frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}} \left(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) e^{i\phi_{\text{WFE}}(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{LS},\text{WFE}}(u, v) &= \Pi'_{\text{LS}}(u, v) [E_{\text{VNC},\text{N1},\text{WFE}}(u, v) + E_{\text{VNC},\text{N2},\text{WFE}}(u, v)] \\ &= \frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi'_{\text{LS}}(u, v) \left[e^{i\phi_{\text{WFE}}(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})} - e^{i\phi_{\text{WFE}}(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})} \right], \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{FP},\text{WFE}}(x, y) &= \mathcal{F} [E_{\text{VNC},\text{LS},\text{WFE}}(u, v)] \\ &= \frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \mathcal{F} \left\{ \Pi'_{\text{LS}}(u, v) \left[e^{i\phi_{\text{WFE}}(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})} - e^{i\phi_{\text{WFE}}(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。この $E_{\text{VNC},\text{FP},\text{WFE}}(x, y)$ が、焦点面のスペックル電場であり、強度は $I_{\text{VNC},\text{FP},\text{WFE}}(x, y) = |E_{\text{VNC},\text{FP},\text{WFE}}(x, y)|^2$ となる。スペックル強度の数値シミュレーションの例を、図 2.4(a) に示す。

次に、CP-VNC のための speckle nulling 法によるダークホール制御について記述する。CP-VNC における残余スペックルを除去するため、波面制御デバイスとして SLM の使用が提案されている [31, 32]。図 2.5 に示すように、SLM は、Savart 板 SP と後段の偏光子 P2 との間に置かれる。SLM への入射光の偏光方位を、SLM の制御軸に揃えることで、入射光波の位相を制御することができる。そこで、スペックルを除去するため、Savart 板 SP で分離されたうちの一方の光波の偏光方位を SLM の制御軸に揃える。ここでは、Savart 板 SP 透過後の光波のうち、45° 偏光の光波を SLM の制御軸に揃える。このとき、SLM による位相変調を $\phi_{\text{WFC}}(u, v)$ とすると、偏光子 P2 透過後の電場 $E_{\text{VNC},\text{N1},\text{DH}}(u, v)$,

$E_{\text{VNC},\text{N2,DH}}(u, v)$ はそれぞれ、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{N1,DH}}(u, v) &= E_{\text{VNC},\text{N1,WFE}} e^{i\phi_{\text{WFC}}(u, v)} \\ &= \frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) e^{i[\phi_{\text{WFE}}(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2}) + \phi_{\text{WFC}}(u, v)]}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{N2,DH}}(u, v) &= E_{\text{VNC},\text{N2,WFE}} \\ &= -\frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}} \left(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) e^{i\phi_{\text{WFE}}(u + \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる。ここで、波面収差 $\phi_{\text{WFE}}(u, v)$ と位相変調 $\phi_{\text{WFC}}(u, v)$ は十分に小さく ($\phi_{\text{WFE}}(u, v), \phi_{\text{WFC}}(u, v) \ll 1$)、 $e^{i[\phi_{\text{WFE}}(u, v) + \phi_{\text{WFC}}(u, v)]} \approx 1 + i[\phi_{\text{WFE}}(u, v) + \phi_{\text{WFC}}(u, v)]$ と近似できると仮定すると、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{N1,DH}}(u, v) &\approx \frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) \\ &\quad \times \{1 + [i\phi_{\text{WFE}}(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2}) + \phi_{\text{WFC}}(u, v)]\} \\ &= \frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) \\ &\quad \times \{[1 + i\phi_{\text{WFE}}(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})] + i\phi_{\text{WFC}}(u, v)\} \\ &\approx \frac{1}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) [e^{i\phi_{\text{WFE}}(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2})} + i\phi_{\text{WFC}}(u, v)] \\ &= E_{\text{VNC},\text{N1,WFE}}(u, v) + \frac{i}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}} \left(u - \frac{s}{2}, v - \frac{s}{2} \right) \phi_{\text{WFC}}(u, v), \end{aligned} \quad (2.17)$$

となる。このとき、Lyot 面の電場 $E_{\text{VNC},\text{LS,DH}}(u, v)$ および焦点面の電場 $E_{\text{VNC},\text{FP,DH}}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{LS,DH}}(u, v) &= \Pi'_{\text{LS}}(u, v) [E_{\text{VNC},\text{N1,DH}}(u, v) + E_{\text{VNC},\text{N2,DH}}(u, v)] \\ &= E_{\text{VNC},\text{LS,WFE}}(u, v) + \frac{i}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \Pi'_{\text{LS}}(u, v) \phi_{\text{WFC}}(u, v), \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC},\text{FP,DH}}(x, y) &= \mathcal{F}[E_{\text{VNC},\text{LS,DH}}(u, v)] \\ &= E_{\text{VNC},\text{FP,WFE}}(x, y) + \frac{i}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \mathcal{F}[\Pi'_{\text{LS}}(u, v) \phi_{\text{WFC}}(u, v)], \end{aligned} \quad (2.19)$$

と求められる。式 (2.19) の第 2 項が、SLM の位相変調による補正電場であり、これを $E_{\text{VNC},\text{FP,WFC}}(x, y)$ とおく。

$$E_{\text{VNC},\text{FP,WFC}}(x, y) = \frac{i}{2} A_{\text{in}}(0, 0) \mathcal{F}[\Pi_{\text{LS}}(u, v) \phi_{\text{WFC}}(u, v)]. \quad (2.20)$$

ここで、図 2.4(a) に示すターゲット位置 (X, Y) のスペckルを除去する場合について考える。このとき、SLM により与えられるべき位相変調 $\phi_{\text{WFC}}(u, v)$ は、

$$\begin{aligned} \phi_{\text{WFC}}(u, v) &= \alpha \cos \left[\frac{2\pi R}{\lambda f} (u \cos \Omega + v \sin \Omega) + \delta \right] \\ &= \frac{\alpha}{2} \left\{ e^{i \left[\frac{2\pi R}{\lambda f} (u \cos \Omega + v \sin \Omega) + \delta \right]} + e^{-i \left[\frac{2\pi R}{\lambda f} (u \cos \Omega + v \sin \Omega) + \delta \right]} \right\}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

の余弦波形状となる (図 2.4(b))。ここで、 α と δ はそれぞれ、余弦波変調の振幅と位相である。また、 f はレンズの焦点距離、 $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$ 、 $\Omega = \tan^{-1}(Y/X)$ である。式 (2.20) および式 (2.21) を用いると、ターゲット位置 (X, Y) における補正電場 $E_{\text{VNC,FP,WFC}}(X, Y)$ は、

$$E_{\text{VNC,FP,WFC}}(X, Y) = i\frac{\alpha}{4} A_{\text{in}}(0, 0) \mathcal{F} [\Pi'_{\text{LS}}(u, v) \times \left\{ e^{i\left[\frac{2\pi R}{\lambda f}(u \cos \Omega + v \sin \Omega) + \delta\right]} + e^{-i\left[\frac{2\pi R}{\lambda f}(u \cos \Omega + v \sin \Omega) + \delta\right]} \right\} \Big]_{x=X, y=Y}, \quad (2.22)$$

となる。ここで、垂直に入射する $((\theta_x, \theta_y) = (0, 0))$ 、波面収差のない $(\phi_{\text{WFE}} = 0)$ 恒星光を、CP-VNC を用いずに観測した場合の焦点面電場は、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC,FP,bright}}(x, y) &= A_{\text{in}}(0, 0) \mathcal{F} [\Pi'_{\text{LS}}(u, v) \Pi_{\text{EP}}(u, v)] \\ &= A_{\text{in}}(0, 0) \mathcal{F} [\Pi'_{\text{LS}}(u, v)], \end{aligned} \quad (2.23)$$

と書ける。この電場 $E_{\text{VNC,FP,bright}}(x, y)$ を用いて、式 (2.22) を書き直すと、

$$\begin{aligned} E_{\text{VNC,FP,WFC}}(X, Y) &= i\frac{\alpha}{4} A_{\text{in}}(0, 0) \\ &\times [e^{i\delta} E_{\text{VNC,FP,bright}}(0, 0) + e^{-i\delta} E_{\text{VNC,FP,bright}}(2X, 2Y)], \end{aligned} \quad (2.24)$$

となる。第 1 項は、SLM の余弦波形状の位相変調によって発生した、ターゲット位置 (X, Y) にピークをもつ電場を表す。第 2 項は、位相変調によって発生した、位置 $(-X, -Y)$ にピークをもつ電場の影響を表す (図 2.4(c))。位置 $(-X, -Y)$ にピークをもつ電場からの影響は、ターゲット位置 (X, Y) から十分に離れているため、無視できると仮定すると、SLM による補正電場は近似的に、

$$E_{\text{VNC,FP,WFC}}(X, Y) \approx i\frac{\alpha}{4} A_{\text{in}}(0, 0) e^{i\delta} E_{\text{VNC,FP,bright}}(0, 0), \quad (2.25)$$

と書ける。以上により、ターゲット位置 (X, Y) における電場は、式 (2.19) および式 (2.25) を用いて、

$$E_{\text{VNC,FP,DH}}(X, Y) \approx E_{\text{VNC,FP,WFE}}(X, Y) + i\frac{\alpha}{4} A_{\text{in}}(0, 0) e^{i\delta} E_{\text{VNC,FP,bright}}(0, 0), \quad (2.26)$$

となる。第 1 項が残余スペックル電場、第 2 項が SLM による補正電場である。Speckle nulling 法では、電場 $E_{\text{VNC,FP,DH}}(X, Y)$ がゼロになるように、SLM の補正パラメータ α, δ を求める。これらのパラメータは、

$$\alpha = 4 \frac{|E_{\text{VNC,FP,WFE}}(X, Y)|}{|E_{\text{VNC,FP,bright}}(0, 0)|}, \quad (2.27)$$

$$\delta = \tan^{-1} \left[\frac{\Re[E_{\text{VNC,FP,WFE}}(X, Y)]}{\Im[-E_{\text{VNC,FP,WFE}}(X, Y)]} \right], \quad (2.28)$$

により求めることができる。さらに、一度に M 点のスペックルを除去する場合、SLM により与えられるべき位相変調は、

$$\phi_{\text{WFC}}(u, v) = \sum_{m=1}^M \alpha_m \cos \left[\frac{2\pi R_m}{\lambda f} (u \cos \Omega_m + v \sin \Omega_m) + \delta_m \right], \quad (2.29)$$

$$\alpha_m = 4 \frac{|E_{\text{VNC,FP,WFE}}(X_m, Y_m)|}{|E_{\text{VNC,FP,bright}}(0, 0)|}, \quad (2.30)$$

$$\delta_m = \text{Tan}^{-1} \left[\frac{\Re[E_{\text{VNC,FP,WFE}}(X_m, Y_m)]}{\Im[-E_{\text{VNC,FP,WFE}}(X_m, Y_m)]} \right] \quad (2.31)$$

となる。ここで、 (X_m, Y_m) は、除去したいスペックルのターゲット位置であり、 $R_m = \sqrt{X_m^2 + Y_m^2}$, $\Omega_m = \text{Tan}^{-1}(Y_m/X_m)$ ($m = 1, 2, \dots, M$) である。

式 (2.31) に示すように、位相変調 $\phi_{\text{WFC}}(u, v)$ の補正パラメータ α_m, δ_m を求めるためには、スペックル電場 $E_{\text{VNC,FP,WFE}}(X_m, Y_m)$ を測定する必要がある。本章で行った数値シミュレーションでは、スペックル電場を完全に測定できると仮定している。

最後に、DM や SLM などの波面制御デバイスの素子数と、焦点面におけるダークホール制御可能領域との関係について述べる。まず簡単のために、図 2.6 に示すように 1 次元の場合を考える。素子数 N_{WFC} を有する波面制御デバイス (図 2.6(左)) が与えることのできる、最大空間周波数の位相変調は、式 (2.21) を用いて、

$$\phi_{\text{WFC}}(u, v) = \alpha \cos \left[\frac{N_{\text{WFC}}}{2D} u + \delta \right], \quad (2.32)$$

となる。このとき、焦点面に発生するピーク電場の位置は $x = \pm N_{\text{WFC}} \lambda / 2D$ となる (図 2.6(右))。ここで、 λ/D は望遠鏡の解像度を表す。このピーク電場は、素子数 N_{WFC} の波面制御デバイスで発生させることのできる最遠方の位置である。つまり、焦点面において制御可能な範囲は、 $-N_{\text{WFC}} \lambda / 2D$ から $N_{\text{WFC}} \lambda / 2D$ となる。次に、図 2.7 に示す 2 次元の場合を考える。波面制御デバイスが、 $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$ の素子数を有するとする (図 2.7(左))。1 次元の場合と同様に考えると、焦点面におけるダークホール形成可能領域は、恒星を中心 (赤の十字印の位置) に $N_{\text{WFC}} \lambda / D \times N_{\text{WFC}} \lambda / D$ の範囲である (図 2.7(右))。この領域を、Nyquist 領域と呼ぶ。ダークホール制御技術の開発において、現在、一般的に用いられている DM の制御素子数は、 32×32 から 64×64 程度である。したがって、Nyquist 領域は恒星の近傍 (恒星を中心に $32 \lambda / D \times 32 \lambda / D$ の範囲) に限られる。一方で SLM は、DM に比べ圧倒的な制御素子数を有する。その制御素子数は、数 $100 \times$ 数 100 から 1000×1000 以上に上る。そのため SLM は、Nyquist 領域が広く、恒星から離れた位置や広い領域にわたるダークホールを形成できると期待される。

Speckle nulling 法は、最も基本的なダークホール制御アルゴリズムである。スペックルをひとつひとつ除去するため、ダークホールを形成するまでに、波面制御回数が多くなるという欠点がある。一方で、

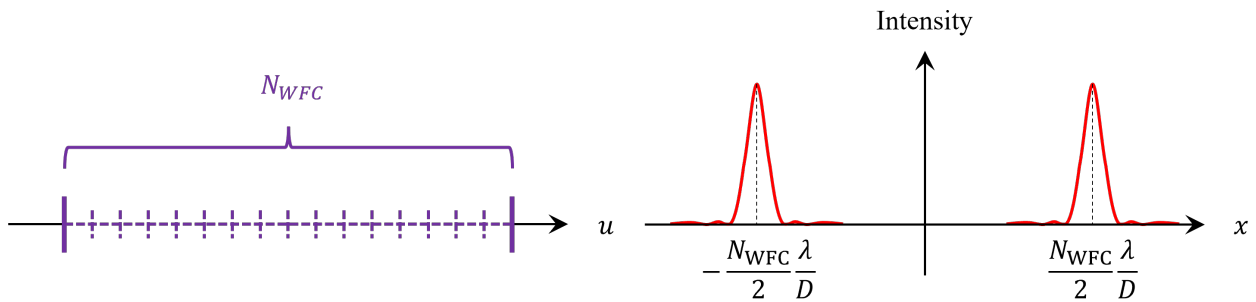


図 2.6: 制御素子数と発生させるピーク電場の位置の関係。(左) 素子数 N_{WFC} を有する波面制御デバイス。(右) 焦点面において発生する、最遠方のピーク電場の位置。

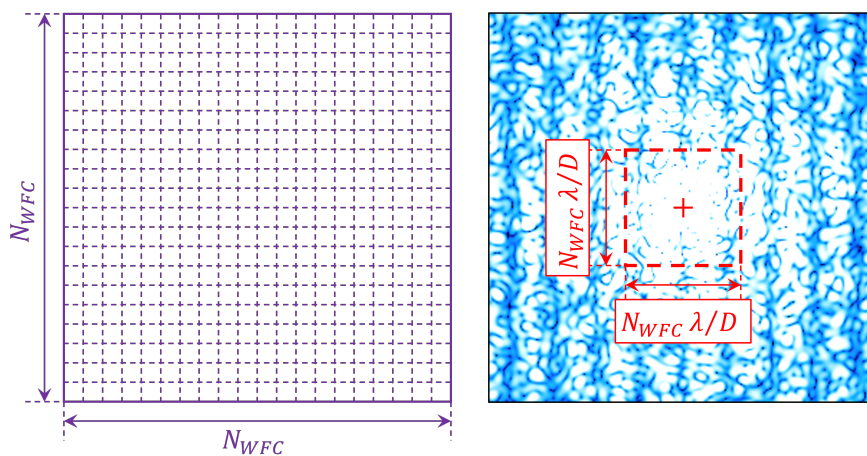


図 2.7: 制御素子数と Nyquist 領域の関係。(左) 制御素子数 $N_{WFC} \times N_{WFC}$ の波面制御デバイス。(右) 焦点面における Nyquist 領域 $N_{WFC} \lambda / D \times N_{WFC} \lambda / D$ 。赤の十字印は、恒星位置を示す。

より発展的なダークホール制御アルゴリズムが開発されている。例えば、Electric Field Conjugation (EFC) 法は、ダークホールを形成したい領域のスペックル電場に対して、一度に負の電場を発生させるアルゴリズムであり、少ない制御回数でダークホールを形成することができる。EFC 法の詳細は、付録 C.2 に記述する。しかしながら、SLM のような制御素子数が多い波面制御デバイスに EFC 法を適用した場合、計算機に大きなメモリを要求する。そのため、SLM の制御素子数の多さを活用したダークホール制御には、speckle nulling 法が適していると考えられる。

2.3 数値シミュレーション

SLM の広い Nyquist 領域を活かし、2 つの観測モードを想定した数値シミュレーションを行った。1 つ目は、恒星の近傍から遠方までの広い範囲にわたって、未知の惑星を探索する観測モードである (以

表 2.1: ダークホール制御の数値シミュレーションで仮定したパラメータ。

パラメータ	値など
入射瞳	円形 (直径 D)
Lyot ストップ	円形 (直径 $D_L = 0.8D$)
コロナグラフ	CP-VNC
Savart 板 分離量	$s = 0.13D$
振幅収差	5.0 % rms
位相収差	$2\pi/50$ rad rms
SLM 制御素子数 $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$	256×256
SLM 位相分解能 σ_{res}	$2\pi/10000$
検出器のサンプリング	4 pixels / (λ/D)

下、「観測モード 1」と呼ぶ)。観測モード 1 の数値シミュレーションでは、広い範囲にわたる惑星探査を行うために、大きなダークホールを形成する。もう 1 つは、既知の系外惑星を詳細に調査する観測モードである (以下、「観測モード 2」と呼ぶ)。観測モード 2 の数値シミュレーションでは、系外惑星の詳細な調査のために、狭い領域に高いコントラストのダークホール形成を目指す。

数値シミュレーションで仮定したパラメータを、表 2.1 に示す。望遠鏡瞳と Lyot ストップはそれぞれ、直径 D および $D_L = 0.8D$ の円形開口とした。また、Savart 板の分割量を $s = 0.13D$ とした。このとき、2.2.1 節で述べた CP-VNC の IWA は、 $\theta_{\text{IWA}} \approx 2\lambda/D$ となる。振幅および位相収差によるコロナグラフの残余スペックルが、焦点面に置かれた検出器によって得られる。振幅および位相収差の大きさはそれぞれ、5.0% rms および $2\pi/50$ rad rms とした。ここで、収差のパワースペクトルは ν^{-2} のべき乗則にしたがうとした (ν は、収差の空間周波数)。SLM の制御素子数は $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}} = 256 \times 256$ で、位相分解能は $\sigma_{\text{res}} = 2\pi/10000$ と仮定した。焦点面では、 $1\lambda/D$ あたり 4 ピクセルでサンプリングした。

数値シミュレーションでは、SLM の位相変調における影響関数を、正形状と仮定した (図 2.8(a))。影響関数とは、SLM のひとつの素子に電圧を印加した際に、SLM により変調される波面の形状を表す関数である。赤で示すひとつの素子に電圧を印加した際、理想的には、その素子のみの正方形領域で入射波面の位相が変調される (図 2.8(a))。しかし現実的な場合、SLM への印加電圧により発生する電場が周りの素子に漏れ出すことにより、電圧を印加した素子の周りでも位相が変調されてしまう (図 2.8(b))。現実的な影響関数を考慮することは重要であるが、本論文では簡単のために、SLM の影響関数を正方形領域と仮定した。

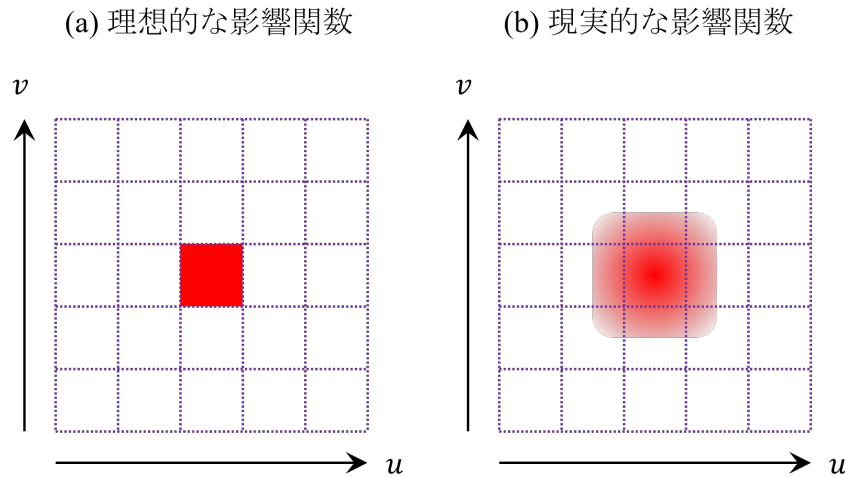


図 2.8: SLM の位相変調における影響関数。(a) 理想的な場合、(b) より現実的な場合。

2.3.1 観測モード 1

観測モード 1 の数値シミュレーション結果を、図 2.9 に示す。画像の強度は、恒星を bright フリンジ (図 2.3 参照) に置いたときの最大強度で規格化する。ここでは、この規格化強度を「コントラスト」と呼ぶ。図 2.9(左) は、ダークホール制御前の焦点面画像である。赤の十字印は、恒星位置を示す。ダークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示される D 型領域である。ターゲット領域の内側の縁は恒星像の中心から $1.5\lambda/D$ 、外半径は $125\lambda/D$ である。赤破線は、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を示す。10 pc (およそ 33 光年) 遠方に太陽系があると仮定した際の、地球、木星、土星および海王星のおおよその軌道をオレンジ実線で示す。ここでは、将来のスペースミッションを想定して、望遠鏡の直径を $D = 6$ m、観測波長を酸素の吸収線がある $\lambda = 760$ nm と仮定した。地球、木星、土星および海王星のそれぞれの軌道半径は、およそ 3.8, 20, 37, $115\lambda/D$ に相当する。ダークホール制御前のターゲット領域内の平均コントラストは、 2.5×10^{-7} であった。ここで、平均コントラストは、ターゲット領域内から $1\lambda/D$ だけ縮小した領域内で計算した。図 2.9(右) は、ダークホール制御後の焦点面画像である。この数値シミュレーションでは、スペックル除去のため、1 回の制御で強度の大きいスペックルを 500 点選択している。すなわち、式 (2.29) において、 $M = 500$ である。数値シミュレーションの結果、DM の Nyquist 領域を大きく超えた領域に巨大なダークホールを形成し、平均コントラストは 1.1×10^{-9} に達した。図 2.10 に、恒星中心からの離角の関数とした平均コントラスト (動径平均コントラスト) を示す。黒実線がダークホール制御前、マゼンタ実線がダークホール制御後の結果である。離角がおよそ $40 \lambda/D$ より外側では、ダークホールを形成することで平均コントラストがおよそ 1×10^{-9} に達していることが

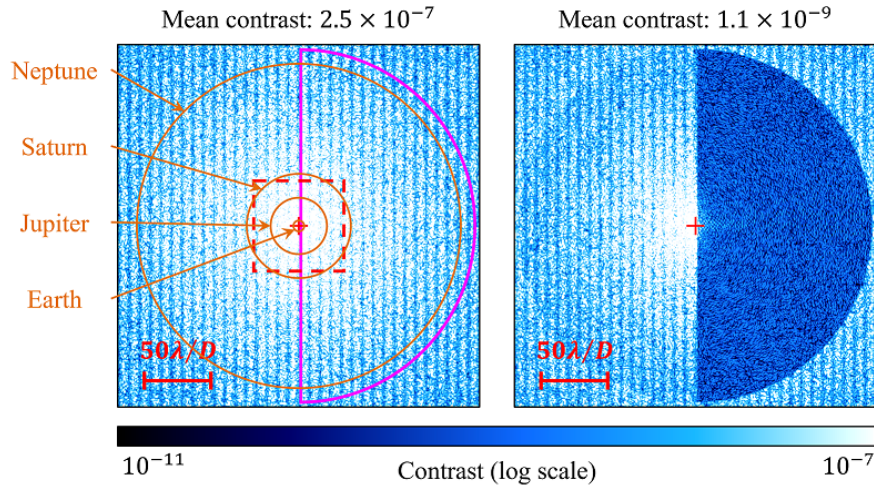


図 2.9: Speckle nulling 法を用いた観測モード 1 の数値シミュレーション結果。左はダークホール制御前、右はダークホール制御後の結果である。赤の十字印は、恒星の中心位置を示す。ダークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示される D 形領域である。ターゲット領域の内側の縁は中心から $1.5 \lambda/D$ 、外半径は $125 \lambda/D$ である。赤破線は、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を示す。オレンジ実線は、10pc 遠方に太陽系があり、望遠鏡直径 $D = 6$ m、波長 $\lambda = 760$ nm での観測を仮定した場合、地球、木星、土星および海王星のおおよその軌道を示す。

わかる。しかしながら、内側になるにつれて、平均コントラストが悪くなっていることがわかる。特に、およそ $10 \lambda/D$ より内側では、平均コントラストが 10^{-8} レベルになっている。

2.3.2 観測モード 2

図 2.11 に、観測モード 2 の数値シミュレーション結果を示す。上述と同様の観測パラメータを仮定して、地球、木星、土星および海王星軌道上にダークホールを形成した。上段は広域の焦点面画像で、下段はダークホール領域の拡大画像である。左から 1 列目は、地球軌道上にダークホールを形成した結果である。このとき、ダークホール制御のターゲット領域は D 型領域で、内側の縁は恒星像の中心から $1.5\lambda/D$ 、外半径は $5\lambda/D$ に設定した。この数値シミュレーションでは、スペックル除去のため、1 回の制御で強度の大きいスペックルを 8 点選択している。すなわち、式 (2.29) において、 $M = 8$ である。ダークホール領域内の平均コントラストは、 1.7×10^{-8} であった。この結果の動径平均コントラストを、図 2.10 の緑実線で示す。観測モード 1 の結果と比較すると、達成されたコントラストは同程度であることがわかる。

図 2.11 の 2 列目から 4 列目は、木星、土星および海王星軌道上にダークホールを形成した結果であ

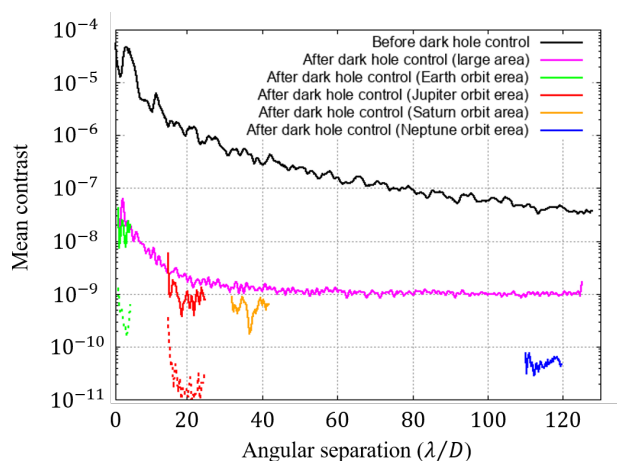


図 2.10: ダークホール制御の数値シミュレーションによって得られた、動径平均コントラスト。黒実線は、ダークホール制御前の結果。マゼンタ実線は、図 2.9 で示す観測モード 1 の結果。緑、赤、オレンジおよび青の実線は、図 2.11 で示す観測モード 2 の結果。緑および赤の破線は、図 2.12 で示す EFC 法を用いた観測モード 2 の結果。

る。ダークホール制御のターゲット領域は、それぞれの軌道を中心とした直径 $10\lambda/D$ の円形領域とした。これらの数値シミュレーションでは、スペックル除去のため、1 回の制御で強度の大きいスペックルを 16 点選択している (すなわち、 $M = 16$)。ダークホール領域内の平均コントラストはそれぞれ、 8.5×10^{-10} , 4.9×10^{-10} , 4.4×10^{-11} であった。これらの結果、それぞれの動径平均コントラストを、図 2.10 の赤、オレンジ、青の実線で示す。観測モード 1 の結果と比較すると、木星および土星軌道では観測モード 2 ではわずかに高いコントラストが得られていることが分かる。また海王星軌道では、観測モード 1 よりも 1 桁以上高いコントラストが達成された。

2.4 考察

2.4.1 観測モード 1 および観測モード 2 についての考察

図 2.9 および図 2.10 に示すように、観測モード 1 の数値シミュレーションでは、SLM を用いることで恒星の近傍から遠方の広範囲にわたるダークホールの形成に成功した。このダークホール領域は、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を大きく超えるものである。しかし、達成されたコントラストは 1.1×10^{-9} であり、図 2.10 に示されたように、地球軌道付近のコントラストはハビタブル惑星の観測に要求される 10^{-10} レベルのコントラストに達していない。しかしながら、DM を用いたダークホール制

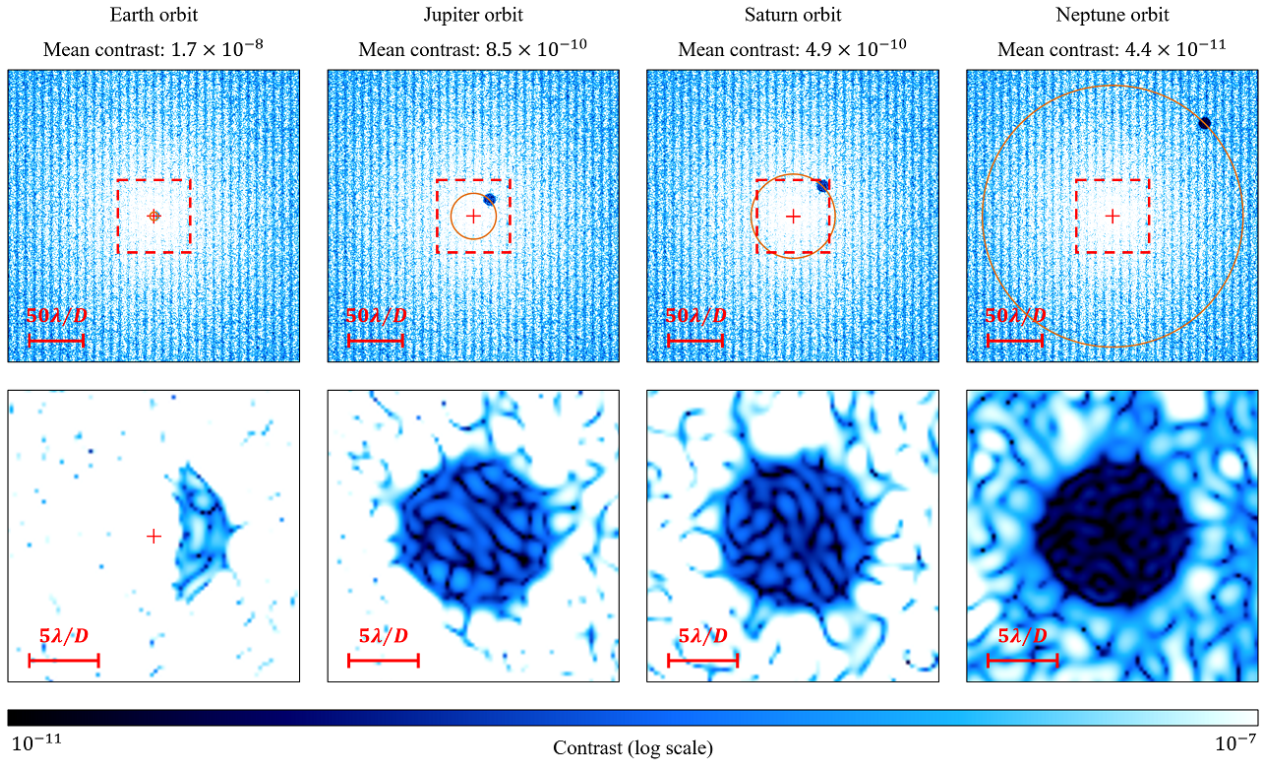


図 2.11: 各惑星軌道上にダークホールを形成した観測モード 2 の数値シミュレーション結果。左から地球、木星、土星および海王星軌道上にダークホールを形成した結果である。各画像のオレンジ実線がそれぞれの軌道を示す。赤の十字印が恒星中心、赤の破線が 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を示す。地球軌道でのターゲット領域は D 型領域 (内側の縁 $1.5\lambda/D$ 、外半径 $125\lambda/D$)、それ以外の軌道でのターゲット領域は、それぞれの軌道を中心とした直径 $10\lambda/D$ の円形領域に設定した。

御の室内実験では、観測データの後処理を行うポストプロセス技術を組み合わせることによって、1 桁から 2 桁程度のコントラストの改善が実証されている [17]。したがって、SLM を用いたダークホール制御においても、ポストプロセス技術と組み合わせることにより、同様のコントラストの改善が期待される。観測モード 1 では、ポストプロセス技術と組み合わせることで、広い領域にわたり 10^{-10} レベルのコントラストを達成できると期待される。

また、図 2.10 および図 2.11 に示すように、観測モード 2 の数値シミュレーションでは、惑星の各軌道上にダークホールを形成することに成功した。しかし、観測モード 1 の結果と比較して、観測モード 2 でコントラストが 1 桁以上改善したのは、海王星軌道上にダークホールを形成した場合のみである。そこで、より発展的なダークホール制御アルゴリズムである EFC 法を用いて、観測モード 2 の数値シミュレーションを追加で行った。EFC 法の原理は、付録 C.2 に記述する。制御素子数の多い波面制御デバイスで EFC 法を適用するには、計算機に巨大なメモリが要求されるため、今回の数値シミュレーションで

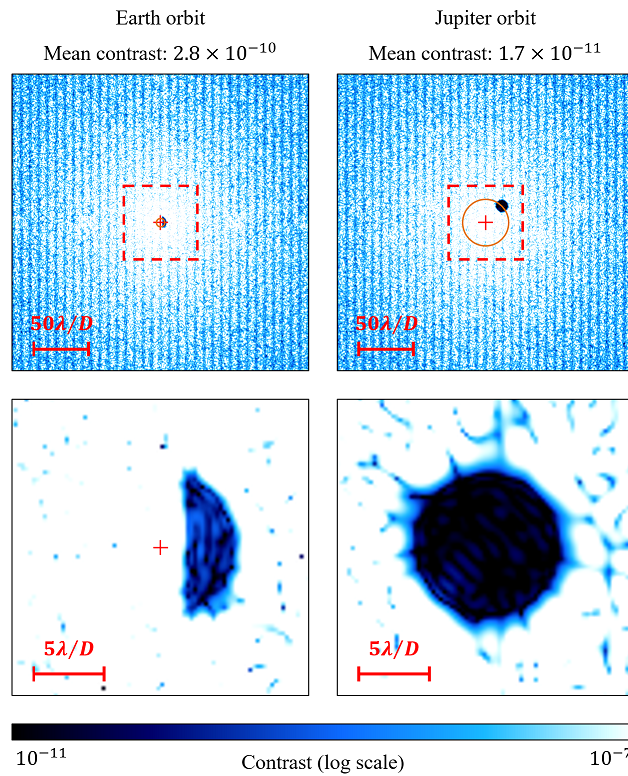


図 2.12: EFC 法を用いて地球および木星軌道上にダークホールを形成した観測モード 2 の数値シミュレーション結果。図 2.11 と同様に、赤の十字印、破線、オレンジ実線は、それぞれ恒星中心位置、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域、地球および木星の軌道を示す。設定したターゲット領域も、図 2.11 と同様である。

は、SLM の制御素子数を $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}} = 64 \times 64$ とし、地球および木星軌道でのみダークホール制御を行った。

図 2.12 に、EFC 法を用いた観測モード 2 の数値シミュレーション結果を示す。図 2.11 と同様に、上段は広域の焦点面画像、下段はダークホール領域の拡大画像である。ダークホール制御のターゲット領域も、図 2.11 と同様である。ダークホール内の平均コントラストは、地球および木星軌道上にダークホールを形成したそれぞれの場合で、 2.8×10^{-10} および 1.7×10^{-11} に達した。図 2.10 に、この数値シミュレーションの動径平均コントラストを示す (緑および赤の破線)。Speckle nulling 法を用いた観測モード 2 の結果と比較して、EFC 法を用いることでコントラストを大幅に改善し、 10^{-10} から 10^{-11} レベルのコントラストを達成している。

以上の結果より、惑星の直接観測を効率的に行うためには、以下のような手順が考えられる。まず、惑星探査を目指す観測モード 1 において、speckle nulling 法により広範囲ダークホールを形成して観測を

行う。次に、発見された惑星について観測モード 2 において、恒星近傍の惑星には EFC 法を、遠方の惑星には speckle nulling 法を適用してダークホールを形成し、惑星の詳細な調査を目指す。

2.4.2 SLM を用いたダークホール制御の波長依存性

次に、数値シミュレーションにより、SLM を用いたダークホール制御の波長依存性の考察を行った。SLM では、液晶の複屈折性を利用して位相変調を行う。SLM は、入射する光波の偏光方位に依存して、2 つの屈折率 n_o と n_e を有する (それぞれ、常光線および異常光線に対する屈折率)。SLM は、実効屈折率 $n_{\text{eff}}(V, \lambda)$ によって異常光線の位相を変調することができる。実効屈折率 $n_{\text{eff}}(V, \lambda)$ は、SLM への印加電圧 V と波長 λ に依存し、 n_o と n_e の間の値をとる。印加電圧 V は、SLM の制御面 (u, v) で空間的に変化する ($V = V(u, v)$)。液晶の屈折率の波長依存性を記述するため、拡張 Cauchy モデルが提案されている [33, 34, 35]。このモデルにしたがい、常光線および異常光線の屈折率は、

$$n_k \approx A_k + \frac{B_k}{\lambda^2} + \frac{C_k}{\lambda^4} \quad (k = o, e), \quad (2.33)$$

により求めることができる。ここで、 A_k , B_k , C_k は液晶材料固有の係数である。 $k = o$ は常光線、 $k = e$ は異常光線を表す。式 (2.29) で示される、SLM による位相変調 $\phi_{\text{WFC}}(u, v)$ は、有効屈折率 $n_{\text{eff}}(V, \lambda)$ を用いて、

$$\phi_{\text{WFC}}(u, v, V, \lambda) \approx \frac{4\pi n_{\text{eff}}(V, \lambda) d_{\text{WFC}}}{\lambda}, \quad (2.34)$$

と近似的に表される。ここで、 d_{WFC} は反射型 SLM の液晶層の厚さである。

ここで、波面収差 $\phi_{\text{WFE}}(u, v)$ のうち実部の位相収差 $\phi_{\text{WFE,phase}}(u, v, \lambda)$ が、入射瞳面における面粗さ $d_{\text{WFE}}(u, v)$ によってのみ生じていると仮定すると、

$$\phi_{\text{WFE,phase}}(u, v, \lambda) = \frac{4\pi d_{\text{WFE}}(u, v)}{\lambda}, \quad (2.35)$$

と表すことができる。SLM を用いたダークホール制御における最適波長を λ_{opt} とすると、位相収差および SLM による位相変調はそれぞれ、 $\phi_{\text{WFE,phase}}(u, v, \lambda_{\text{opt}})$, $\phi_{\text{WFC}}(u, v, V, \lambda_{\text{opt}})$ と書ける。最適波長 λ_{opt} における位相収差 $\phi_{\text{WFE,phase}}(u, v, \lambda_{\text{opt}})$ および位相変調 $\phi_{\text{WFC}}(u, v, V, \lambda_{\text{opt}})$ を用いて、任意の波長 λ における位相収差および位相変調はそれぞれ、

$$\phi_{\text{WFE,phase}}(u, v, \lambda) = \frac{\lambda_{\text{opt}}}{\lambda} \phi_{\text{WFE,phase}}(u, v, \lambda_{\text{opt}}), \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} \phi_{\text{WFC}}(u, v, V, \lambda) &= \frac{\lambda_{\text{opt}}}{\lambda} \frac{n_{\text{eff}}(V, \lambda)}{n_{\text{eff}}(V, \lambda_{\text{opt}})} \phi_{\text{WFC}}(u, v, V, \lambda_{\text{opt}}) \\ &= \frac{\lambda_{\text{opt}}}{\lambda} \frac{n_e(V, \lambda) - n_o(\lambda)}{n_e(V, \lambda_{\text{opt}}) - n_o(\lambda_{\text{opt}})} \phi_{\text{WFC}}(u, v, V, \lambda_{\text{opt}}), \end{aligned} \quad (2.37)$$

と書ける。ここで、最適波長と任意の波長における実効屈折率の比が、

$$\frac{n_{\text{eff}}(V, \lambda)}{n_{\text{eff}}(V, \lambda_{\text{opt}})} = \frac{n_e(V, \lambda) - n_o(\lambda)}{n_e(V, \lambda_{\text{opt}}) - n_o(\lambda_{\text{opt}})}, \quad (2.38)$$

となると仮定した。

SLM を用いたダークホール制御の波長依存性評価の数値シミュレーションにおいて、文献 [35] で示された 9 つの液晶材料に対する係数の平均値を、式 (2.33) に適用した。図 2.13 に、数値シミュレーションの結果を示す。上の 2 段はダークホール制御前、下の 2 段はダークホール制御後の結果である。ダークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示す正方形領域である。ターゲット領域は、水平方向に $-75 \lambda/D$ から $-5 \lambda/D$ 、鉛直方向に $-75 \lambda/D$ から $-5 \lambda/D$ の範囲に設定した。まず、最適波長 $\lambda_{\text{opt}} = 633 \text{ nm}$ と仮定して、ダークホール制御の数値シミュレーションを行った (図 2.13 の 2 段目左、4 段目左)。ダークホール制御後のダークホール領域内平均コントラストは、 2.2×10^{-10} であった。この位相変調 $\phi_{\text{WFC}}(u, v, V, \lambda_{\text{opt}})(u, v)$ の形状を維持した状態で観測波長を変化させ、式 (2.36) および式 (2.37) にしたがって、位相収差および SLM による位相変調を計算した。図 2.13 に、波長 $\lambda = 400, 500, 600, 700, 800 \text{ nm}$ の結果を示す。図 2.14(左) に、このときの動径平均コントラストを示す。また、波長と平均コントラストの関係を、図 2.14(右) に示す。青実線がダークホール制御前、赤実線がダークホール制御後の平均コントラストの変化である。ダークホール制御前の平均コントラスト (青実線) は、波長に対して単調減少していることが分かる。これは、式 (2.36) に示すように、位相収差 $\phi_{\text{WFE, phase}}(u, v, \lambda)$ が、波長 λ に対して反比例しているためだと考えられる。一方、ダークホール制御後の平均コントラスト (赤実線) は、最適波長 λ_{opt} から短波長側および長波長側のどちらにずれても悪化することが分かる。 10^{-10} のコントラストが得られたのは、波長がおおよそ 578 nm から 718 nm であり、これは波長バンド幅がおおよそ 20% である。

この数値シミュレーションでは、単一波長の光源を仮定した speckle nulling 法を用いた。しかしながら、広い波長域にわたるダークホール制御アルゴリズムとして、多波長 EFC 法が提案されている [16]。多波長 EFC 法では、波面制御デバイスとして DM を想定している。液晶の屈折率の影響を考慮することで、SLM にも適用できると考えられる。

本節での数値シミュレーションでは、SLM で制御される異常光線に対応する光波 (式 (2.15)) について、波長依存性の評価を行った。しかしながら、常光線に対応する光波 (式 (2.16)) に対しても、波長に依存した次式の位相変調が与えられる。

$$\phi'_{\text{WFC}}(u, v, \lambda) \approx \frac{4\pi n_o(\lambda) d_{\text{WFC}}}{\lambda}. \quad (2.39)$$

この常光線の位相変調 $\phi'_{\text{WFC}}(u, v, \lambda)$ は、式 (2.16) では考慮されていない。 $\phi'_{\text{WFC}}(u, v, \lambda)$ があると、図 2.2(c) で示す 2 光波間に余分な位相差が生じるため、垂直に入射する恒星光 $((\theta_x, \theta_y) = (0, 0))$ が打ち消

し合う干渉条件からずれてしまう。この問題を解決するためには、複屈折材などを用いて、常光線の位相変調 $\phi'_{\text{WFC}}(u, v, \lambda)$ を補正する必要がある。

2.5 第2章のまとめ

本章では、SLM の広い Nyquist 領域を活かした広範囲ダークホール制御を、数値シミュレーションにより検証した。広い範囲で惑星探査を行う観測モード1と、既知の惑星をより高いコントラストで観測する観測モード2の数値シミュレーションを行った。その結果、観測モード1では、恒星像の中心から $1.5 \lambda/D$ から $125 \lambda/D$ の範囲に巨大なダークホールを形成することに成功し、ダークホール内平均コントラストは 1.1×10^{-9} に達した。観測モード2では、木星、土星および海王星軌道上において、 10^{-10} から 10^{-11} レベルのコントラストを達成した。さらに、EFC 法を適用することで、地球軌道上にハビタブル惑星の観測が十分に期待される 10^{-10} レベルのコントラストを達成した。しかし、土星および海王星軌道の遠方領域では、計算機のメモリ不足により、現状では EFC 法を適用できていない。今後は、遠方領域に EFC 法を適用する制御アルゴリズムの開発を行う必要がある。また、数値シミュレーションを行った観測モード1および観測モード2について、室内実験により実証することも今後の課題である。

さらに、SLM を用いたダークホール制御における波長依存性についても検証を行った。液晶の波長依存性として、拡張 Cauchy モデルを適用した。このモデルを適用した数値シミュレーションでは、 10^{-10} のコントラストが得られたのは、波長バンド幅がおよそ 20% であった。

本章で述べた数値シミュレーションにより、SLM が $100 \lambda/D$ を超える位置にダークホールを形成できることが示唆された。SLM を将来の地上および宇宙望遠鏡の観測装置に導入することで、恒星の近傍から遠方にわたる高コントラスト観測を実現し、より多くの惑星の直接観測を行うことができると期待される。これにより、惑星の多様性や惑星系形成のメカニズムなどの知見が得られると期待される。

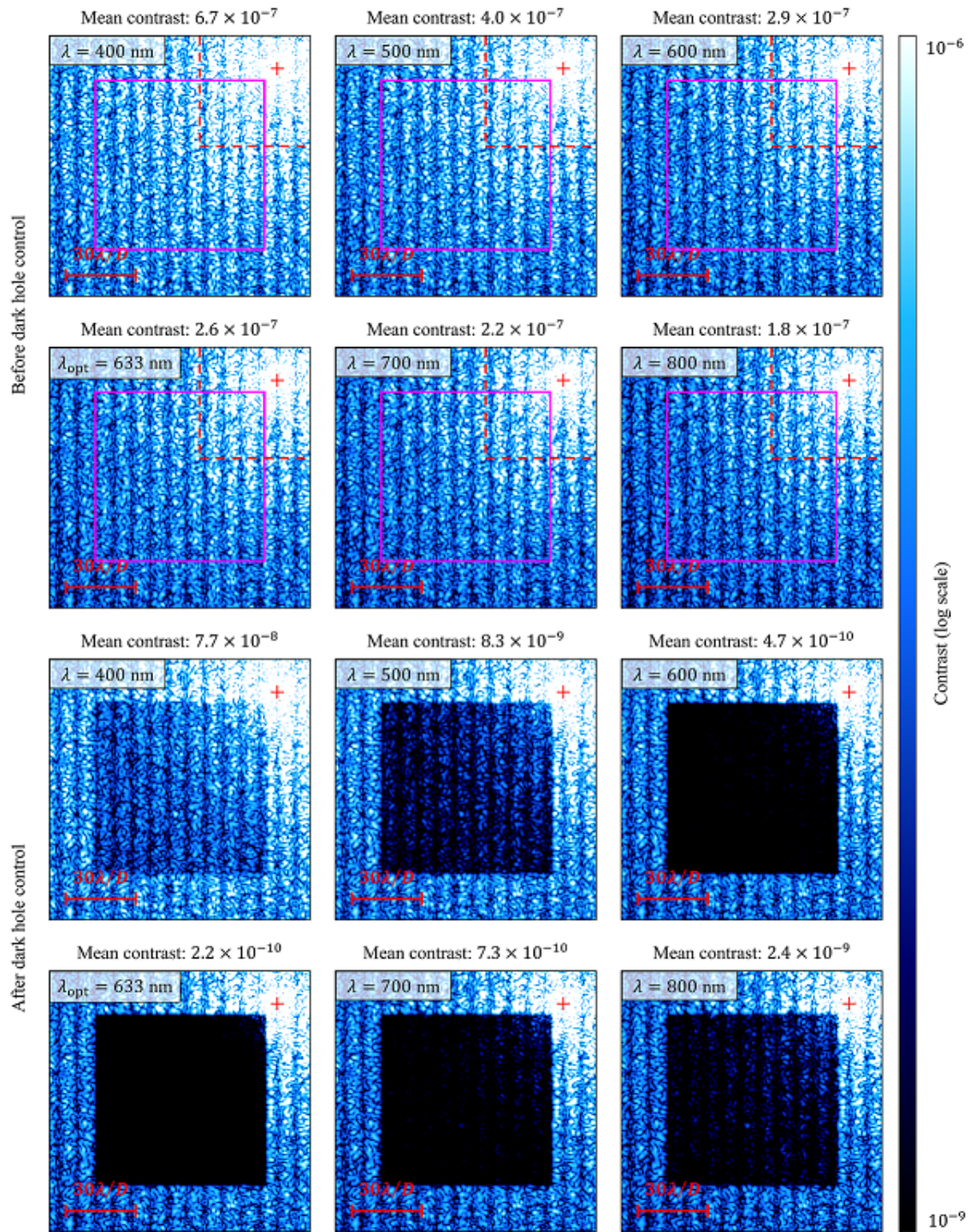


図 2.13: 最適波長 $\lambda_{\text{opt}} = 633 \text{ nm}$ でダークホールを形成した際の、異なる波長で得られる焦点面画像。(上 2 段) ダークホール制御前、(下 2 段) ダークホール制御後のシミュレーション結果。波長 $\lambda = 400, 500, 600, 633$ (最適波長), $700, 800 \text{ nm}$ において計算している。赤の十字印、赤破線およびマゼンタ実線はそれぞれ、恒星中心位置、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域およびダークホール制御のターゲット領域を示す。

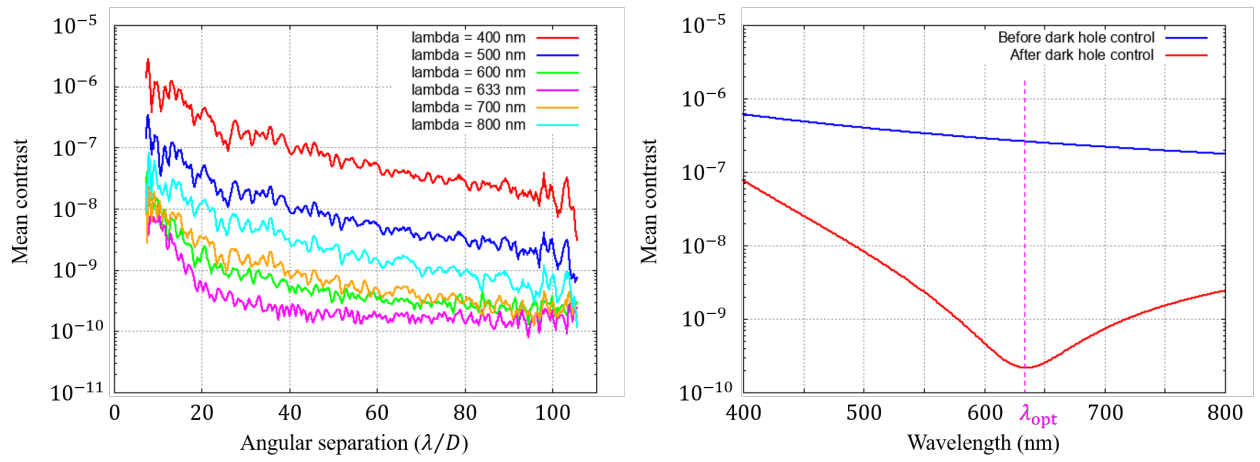


図 2.14: 最適波長 $\lambda_{\text{opt}} = 633 \text{ nm}$ でダークホールを形成した際の、ダークホール内平均コントラストの波長依存性のシミュレーション結果。(左) ダークホール形成後 (図 2.13 の下 2 段) の動径平均コントラスト。(右) 波長 λ とダークホール内平均コントラストの関係。青実線がダークホール制御前、赤実線がダークホール制御後の結果。

第3章

ハーフトーンダークホール制御技術

3.1 第3章の目的

ダークホール制御により達成可能なコントラストは、波面制御デバイスの位相分解能によって制限される。波面制御デバイスの位相分解能は、波面制御における量子化誤差の原因となり、所望の波面制御が行えなくなってしまう。量子化誤差がコントラストに与える影響については、これまでにいくつかの研究がなされてきた [28, 36, 37, 38]。それらによると、波面制御デバイスの位相分解能が低くても、制御素子数が多いほどダークホール制御において高いコントラストが得られることが期待される。

本章では、波面制御デバイスの量子化誤差による影響を改善するために、ハーフトーン手法をダークホール制御に適用した技術（ハーフトーンダークホール制御技術）を開発する。ハーフトーン手法とは、限られた階調で連続的な明るさを表現する印刷手法である。例えば、Floyd-Steinberg ディザリングは、誤差拡散法に基づくハーフトーン手法である [39]。高コントラスト観測技術において、ハーフトーン手法を適用し、振幅制御を行うコロナグラフィマスクの開発が行われている [40, 41, 42]。位相制御を行うダークホール制御においても、有限の位相分解能をもつ波面制御デバイスを用いて連続的な位相制御マップを擬似的に作り出すため、ハーフトーン手法が有効であると考えられる。これまで、ハーフトーンダークホール制御技術について、数値シミュレーションと室内実験による初期検証が行われてきた [43]。この技術の確立に向け、本研究ではさらなる数値シミュレーションと室内実験を行った。

本章の構成は、以下の通りである。3.2 節において、ダークホール制御にハーフトーン手法を適用する手順を示す。本研究では、ハーフトーンダークホール制御技術の実証のため、数値シミュレーションと室内実験を行った。数値シミュレーションと室内実験の結果を、それぞれ 3.3 節と 3.4 節にまとめる。3.5 節において、数値シミュレーションと室内実験の結果を考察する。最後に、3.6 節に本章のまとめと今後の展望を述べる。

3.2 原理

ダークホール制御によって達成可能なコントラスト C は、

$$C = \pi \left(\frac{8h_{\text{rms}}}{N_{\text{WFC}}\lambda} \right)^2 = \frac{16\pi}{3} \left(\frac{h_{\text{res}}}{N_{\text{WFC}}\lambda} \right)^2, \quad (3.1)$$

と見積もることができる [14, 38]。ここで、 h_{rms} は波面制御デバイスに適用される位相制御マップの rms 誤差、 h_{res} は波面制御デバイスの制御分解能、 N_{WFC} は瞳直径にわたる波面制御デバイスの制御素子数を表す。 h_{rms} と h_{res} は長さの単位であり、 $h_{\text{rms}} \approx h_{\text{res}}/2\sqrt{3}$ の関係がある [38]。また、波面制御デバイスの分解能をラジアン単位に変換したもの ($\sigma_{\text{res}} = 2\pi h_{\text{res}}/\lambda$) が位相分解能である。このとき、達成可能なコントラスト C は、

$$C = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{\sigma_{\text{res}}}{N_{\text{WFC}}} \right)^2, \quad (3.2)$$

と書くことができる。式 (3.2) は、達成可能なコントラストが波面制御デバイスの位相分解能 σ_{res} と制御素子数 N_{WFC} に依存することを示している。そのため、高い位相分解能 σ_{res} をもつ波面制御デバイスを用いると、 σ_{res}^2 に比例して高コントラストを得ることができる。つまり、位相分解能が低い波面制御デバイスの場合、波面制御に大きな誤差が残るため、達成可能なコントラストは制限される。一方、多くの制御素子 N_{WFC} をもつ波面制御デバイスは、 N_{WFC}^{-2} に比例して高コントラストを得ることができる。本章では、波面制御デバイスの位相分解能 σ_{res} により制限されるコントラストを改善するため、ハーフトーン手法をダークホール制御に適用する。

図 3.1 に、波面制御デバイスに適用される位相制御マップの数値シミュレーション結果を示す。図 3.1(下) は、図 3.1(上) の赤破線で囲まれた領域の拡大画像である。本章においても、第 2 章と同様に SLM の影響関数は理想的な場合を仮定し、図 2.8(a) で示すような正方形関数とした。図 3.1(a) は、波面制御デバイスの位相分解能で制限されない理想的な位相制御マップである。図 2.7 で示したように、波面制御デバイスの素子数を $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$ とすると、焦点面における Nyquist 領域は、恒星中心の $N_{\text{WFC}}\lambda/D \times N_{\text{WFC}}\lambda/D$ になる。位相分解能が低い場合、位相制御マップは図 3.1(b) のように量子化誤差をもつものになる。本シミュレーションでは、位相分解能を $2\pi/500$ に設定した。この場合、式 (3.2) にしたがって、達成されるコントラストは低下してしまう。

次に、ダークホール制御にハーフトーン手法を適用する手順を示す。

- (I): 従来のダークホール制御と同様に、波面制御デバイスに適用される理想的な位相制御マップを求める (その手法については、例えば付録 C を参照)。

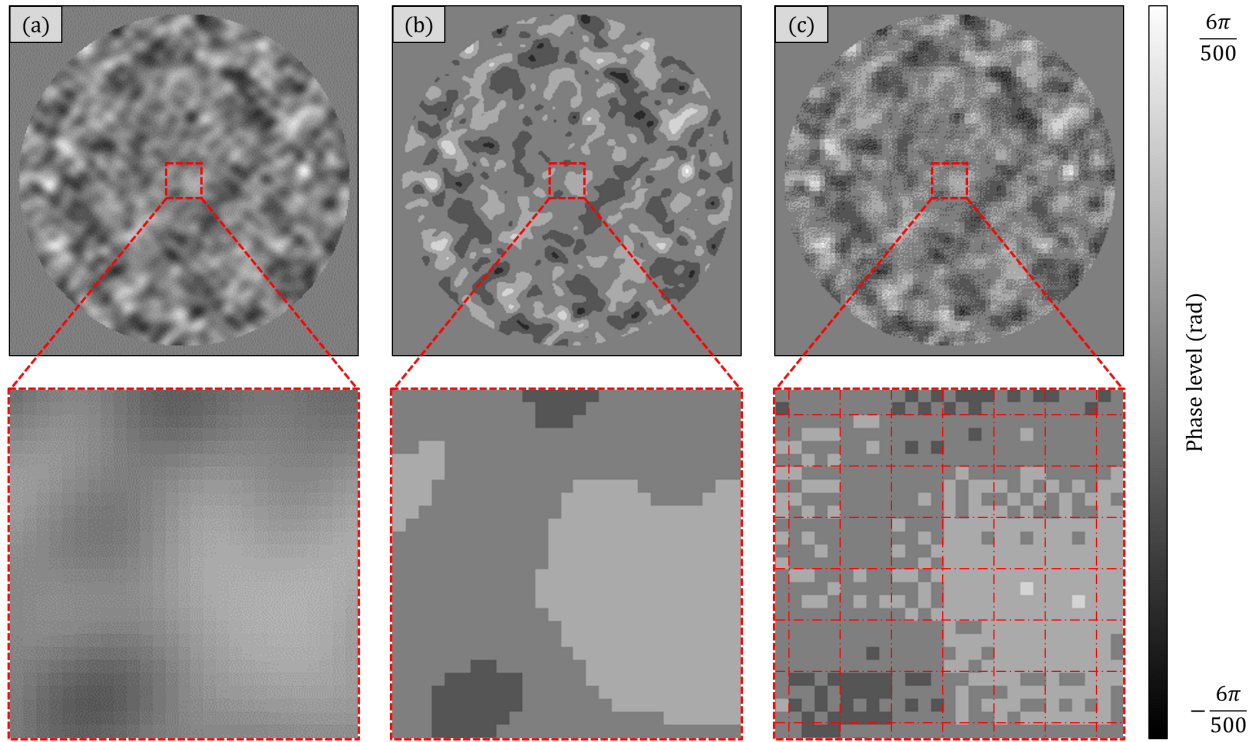


図 3.1: 波面制御デバイスに適用される位相制御マップの数値シミュレーション結果。下段は、上段の赤破線で示す領域の拡大画像である。(a) 波面制御デバイスの位相分解能で制限されない理想的な位相制御マップ。(b) 波面制御デバイスの位相分解能で制限された位相制御マップ。(c) ハーフトーン手法を適用した位相制御マップ。下図の赤破線のグリッドは、ハーフトーン手法のためのサブ領域を示す。ここでは、サブ領域サイズを 4×4 ピクセルとした。また、(b,c) では、位相分解能を $2\pi/500$ と設定した。

(II): 求めた位相制御マップを $N_{\text{sub}} \times N_{\text{sub}}$ ピクセルのサブ領域に分割し、各サブ領域内で平均位相レベルを求める。図 3.1(c) では、拡大画像の赤破線のグリッドで示すように、サブ領域のサイズを 4×4 ピクセルとした。

(III): サブ領域内で量子化誤差が最小になるように、各ピクセルの位相レベルを設定することによって、各サブ領域にハーフトーンを適用する。本論文では、ハーフトーン手法として、Floyd-Steinberg デザリング [39] を用いた。Floyd-Steinberg デザリングは、以下の手順で適用する (図 3.2)。

(0): 上記手順 (II) で述べるように、サブ領域内で平均位相レベルを求める。

(1-1): サブ領域内の第 1 ピクセル (#1) の位相レベルを量子化する。

(1-2): このときに生じた量子化誤差を、量子化をまだ行っていない周囲のピクセルへ拡散する。

Floyd-steinberg デザリングでは、図 3.2(1-2) に示す割合で誤差を拡散する。このとき、拡散されるピクセルがサブ領域外の場合は、誤差を拡散せずに、周囲の拡散可能なピクセルに拡

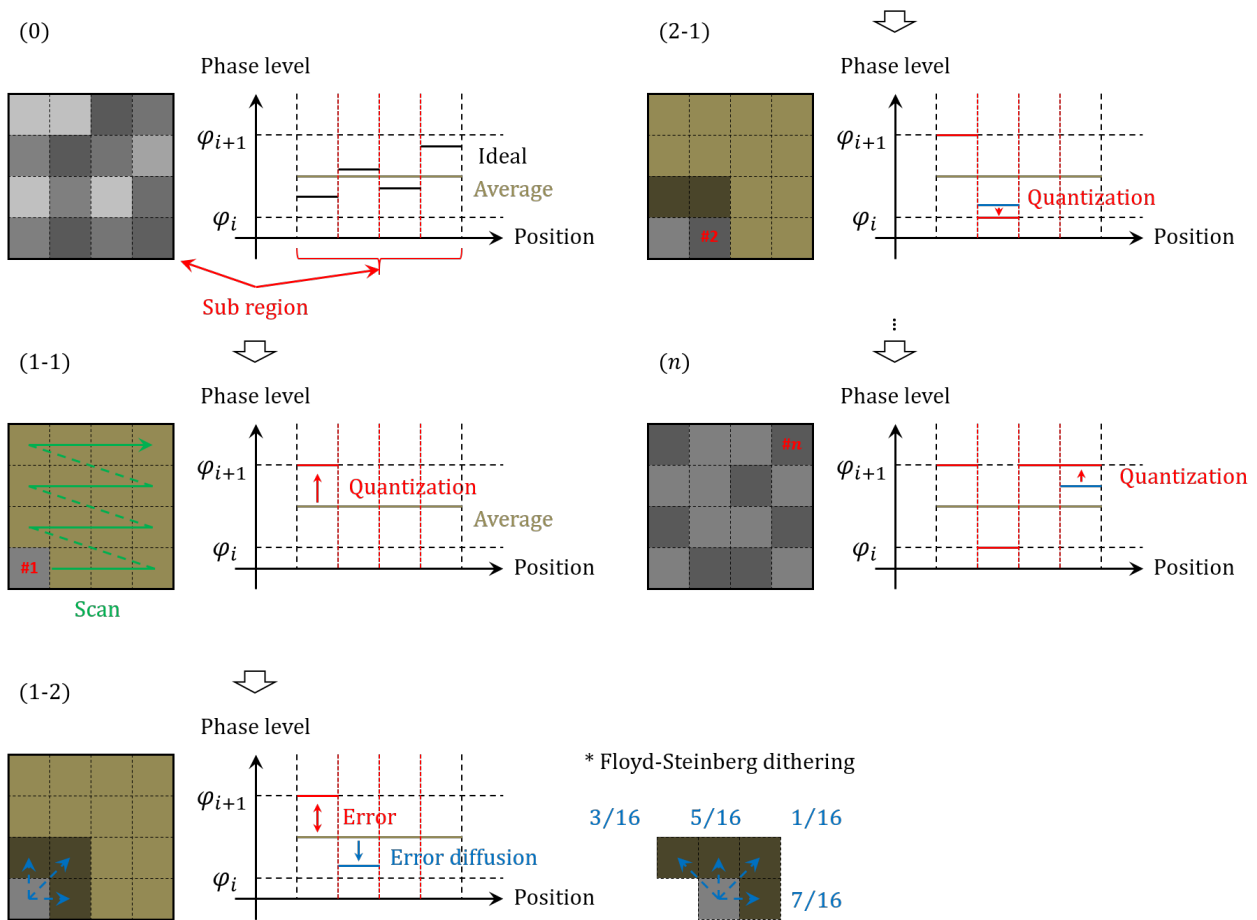


図 3.2: Floyd-Steinberg ディザリング [39] を用いて位相制御マップを作成する手順。(0): サブ領域内で、平均位相レベルを求める。(1-1): 第 1 ピクセル (#1) の位相レベルを量子化し、(1-2): 周囲のピクセルに位相レベルの量子化誤差を拡散する。(1-1) の緑線で示す走査方向に、同様の手順で位相レベルの量子化を行う。(n): サブ領域内の最後のピクセル (#n) で生じる量子化誤差は切り捨てる。

散しなかった誤差を等しい割合で分配する。

(2-1): 誤差を拡散された第 2 ピクセル (#2) の位相レベルを量子化する。ここまでの手順を、図 3.2(1-1) の緑線で示す走査方向で、サブ領域内のすべてのピクセルに対して、位相レベルの量子化を行う。

(n): サブ領域内の最後のピクセル (#n) の位相レベルの量子化で発生する誤差は切り捨てる。

ハーフトーン手法をダークホール制御に適用するためには、波面制御マップをサブ領域に分割することから、波面制御デバイスが多くの制御素子を有する必要がある。ハーフトーンダークホール制御での Nyquist 領域は、 $(N_{\text{WFC}}/N_{\text{sub}})\lambda/D \times (N_{\text{WFC}}/N_{\text{sub}})\lambda/D$ になる。つまり、Nyquist 領域の一辺は、ハー

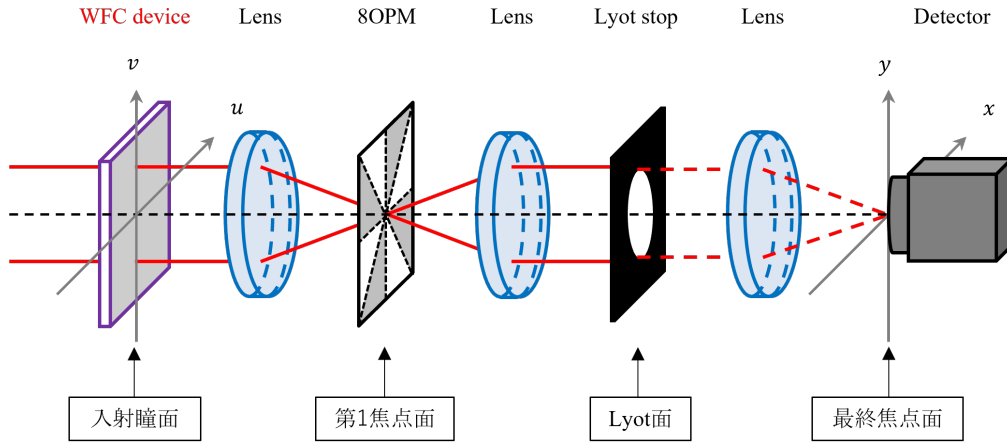


図 3.3: ハーフトーンダークホール制御の数値シミュレーションで想定した光学系。8OPM コロナグラフを想定している。波面制御デバイスは、コロナグラフ光学系の上流に置かれ、この面で入射瞳面を定義する。

フトーン手法を用いない場合に対し、 $1/N_{\text{sub}}$ 倍に縮小される。この Nyquist 領域を、 $N_{\text{nq}}\lambda/D \times N_{\text{nq}}\lambda/D$ とする ($N_{\text{nq}} = N_{\text{WFC}}/N_{\text{sub}}$)。後述の室内実験では、 1440×1050 ピクセルの SLM を用いている。したがって、サブ領域サイズを $N_{\text{sub}} = 4$ に設定した場合でも、最大でおよそ $360\lambda/D \times 260\lambda/D$ の広い Nyquist 領域を確保できる。

3.3 数値シミュレーション

ダークホール制御におけるハーフトーン手法の適用の効果を実証するために、数値シミュレーションを行った。数値シミュレーションで想定した光学系を図 3.3 に、パラメータを表 3.1 に示す。波面制御デバイスは、コロナグラフ光学系の上流に置かれ、入射瞳面を定義する。数値シミュレーションでは、直径 D の円形の望遠鏡瞳を仮定した。コロナグラフとして、8 分割位相マスク (8-octant phase mask: 8OPM) コロナグラフ [10, 11] を想定している。8OPM コロナグラフは、天体が結像する焦点面に置かれたマスクにより、恒星回折光を除去する装置である。8OPM による恒星回折光除去の詳細については、付録 A にまとめる。瞳再結像面 (Lyot 面) に置かれる Lyot ストップとして、直径 $D_L = 0.83D$ の円形開口を想定した。振幅および位相収差に起因するコロナグラフの残余スペックルが、最終焦点面に置かれた検出器によって検出される。入射瞳面における振幅および位相収差はそれぞれ、2.0% rms および $2\pi/100$ rad rms とした。ここで、収差のパワースペクトルは、 $\nu^{-2.5}$ のべき乗則にしたがうと仮定した (ν は、収差の空間周波数)。最終焦点面では、望遠鏡の解像度 $1\lambda/D$ あたり 4 ピクセルでサンプリングした。

ダークホール制御アルゴリズムとして、Speckle Area Nulling (SAN) 法 [15] を用いた。SAN 法は、

表 3.1: ハーフトーンダークホール制御の数値シミュレーションで仮定したパラメータ。

パラメータ	値など
入射瞳	円形 (直径 D)
Lyot ストップ	円形 (直径 $D_L \approx 0.83D$)
コロナグラフ	8OPM
振幅収差	2.0 % rms
位相収差	$2\pi/100$ rad rms
検出器のサンプリング	4 pixels / (λ/D)

表 3.2: SAN 法を用いた数値シミュレーション結果のまとめ。

Case	Pixel format $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$ (pixels)	Subregion size $N_{\text{sub}} \times N_{\text{sub}}$ (pixels)	Nyquist limit $N_{\text{nq}} \times N_{\text{nq}}$ (λ/D)	Phase resolution σ_{res} (rad)	Halftone	Mean contrast
(a)	512×512	1×1	512×512	Continuous	No	2.8×10^{-10}
(b)	512×512	1×1	512×512	$2\pi/1024$	No	1.4×10^{-9}
(c)	512×512	2×2	256×256	$2\pi/1024$	Yes	4.4×10^{-10}
(d)	512×512	3×3	170×170	$2\pi/1024$	Yes	3.8×10^{-10}
(e)	512×512	4×4	128×128	$2\pi/1024$	Yes	4.0×10^{-10}

注: ダークホール制御前の初期コントラストは 9.3×10^{-8} であった。

speckle nulling 法と同様に、ダークホール制御を実行するために計算機に大きなメモリを必要としない手法である。したがって、Electric Field Conjugation (EFC) 法のような行列演算に基づくアルゴリズムと比較して、大きなダークホールや恒星から遠い位置のダークホールの形成が容易であると考えられる (2.2.2 節参照)。SAN 法と EFC 法の詳細はそれぞれ、付録 C.1 と付録 C.2 にまとめた。

数値シミュレーションの結果を、表 3.2 にまとめる。波面制御デバイスの素子数は、 $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}} = 512 \times 512$ と設定した。これは、一般的に用いることができる SLM で実現可能な素子数である。図 3.4 の左端は、ダークホール制御前の焦点面画像である。コントラストは、8OPM を外した際に得られる恒星像の最大強度で規格化された強度として定義した。ダークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示される D 型領域に設定した。この領域の内側の縁は像中心から $1.5\lambda/D$ 、外半径は $60\lambda/D$ とした。SAN 法では、8OPM において位相が急激に変化する領域 (図 A.2(b) に示す領域 I、II の境界近傍) にあるスペックルを制御できない。また、この領域に結像する惑星光は、8OPM によって除去されてし

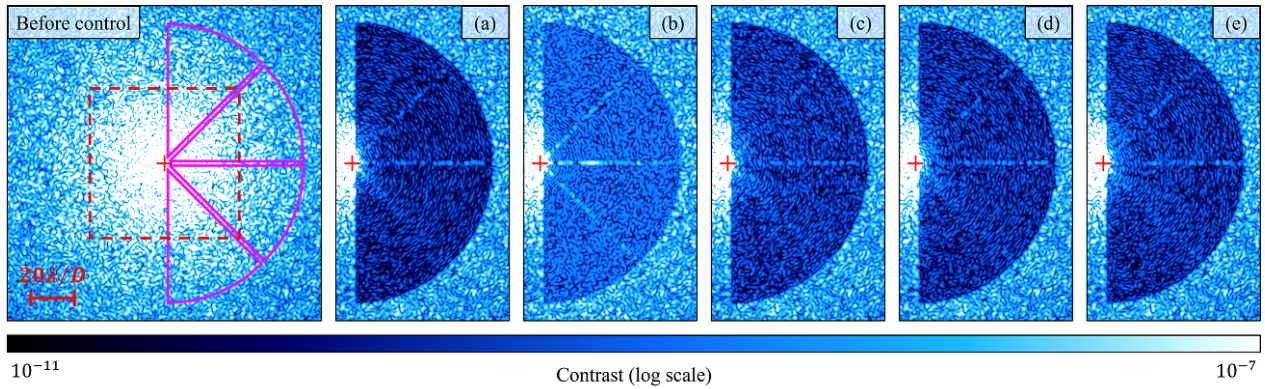


図 3.4: SAN 法を用いた数値シミュレーションで得られた最終焦点面画像。左端は、ダークホール制御前の画像である。赤の十字印は、恒星の位置を示す。ダークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示される D 型領域である。ターゲット領域の内側の縁は中心から $1.5\lambda/D$ 、外半径は $60\lambda/D$ に設定した。赤破線は、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を示す。(a-d) ダークホール制御後の画像で、結果は表 3.2 にまとめられている。

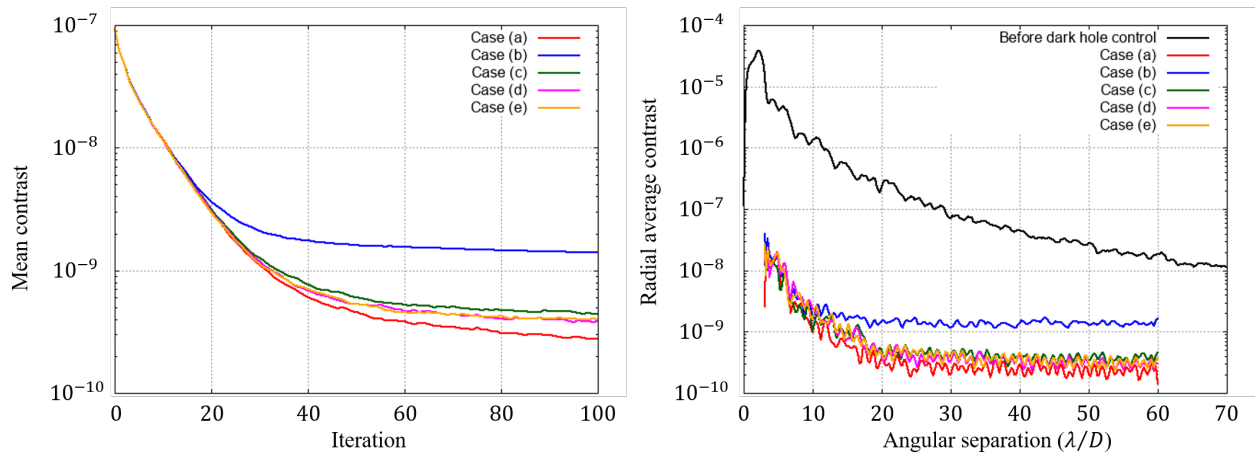


図 3.5: SAN 法を用いた数値シミュレーション結果。(左) 制御回数関数とした平均コントラスト。赤、青、緑、マゼンタおよびオレンジの実線はそれぞれ、表 3.2 および図 3.4 の (a-e) の結果である。(右) 動径平均コントラスト。黒線は、ダークホール制御前の結果を示す。

まう。そのため数値シミュレーションでは、80PM の位相境界から $1\lambda/D$ の距離にある領域を、ターゲット領域から除外する。SAN 法によるダークホール制御では、スペックル除去のために 1 回の制御で、強度の大きいスペックルを 100 点選択した。赤破線は、 64×64 素子の可変形鏡 (DM) の Nyquist 領域を示している。ターゲット領域は、DM の Nyquist 領域を超える大きさに設定されている。

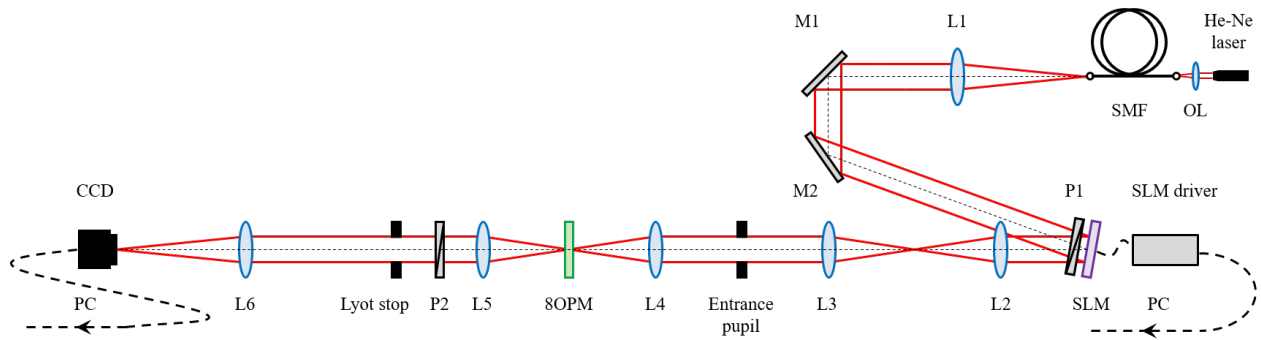


図 3.6: ハーフトーンダークホール制御技術の実証実験光学系。He-Ne レーザー光を恒星のモデルとした。SLM が置かれた面が、入射瞳面である。偏光子 P1 は、SLM により入射波面の位相を制御するために用いられる。偏光子 P2 は、光源の波長が 8OPM の設計波長からずれた場合でも、恒星モデル光を除去できるようにするために用いられる。

図 3.4(a) の場合では、波面制御デバイスは、理想的な連続の位相制御が可能であると仮定した。つまり、位相制御マップは位相分解能によって量子化されない状況である。制御回数の関数とした平均コントラストを、図 3.5(左) の赤線に示す。ここで、平均コントラストは、ターゲット領域から $1\lambda/D$ だけ小さくした領域内で計算した。最終的な平均コントラストは、 2.8×10^{-10} に達した。図 3.4(b) の場合では、波面制御デバイスの位相分解能を $2\pi/1024$ に設定した。このとき、最終的な平均コントラストは 1.4×10^{-9} に劣化した。図 3.4(c-e) の場合では、波面制御デバイスの位相分解能を $2\pi/1024$ に設定し、ダークホール制御にハーフトーン手法を適用した。それぞれの場合で、サブ領域サイズは、(c) 2×2 、(d) 3×3 および (e) 4×4 とした。その結果、ハーフトーン手法によってコントラストが改善し、最終的な平均コントラストは、(c) 4.4×10^{-10} 、(d) 3.8×10^{-10} および (e) 4.0×10^{-10} に達した。

恒星中心からの離角の関数とした動径平均コントラストを、図 3.5(右) に示す。ここで、黒線はダークホール制御前の、赤、青、緑、マゼンタおよびオレンジ線はそれぞれ (a-e) の場合の結果である。表 3.2 と図 3.4、図 3.5 で示されるように、ハーフトーン手法を用いた場合 (c-e) のコントラストは、用いない場合 (b) のコントラストよりも良く、理想的な場合 (a) と同程度にまで達していることが分かる。

3.4 室内実験

3.4.1 実験光学系

ハーフトーンダークホール制御の実証実験を、テストベッド FACility for Coronagraphic Elemental Technologies (FACET) [44] の光路 B で行った。実証実験のための光学系を、図 3.6 に示す。FACET

の光学系全体については、付録 D.1 に記述する。光源に He-Ne レーザー ($\lambda = 633 \text{ nm}$) を用い、対物レンズ OL でシングルモード光ファイバ SMF に入射する。SMF からの出射光を、恒星のモデル光とする。SMF から出射された光は、レンズ L1 (焦点距離 300 mm) によってコリメートされる。波面制御デバイスとして、SLM (SLM-100, SANTEC CORP.) を用いた。SLM はコリメート光中に置かれ、位相制御面が入射瞳として定義される。SLM で光波面の位相のみを制御できるように、SLM の前に偏光子 P1 を置き、その透過軸を SLM の制御軸に合わせる。SLM のグレイレベルは 10 bit (1024 階調) で、入射光の波長が 633 nm のとき、最大位相ストロークが 2π となるように設定した。したがって、SLM に印加される電圧に対して位相変調が線形であると仮定すると、SLM による波面制御の位相分解能は $2\pi/1024$ である (実際は、位相変調特性は非線形であると考えられるため、この値はあくまで目安である)。SLM で定義された入射瞳面が、レンズ L2 と L3 (焦点距離 200 mm) によって再結像される。この瞳再結像面に、円形の入射瞳 (直径 $D = 3 \text{ mm}$) が置かれる。瞳直径にわたる SLM の素子数は、 $N_{\text{WFC}} = 288$ ピクセルである。コロナグラフィマスクである 8OPM が、次の焦点面に置かれる。本研究では、フォトニック結晶波長板により製造された 8OPM [11] を用いた。その性能は波長に強く依存するが、偏光フィルタリング [10, 11] により、この問題を解決できる。用いたフォトニック結晶 8OPM の設計波長は、実験に用いた光源の波長と異なるため、マスク由来の漏れ光を除去する目的で、偏光フィルタリングのため 8OPM の下流に偏光子 P2 を置いた。レンズ L4, L5 (焦点距離 200 mm) により瞳再結像面 (Lyot 面) が形成され、この面に Lyot ストップを置く。Lyot ストップの直径は、入射瞳の 83% とした ($D_L = 2.5 \text{ mm}$)。レンズ L6 (焦点距離 300 mm) により形成される最終焦点面画像を、CCD カメラ (BU-52LN, BITRAN CORP.) で取得した。

3.4.2 実験結果

ハーフトーンダークホール制御について、2 つの実証実験を行った。第 1 実験は、恒星モデルの中心から遠い位置に小さなダークホールを形成する実験、第 2 実験は、広いダークホールを形成する実験である。双方の実験で、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を超えるダークホール領域を設定した。実験では、SLM とカメラの光軸周りの相対的な回転などで、焦点面のターゲット位置と SLM で制御される位置が異なってしまう。室内実験では、付録 E に示す射影変換を用いた制御位置の較正を行っている。

図 3.7 は、恒星モデルの中心から遠い位置に小さなダークホールを形成した第 1 実験の結果である。図 3.7 の左端は、ダークホール制御前の焦点面画像である。赤の十字印は、恒星モデルの位置を示す。ダークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示される正方形領域とし、恒星モデル中心から水平方向に $5 \lambda/D$ から $15 \lambda/D$ 、垂直方向に $35 \lambda/D$ から $45 \lambda/D$ の範囲に設定した。このターゲット領域は、赤破線で示される 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を完全に超えた位置にある。スペックル除去

表 3.3: 第1実験結果のまとめ。

Case	Pixel format $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$ (pixels)	Subregion size $N_{\text{sub}} \times N_{\text{sub}}$ (pixels)	Nyquist limit $N_{\text{nq}} \times N_{\text{nq}}$ (λ/D)	Phase resolution σ_{res} (rad)	Halftone	Mean contrast
(a)	288×288	1×1	288×288	$2\pi/1024$	No	4.8×10^{-8}
(b)	288×288	3×3	96×96	$2\pi/1024$	Yes	4.6×10^{-8}
(c)	288×288	1×1	288×288	$2\pi/256$	No	2.2×10^{-7}
(d)	288×288	3×3	96×96	$2\pi/256$	No	6.0×10^{-8}

注: ダークホール制御前の初期コントラストは 7.2×10^{-7} であった。(c) の場合において、ハーフトーンを用いた追加 30 回のダークホール制御後のコントラストは、 6.0×10^{-8} であった。

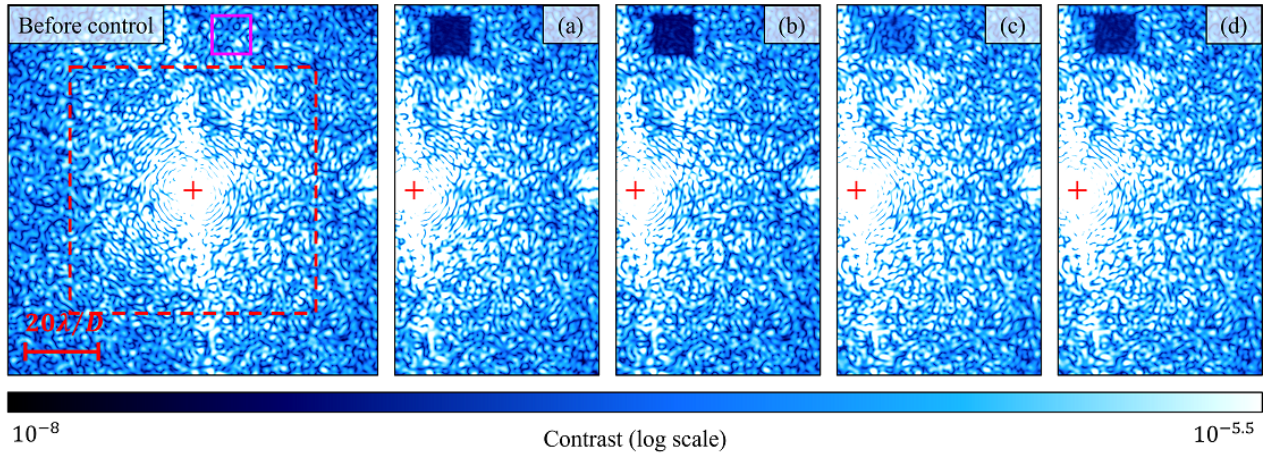


図 3.7: 第1実験の結果。左端は、ダークホール制御前の画像である。赤の十字印は、恒星モデルの位置を示す。ダークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示される正方形領域である。ターゲット領域は、恒星モデル中心から水平方向に $5\lambda/D$ から $15\lambda/D$ 、垂直方向に $35\lambda/D$ から $45\lambda/D$ の範囲に設定した。赤破線は、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を示す。(a-d) ダークホール制御後 (制御回数: 30 回) の画像で、結果は表 3.3 にまとめられている。

のために、1 回の制御で強度の大きいスペックルを 10 点選択している。第1実験の結果を、表 3.3 にまとめる。

図 3.7(a) は、ハーフトーン手法を用いずにダークホール制御を行った結果である。SLM の位相分解能は、 $2\pi/1024$ である。30 回の制御後の平均コントラストは、 4.8×10^{-8} であった。ここで、平均コントラストは、ターゲット領域から $1\lambda/D$ だけ縮小した領域内で計算した。制御回数の関数とした平均コントラストを、図 3.8(左) の赤実線に示す。図 3.7(b) は、サブ領域サイズを 3×3 としてハーフトーン手

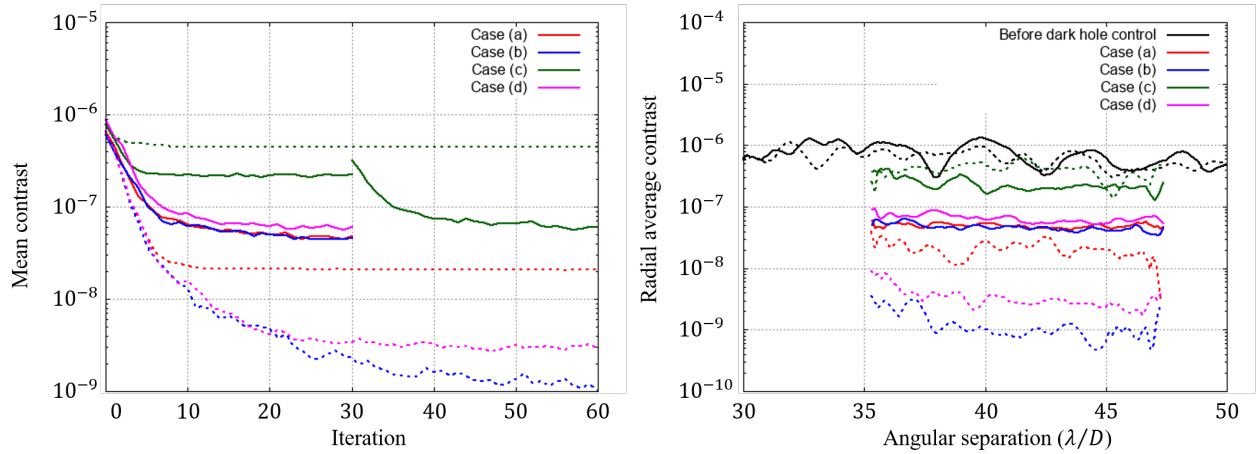


図 3.8: 第 1 実験の結果。(左) 制御回数の関数とした平均コントラスト。赤、青、緑およびマゼンタの実線は、それぞれ表 3.3 および図 3.7 の (a-d) の場合の結果である。(右) 動径平均コントラスト。黒線は、ダークホール制御前の結果を示す。双方のグラフにおいて、実線は実験結果、点線は実験に対応した数値シミュレーション結果である。

法を適用した結果である。30 回の制御後の平均コントラストは 4.6×10^{-8} であり、(a) の結果と比較して、ハーフトーン手法の適用によるコントラストの改善は確認できなかった。

次に、位相分解能を $2\pi/256$ に設定して、同様の実験を行った。ハーフトーン手法を用いない場合の結果を、図 3.7(c) に示す。30 回の制御後の平均コントラストは、 2.2×10^{-7} であった。ここからさらに 30 回、ハーフトーン手法を適用してダークホール制御を行った。その結果、最終的な平均コントラストは 6.0×10^{-8} に改善された (図 3.8(左) の緑実線)。図 3.7(d) は、位相分解能を $2\pi/256$ として、初めからハーフトーン手法を用いてダークホール制御を行った結果である。30 回の制御後の平均コントラストは、 6.0×10^{-8} であった。

図 3.8(右) に、恒星モデル中心からの離角の関数とした動径平均コントラストを示す。黒実線は、ダークホール制御前の結果である。赤、青、緑およびマゼンタ実線は、ダークホール制御後 (制御回数: 30 回) の、表 3.3 および図 3.7 の (a-d) の結果である。表 3.3 と図 3.7、図 3.8 により、位相分解能を $2\pi/256$ に設定した場合において、ハーフトーン手法の適用によりコントラストが改善されることを実証することができた。

図 3.9 は、広いダークホールを形成した第 2 実験の結果である。図 3.9 の左端は、ダークホール制御前の焦点面画像であり、ダークホール制御のターゲット領域をマゼンタ実線で示す。赤の十字印は、恒星モデル位置を示す。ターゲット領域は、恒星モデル中心から内半径が $7\lambda/D$ 、外半径が $45\lambda/D$ の半リ

表 3.4: 第2実験結果のまとめ。

Case	Pixel format	Subregion size	Nyquist limit	Phase resolution	Halftone	Mean contrast
	$N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$	$N_{\text{sub}} \times N_{\text{sub}}$	$N_{\text{nq}} \times N_{\text{nq}}$	σ_{res}		
	(pixels)	(pixels)	(λ/D)	(rad)		
(a)	288×288	1×1	288×288	$2\pi/1024$	No	9.3×10^{-8}
(b)	288×288	3×3	96×96	$2\pi/1024$	Yes	1.3×10^{-7}
(c)	288×288	1×1	288×288	$2\pi/256$	No	1.3×10^{-7}
(d)	288×288	3×3	96×96	$2\pi/256$	Yes	1.2×10^{-7}

注: ダークホール制御前の初期コントラストは 1.4×10^{-6} であった。

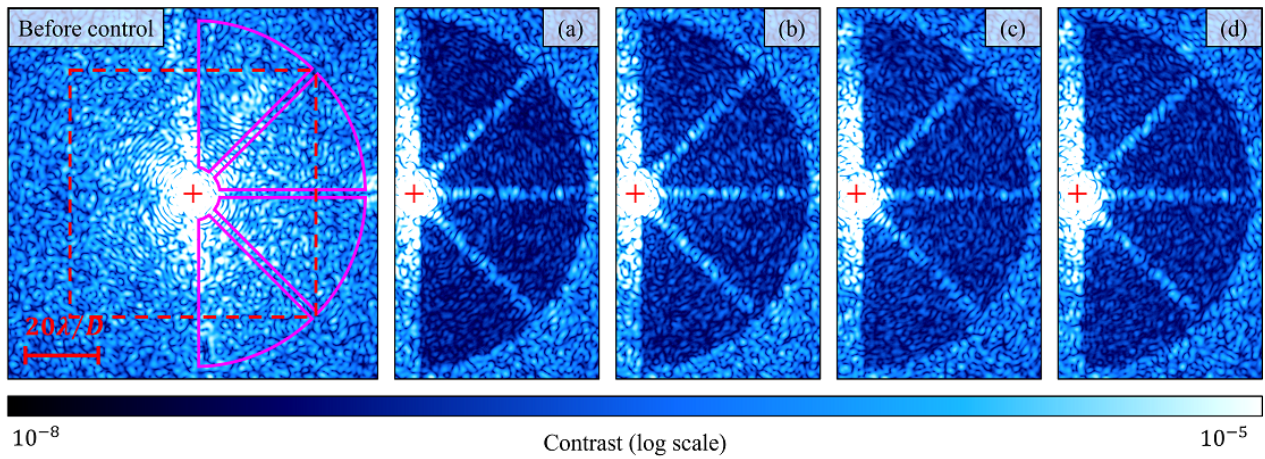


図 3.9: 第2実験の結果。左端は、ダークホール制御前の画像である。赤の十字印は、恒星モデル位置を示す。ダークホール制御のターゲット領域は、恒星モデル中心から内径 $7\lambda/D$ 、外径 $45\lambda/D$ の半リング型領域に設定した (マゼンタ実線)。赤破線は、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を示す。(a-d) ダークホール制御後 (制御回数: 50 回) の画像で、結果は表 3.4 にまとめられている。

ング型領域と設定した。本実験では数値シミュレーションよりも余裕をもって、8OPM の位相境界から $2\lambda/D$ 以内の距離にある領域を、ターゲット領域から除外した。スペックル除去のために、1 回の制御で強度の大きいスペックルを 100 点選択した。第2実験の結果を、表 3.4 にまとめる。

50 回の制御後の平均コントラストは、(a) 位相分解能が $2\pi/1024$ でハーフトーン手法を用いない場合で 9.3×10^{-8} 、(b) 位相分解能が $2\pi/1024$ でハーフトーン手法を用いた場合で 1.3×10^{-7} 、(c) 位相分解能が $2\pi/256$ でハーフトーン手法を用いない場合で 1.3×10^{-7} 、(d) 位相分解能が $2\pi/256$ でハーフトーン手法を用いた場合で 1.2×10^{-7} であった。ここで、平均コントラストは、ターゲット領域から $1\lambda/D$ だけ縮小した領域内で計算した。制御回数の関数とした平均コントラストを、図 3.10(左) に実線で示す。

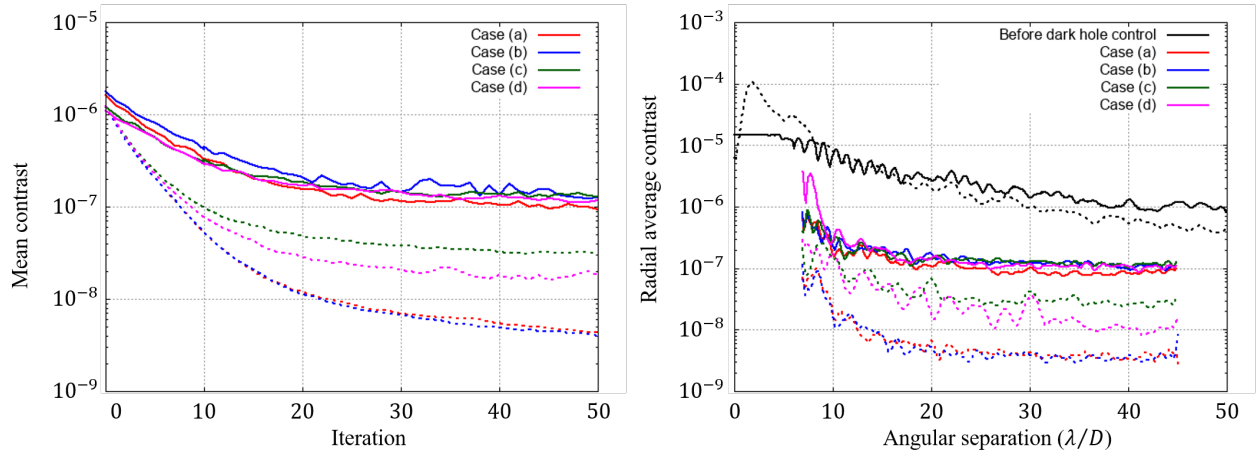


図 3.10: 第 2 実験の結果。(左) 制御回数の関数とした室内実験における平均コントラスト。赤、青、緑およびマゼンタの実線は、それぞれ表 3.4 および図 3.9 の (a-d) の場合の結果である。(右) 動径平均コントラスト。黒線は、ダークホール制御前の結果を示す。双方のグラフで、実線は実験結果、点線は実験に対応した数値シミュレーション結果である。

また、図 3.10(右) は、それぞれの場合における、恒星モデル中心からの離角の関数とした動径平均コントラストである。黒実線は、ダークホール制御前の結果である。およそ $5\lambda/D$ 以内では、CCD カメラがサチュレーションを起こしているため、コントラストを測定することができない。表 3.4 と図 3.9、図 3.10 より、位相分解能が $2\pi/256$, $2\pi/1024$ のいずれの場合も、ハーフトーン手法によるコントラストの改善は確認できなかった。

3.5 考察

次に、数値シミュレーションおよび室内実験で得られた結果について、3.5.1 節および 3.5.2 節にて考察する。数値シミュレーションと室内実験では、ダークホール制御アルゴリズムとして SAN 法を用いた。3.5.3 節では、他の制御アルゴリズムである EFC 法にハーフトーン手法を適用した数値シミュレーションについて述べる。

3.5.1 数値シミュレーション結果についての考察

数値シミュレーションの結果 (表 3.2、図 3.4、図 3.5) は、ハーフトーン手法の適用により、波面制御デバイスの位相分解能によるコントラスト劣化が改善されることを実証している。ハーフトーン手法を用いた場合 (c-e) で得られたコントラストは、異なるサイズのサブ領域に対して、わずかな違いが生じた。

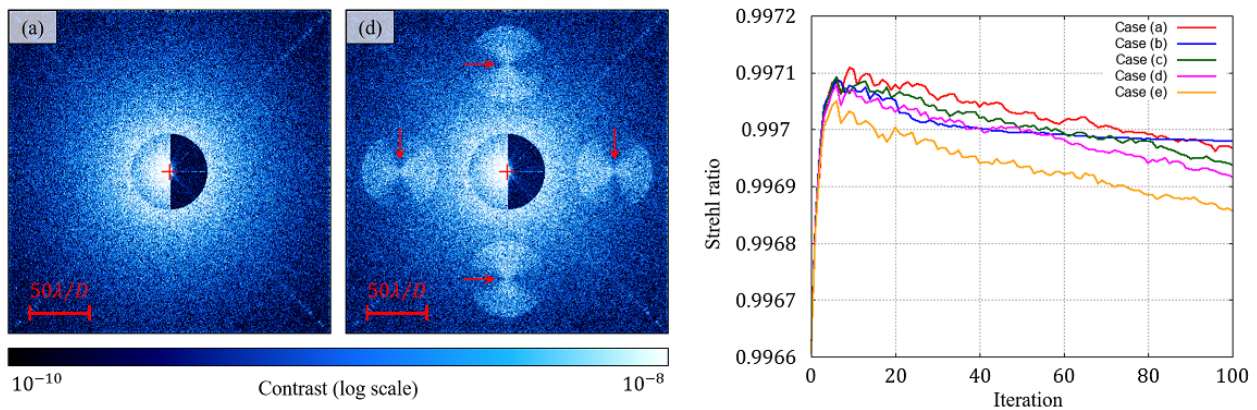


図 3.11: (左) SAN 法を用いた数値シミュレーションにおける図 3.4(a,d) の広域画像。(d) の画像には赤矢印で示す位置に、(a) の画像には見られない回折パターンが現れている。(右) 制御回数の関数としての惑星像の Strehl 比。赤、青、緑、マゼンタおよびオレンジのグラフはそれぞれ、表 3.2 に示す 5 つの場合 (a-e) における結果である。

振幅および位相収差の大きさ、コロナグラフの種類、波面制御デバイスの制御素子数、ターゲット領域などを考慮して、サブ領域サイズなどのハーフトーン手法のパラメータを最適化することは、今後の興味深い課題であると考えられる。

図 3.11(左) に、図 3.4(a,d) の最終焦点面の広域画像を示す。ハーフトーン手法を用いた場合 (d) の画像には、用いない場合 (a) の画像には見られない回折パターンが現れている。回折パターンの位置を赤矢印で示す。この回折パターンは、ハーフトーン手法によって発生し、その位置はサブ領域サイズ $N_{\text{sub}} \times N_{\text{sub}}$ に依存すると考えられる。この回折パターンは、惑星像に対しても現れると考えられる。そのため、惑星光のエネルギーを広い領域に拡散し、惑星像の Strehl 比を低減させてしまうと可能性がある。Strehl 比とは、波面収差がない場合の惑星像の最大強度で、波面収差がある場合の惑星像の最大強度を規格化した値であり、波面収差による惑星像の劣化度合を示す指標である (無収差の像は、Strehl 比が 1 となる)。図 3.11(右) は、表 3.2 で示された 5 つの場合における、制御回数の関数としての Strehl 比の変化を表す。すべての場合で、Strehl 比はほぼ 1 (0.9966 から 0.9972 の範囲) となっている。これにより、図 3.11(d) で確認されるような回折パターンは、惑星像の質にはほとんど影響を与えないと考えられる。

3.5.2 室内実験結果についての考察

第 1 実験において、図 3.8 で示されるように、位相分解能を $2\pi/256$ に設定したとき、ハーフトーン手法の適用によりコントラストが改善されることを実証した。一方で、位相分解能を $2\pi/1024$ に設定した

ときは、ハーフトーン手法によるコントラストの改善は確認できなかった。また第2実験では、図3.10で示されるように、位相分解能が $2\pi/256$ と $2\pi/1024$ の両方の場合において、ハーフトーン手法によるコントラストの改善は確認できなかった。ハーフトーンダークホール制御で達成され得るコントラストを検証するために、それぞれの実験に対応する数値シミュレーションを行った。この数値シミュレーションでは、ダークホール制御前のコントラストが、実証実験と同程度になるように、入射瞳面での振幅および位相収差を設定した。この数値シミュレーションの結果は、図3.8と図3.10に破線で示してある。

第1実験に対応した数値シミュレーションで、60回の制御後の平均コントラストはそれぞれ、(a) 位相分解能が $2\pi/1024$ でハーフトーン手法を用いない場合で 2.1×10^{-8} 、(b) 位相分解能が $2\pi/1024$ でハーフトーン手法を用いた場合で 1.0×10^{-9} 、(c) 位相分解能が $2\pi/256$ でハーフトーン手法を用いない場合で 4.5×10^{-7} 、(d) 位相分解能が $2\pi/256$ でハーフトーン手法を用いた場合で 2.9×10^{-9} であった。(c)の場合、実験で得られたコントラスト(2.2×10^{-7})は、数値シミュレーションのコントラスト(4.5×10^{-7})と同程度であった。しかし、その他の実験では、対応する数値シミュレーションに比べてコントラストが悪いという結果であった。また、図3.8(左)に示した(a, b)の場合の数値シミュレーションの結果では、実験で得られたコントラストよりも良いレベル(およそ 2×10^{-8} 以下)で、ハーフトーン手法の効果が表れていることが分かる。そのため、実験でハーフトーン手法の効果が確認できなかったのは、確認できるレベルまでコントラストが達していないためである可能性が考えられる。

一方、第2実験に対応した数値シミュレーションで、50回の制御後の平均コントラストはそれぞれ、(a) 位相分解能が $2\pi/1024$ でハーフトーン手法を用いない場合で 4.4×10^{-9} 、(b) 位相分解能が $2\pi/1024$ でハーフトーン手法を用いた場合で 4.0×10^{-9} 、(c) 位相分解能が $2\pi/256$ でハーフトーン手法を用いない場合で 3.1×10^{-8} 、(d) 位相分解能が $2\pi/256$ でハーフトーン手法を用いた場合で 1.8×10^{-8} であった。すべての場合において、実験で得られたコントラストは、対応する数値シミュレーションに比べて悪い結果であった。また、この数値シミュレーションでは、位相分解能が $2\pi/256$ の場合は、ハーフトーン手法によってコントラストが改善されているが、 $2\pi/1024$ の場合には、ハーフトーン手法によるコントラストが改善は確認できなかった。

実証実験と数値シミュレーションの結果の比較すると、実験で得られたコントラストは、第1実験ではおよそ 5×10^{-8} 、第2実験ではおよそ 1×10^{-7} に制限されていることがわかる。一方で、シミュレーションではより高いコントラストが得られている。そのため、実験上の何らかの要因でコントラストが制限されている可能性がある。現状、制限要因の特定には至っていないが、可能性として、実験室内の 대기揺らぎや装置の振動などのテストベッドの環境や、光学素子や偏光操作の不完全性により生じるインコヒーレント光成分などが挙げられる。より高いコントラストを達成するために、制限要因を究明することが今後の課題である。

本章の実証実験では、入射瞳直径にわたる SLM の素子数は、 $N_{\text{WFC}} = 288$ ピクセルであった。しかし、実験で用いた SLM は、 1440×1050 素子を有しており、より多くの素子をダークホール制御に用いることができる。例えば、入射瞳内の制御素子数が $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}} = 1000 \times 1000$ になるように入射瞳を大きくし、ハーフトーンダークホール制御のサブ領域サイズを $N_{\text{sub}} = 3$ とした場合、恒星の中心からおよそ $165\lambda/D$ だけ離れた位置にダークホールの形成が可能と考えられる。

本章の数値シミュレーションや実証実験では、SLM の影響関数を理想的な正方形関数 (図 2.8(a)) と仮定した。しかし、現実的な SLM の影響関数は、図 2.8(b) に示すように、正方形関数ではないと考えられる。そのため、影響関数が理想的な場合からずれたときに、コントラストがどれだけ劣化するかを調査することは重要である。

3.5.3 Electric Field Conjugation (EFC) 法へのハーフトーン手法の適用

これまでの数値シミュレーションや実証実験では、ダークホール制御アルゴリズムに SAN 法を用いた。本節では、ダークホール制御アルゴリズムに EFC 法 [16] を用いた場合の数値シミュレーションについて述べる。

EFC 法は、最適化問題を解くことでダークホール制御のターゲット領域のスペックルを 1 度に除去することができる手法である。EFC 法の詳細は、付録 C.2 に記述する。式 (3.2) に示すように、位相分解能 σ_{res} が低い波面制御デバイスでも、制御素子数 N_{WFC} が多いと高いコントラストが得られると期待される。しかし、EFC 法では、付録 C.2 で示すように、制御素子数が多いと計算機に要求されるメモリが大きくなってしまう。そこで、ハーフトーン手法を EFC 法に適用することで、制御素子数が多い場合でも、計算機に大きなメモリを必要とせずに高いコントラストが達成できることを示す。

まず、EFC 法にハーフトーン手法を適用する手順を示す。

- (I): 波面制御デバイスを、 $N_{\text{sub}} \times N_{\text{sub}}$ ピクセルのサブ領域に分割し、 $N_{\text{nq}} \times N_{\text{nq}}$ 素子相当の波面制御デバイスとする。
- (II): $N_{\text{nq}} \times N_{\text{nq}}$ 素子相当の波面制御デバイスとして、EFC 法によりダークホールを形成するための位相制御マップを求める。
- (III): サブ領域内で量子化誤差が最小になるように、ハーフトーン手法を用いて各ピクセルの位相レベルを設定する。

波面制御デバイスを $N_{\text{nq}} \times N_{\text{nq}}$ 素子相当とすることで、EFC 法で要求される計算機のメモリを小さくすることができる。

次に、達成されるコントラストを評価するために、数値シミュレーションを行った。数値シミュレー

表 3.5: EFC 法を用いた数値シミュレーション結果のまとめ。

Case	Pixel format $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$ (pixels)	Subregion size $N_{\text{sub}} \times N_{\text{sub}}$ (pixels)	Nyquist limit $N_{\text{nq}} \times N_{\text{nq}}$ (λ/D)	Phase resolution σ_{res} (rad)	Halftone	Mean contrast
(a)	64×64	1×1	64×64	Continuous	No	5.3×10^{-11}
(b)	64×64	1×1	64×64	$2\pi/1024$	No	2.9×10^{-9}
(c)	64×64	4×4	16×16	$2\pi/1024$	Yes	3.5×10^{-9}
(d)	256×256	4×4	64×64	$2\pi/1024$	Yes	6.1×10^{-11}

注: ダークホール制御前の初期コントラストは 5.8×10^{-6} であった。

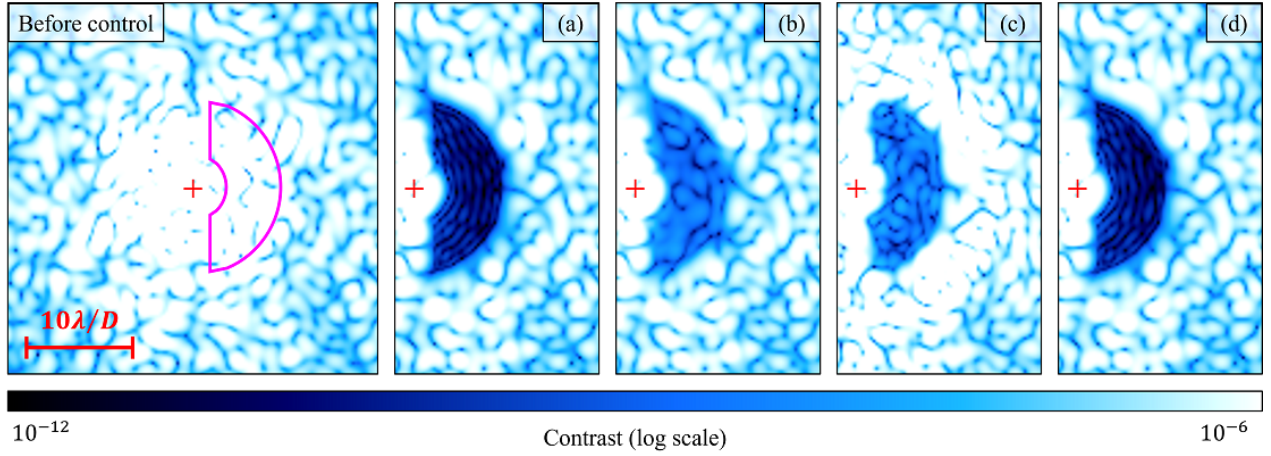


図 3.12: EFC 法を用いた数値シミュレーションで得られた最終焦点面画像。左端は、ダークホール制御前の画像である。赤の十字印は、恒星の位置を示す。タークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示される半リング型領域である。ターゲット領域の内半径、外半径はそれぞれ $3\lambda/D$ 、 $8\lambda/D$ である。(a-d) ダークホール制御後の画像で、結果は表 3.5 にまとめられている。

シミュレーションでの各パラメータは、SAN 法の数値シミュレーションと同様のもの (表 3.1) を用いた。図 3.12 の左端は、ダークホール制御前の最終焦点面画像である。赤の十字印は、恒星の位置を示す。ダークホール制御のターゲット領域は、マゼンタ実線で示される半リング型領域である。この領域の内半径および外半径はそれぞれ、 $3\lambda/D$ および $8\lambda/D$ に設定した。平均コントラストは、これまでの数値シミュレーションや実証実験と同様に、ターゲット領域から $1\lambda/D$ だけ縮小した領域で計算した。

数値シミュレーションの結果を、表 3.5 にまとめる。(a-c) では、波面制御デバイスの素子数を $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}} = 64 \times 64$ とした。図 3.12(a) は、ダークホール制御後の最終焦点面画像である。(a) の場合、連続的な位相制御が可能な理想的な波面制御デバイスを仮定し、ハーフトーン手法は用いていな

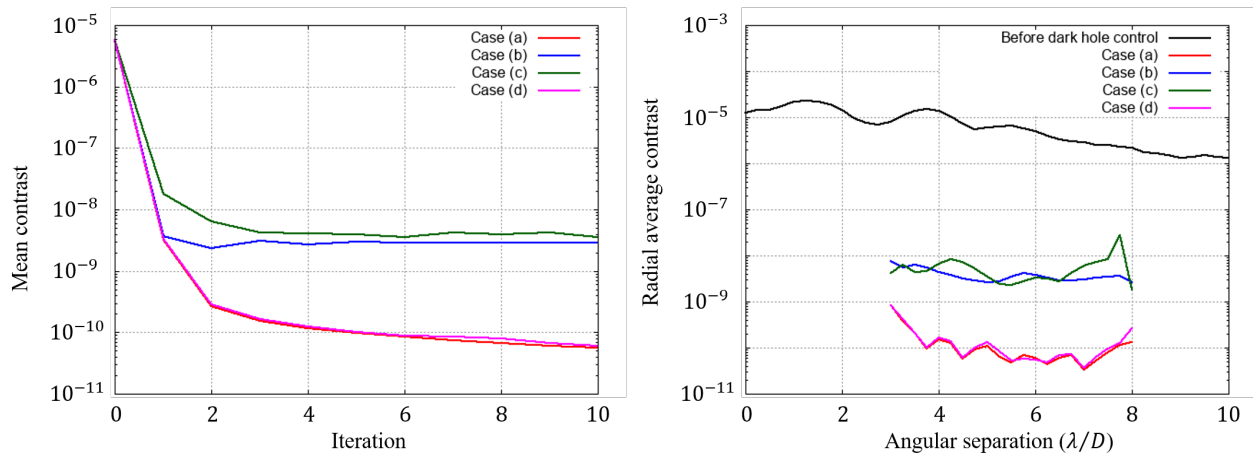


図 3.13: EFC 法を用いた数値シミュレーション結果。(左) 制御回数の関数としてプロットした平均コントラスト。赤、青、緑およびマゼンタの実線は、それぞれ表 3.5 および図 3.12 の (a-d) の場合の結果である。(右) 動径平均コントラスト。黒線は、ダークホール制御前の結果を示す。

い。図 3.13(左) は、制御回数の関数とした平均コントラストである。また、図 3.13(右) は、恒星中心からの離角の関数とした動径平均コントラストである。(a) の場合、10 回の制御後の最終的な平均コントラストは 5.3×10^{-11} に達した。

波面制御デバイスの位相分解能を $2\pi/1024$ に設定した (b) の場合、最終的な平均コントラストは 2.9×10^{-9} に悪化した。(c) では、 $2\pi/1024$ の位相分解能の波面制御デバイスに、ハーフトーン手法を適用した。ハーフトーン手法のサブ領域サイズは、 4×4 に設定した。このとき、最終的な平均コントラストは (b) の場合と同程度の 3.5×10^{-9} であった。つまり、ハーフトーン手法によるコントラストの改善は見られなかった。しかし、計算機に要求されるメモリは、(b) の場合で 64×64 素子の波面制御デバイスに対応する大きさであるが、(c) の場合では、 16×16 素子の波面制御デバイスに対応する大きさである。つまり、ハーフトーン手法を用いることで、計算機に要求されるメモリを小さくし、同等のコントラストを達成できることを示している。

最後に、波面制御デバイスの素子数を増やし ($N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}} = 256 \times 256$)、ハーフトーン手法のサブ領域サイズを 4×4 として、同様の数値シミュレーションを行った (d)。この場合、計算機に要求されるメモリは、(a,b) の場合と等しい。最終的な平均コントラストは、 6.1×10^{-11} に達した。この平均コントラストは、波面制御デバイスが連続的な波面制御が可能な理想的な場合 (a) に達成されるコントラストと同程度である。また (b,c) の結果と同様に考えると、この平均コントラストは、制御素子数 $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}} = 256 \times 256$ でハーフトーン手法を用いない場合と同程度であると考えられる。この結

果は、位相分解能が $2\pi/1024$ で、制御素子数が $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}} = 256 \times 256$ の波面制御デバイスを用いて、ハーフトーン手法を EFC 法に適用することで、計算機に要求されるメモリを抑えつつ、 10^{-11} レベルのコントラストを達成できることを示唆するものである。

3.6 第3章のまとめ

本章では、高コントラスト観測技術において、波面制御デバイスの位相分解能で制限されたコントラストを改善するために、ハーフトーンダークホール制御技術の開発を行った。数値シミュレーションと実証実験により、ハーフトーンダークホール制御の効果を検証した。

数値シミュレーションでは、8OPM コロナグラフにおいて、ダークホール制御アルゴリズムとして SAN 法を用いた。ハーフトーン手法を用いない場合、ダークホール内の平均コントラストは 1.4×10^{-9} に制限された。ハーフトーン手法を用いることで、平均コントラストを 3.8×10^{-10} に改善することに成功した。

実証実験では、波面制御デバイスとして、位相分解能が $2\pi/1024$ の SLM を用いた (3.4.1 節で述べたように、この値はあくまで目安である)。この実験では、ハーフトーン手法の適用によるコントラストの改善は確認できなかった。そこで、位相分解能を $2\pi/256$ に設定し、同様の実験を行った。このとき、ハーフトーン手法を用いない場合の平均コントラストが 2.2×10^{-7} であったのに対し、ハーフトーン手法を用いることで、 6.0×10^{-8} に改善することに成功した。しかし、ハーフトーン手法を用いた場合でも、実証実験では、数値シミュレーションで得られたコントラストには達しなかった。今後は、実証実験においてコントラストが制限された要因を調査し、数値シミュレーションで得られた 10^{-10} レベルのコントラスト達成を目指すことが課題となる。

ハーフトーン手法のもうひとつの利点は、EFC 法のための制御行列のサイズを小さくすることが可能となることである。そこで、EFC 法にハーフトーン手法を適用した数値シミュレーションを行った。位相分解能が $2\pi/1024$ 、制御素子数が 256×256 の波面制御デバイスを用いた場合、ハーフトーン手法を用いることで計算機に要求されるメモリを抑え、 6.1×10^{-11} の平均コントラストを達成した。EFC 法にハーフトーン手法を適用した実証実験も、今後の興味深い課題である。

第 4 章

連星ダークホール制御技術

4.1 第 4 章の目的

第 1 章で述べたように、多重連星の系外惑星も興味深い観測ターゲットである。しかし多重連星では、複数の恒星からの光が惑星の検出を妨げてしまう点において困難であるとされている。多重連星におけるダークホール制御では、恒星間の離角が問題となる。例えば、第 1 章で述べた α Centauri A, B の間の離角は、観測波長 $\lambda = 650$ nm、望遠鏡直径 $D = 2.4$ m を想定すると $107\lambda/D$ になり [45]、典型的な可変形鏡 (DM) の Nyquist 領域を超える。

以上の結果を踏まえて、本章の目的は、連星周りの惑星観測のための高コントラスト観測技術を開発することである。本章では主に、恒星が 2 つの連星について考える。先行研究において、空間光変調器 (SLM) を用いた連星ダークホール制御が提案され、数値シミュレーションが行われている [46]。SLM には、第 2 章で示したように、数 $100 \lambda/D$ にわたる広い Nyquist 領域を可能にするという利点がある。SLM の広い Nyquist 領域は、離角の大きい連星系における高コントラスト観測において有効であると考えられる。本研究では、先行研究の数値シミュレーション結果を受け、SLM を用いた連星ダークホール制御の実証実験を行った。

本章の構成は、以下の通りである。4.2 節では、コロナグラフとして共通光路ナル干渉コロナグラフ (CP-VNC) [9]、波面制御デバイスとして SLM を用いた、連星における高コントラスト観測の原理を述べる。4.3 節では、2 つの単色光源を用いて連星を模擬した室内実証実験の結果を示す。得られた室内実験結果について、4.4 節において考察する。4.5 節に、本章のまとめと今後の展望を述べる。

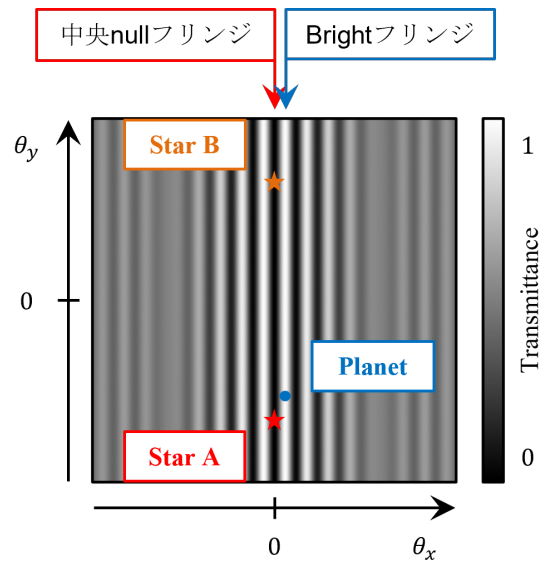


図 4.1: 20% のバンド幅の広帯域光を仮定した場合の、CP-VNC による天体光の透過率の入射角依存性と、連星系を観測する際の 2 つの恒星と惑星の配置の例。

4.2 原理

4.2.1 CP-VNC による連星系の観測

連星系では、2つの恒星からの光が惑星の観測を妨げる。そのため、連星（さらには、三重連星）からの回折光を除去するためのコロナグラフが提案されている [47, 48, 49, 50]。本研究では、2つの恒星からの回折光を除去するために、コロナグラフとして CP-VNC [9] を用いる。図 2.1 に示すように、CP-VNC は透過軸が直交する偏光子 (P1, P2) と、その間の Savart 板 (SP) から構成される。CP-VNC は、連星の回折光を除去できるコロナグラフであると期待される。式 (2.9) で示されるように、CP-VNC の透過率は入射角 θ_x に依存する。図 4.1 に、20% のバンド幅の広帯域光を仮定した場合の CP-VNC による天体光の透過率の入射角依存性と、連星系を観測する際の天体の配置の例を示す。連星系の恒星 A, B が中央 null フリンジに結像されるように光学系を調整することにより、2つの恒星はともに打ち消し合う干渉により除去される。一方で、惑星像が強め合う干渉を起こす bright フリンジ上に結像されれば、観測することが可能となる a。

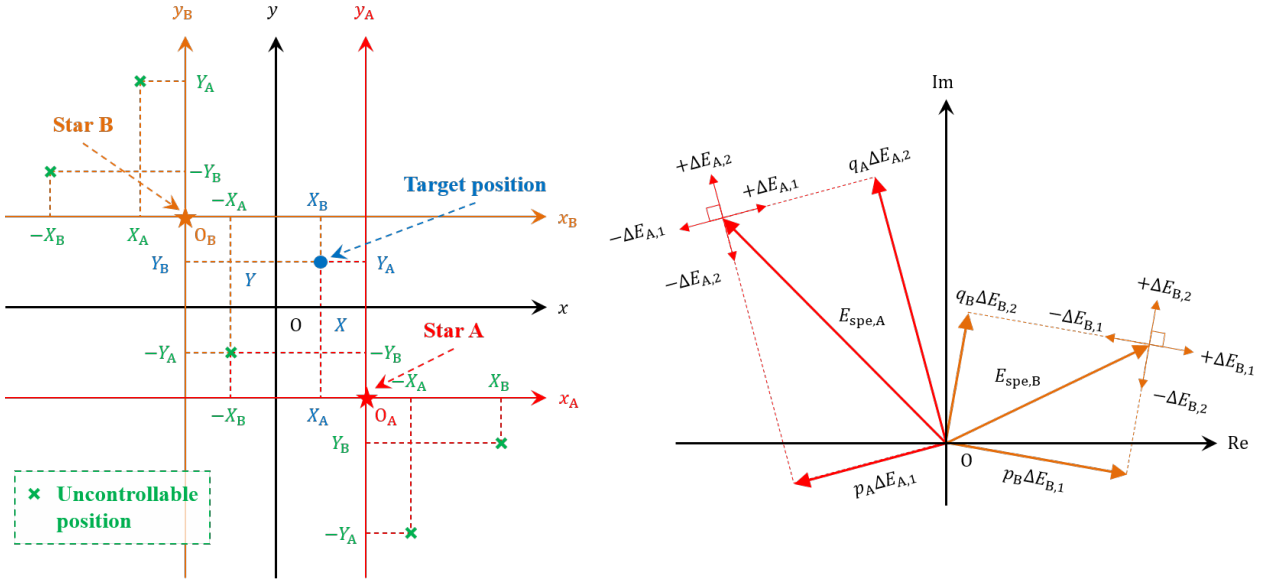


図 4.2: (左) ターゲットスペックルの位置を示す焦点面の座標系。焦点面の座標系 (x, y) において (X, Y) の位置のターゲットスペックルは、恒星 A の座標系 (x_A, y_A) では (X_A, Y_A) 、恒星 B の座標系 (x_B, y_B) では (X_B, Y_B) で示される。緑 $\times$ 印は、ダークホール制御時に同時に電場が動いてしまう位置を表し、この位置ではダークホール制御ができない。(右) 複素平面における恒星 A、B のスペックル電場。2 つの恒星からのスペックルは、互いにインコヒーレントであり、SAN 法による電場測定のために、SLM によってそれぞれ 4 回 (合計 8 回) の変調が必要である。

4.2.2 連星ダークホール制御

上述のように、CP-VNC は連星の回折光を同時に除去することができる。しかし、光学素子の面粗さなどによる波面収差は残留スペックルを引き起こし、暗い惑星の観測を妨げる。惑星観測のためには、2 つの恒星のスペックルを同時に除去する必要がある。さらに連星の場合、恒星間の離角が問題となる。上述の α Centauri A, B のように、離角が $100 \lambda/D$ 程度となると、DM の Nyquist 領域を超えてしまう。本研究では、波面制御デバイスとして SLM を用いる。離角の大きな連星系でのダークホール制御のためには、Nyquist 領域の大きい SLM が有効であると考えられる。SLM は図 2.5 に示すように、Savart 板と後段の偏光子 P2 との間に置かれる。

多重連星におけるダークホール制御の基本概念が提案されている [45, 51]。連星系の場合、恒星 A, B のスペックルを同時に除去する必要がある。図 4.2(左) に示すように、焦点面の座標系 (x, y) において (X, Y) の位置にスペックルがあるとする。このスペックルの位置を、恒星 A, B を中心とした座標系 $(x_A, y_A), (x_B, y_B)$ において、それぞれ $(X_A, Y_A), (X_B, Y_B)$ と表現する。2 つの恒星のスペックルを除去

するためには、スペックルの位置は「非冗長」である必要がある [45, 51]。このことについて、以降で述べる。いま、座標系 (x, y) における (X, Y) の位置のスペックルを除去することを考える (図 4.2(左) の target position)。位置 (X, Y) は、座標系 (x_A, y_A) では (X_A, Y_A) の位置に相当する。この位置の電場を制御する場合、点対称の位置 $(-X_A, -Y_A)$ の電場も同時に動いてしまう。そのため、この $(-X_A, -Y_A)$ の位置の電場は任意に制御することはできない。このとき、恒星 B に対しては、座標系 (x_B, y_B) において $(\pm X_A, \pm Y_A)$ の位置の電場が動いてしまうため、これらの位置でも電場を任意に制御することができない。ターゲット位置 (X, Y) を座標系 (x_B, y_B) で見たときも、同様に考える。座標系 (x_B, y_B) における (X_B, Y_B) の位置の電場を制御する場合、座標系 (x_B, y_B) における $(-X_B, -Y_B)$ 、座標系 (x_A, y_A) における $(\pm X_B, \pm Y_B)$ の位置の電場を任意に制御することができない (これらの制御不可の位置を、図 4.2(左) に緑 × 印で示す)。そのため、除去するスペックルは、これらの制御不可の位置に重ならないように (すなわち、非冗長となるように) 選ぶ必要がある。

焦点面の座標系 (x, y) において、 (X, Y) に位置するスペックルを除去する際、SLM の位相変調 $\phi_{\text{SLM}}(u, v)$ は、

$$\phi_{\text{SLM}}(u, v) = \phi_{\text{SLM},A}(u, v) + \phi_{\text{SLM},B}(u, v), \quad (4.1)$$

で表される。ここで、 $\phi_{\text{SLM},k}(u, v)$ ($k = A, B$) は、図 4.2(左) に示す (X_k, Y_k) の位置において、それぞれの恒星のスペックルを除去するための位相変調である。位相変調 $\phi_{\text{SLM}}(u, v)$ を求めるために、それぞれのスペックルの電場 $E_{\text{spe},k}(x, y)$ を同時に測定する必要がある。本章では、連星のスペックル電場の測定のために、Speckle Area Nulling (SAN) 法 [15] を応用する。単一星のための SAN 法については、付録 C.1 で述べる。図 4.2(右) に、連星系に SAN 法を適用した場合の、スペックル電場と制御電場の振る舞いを示す。この方法では、元のスペックル強度 $I_{\text{spe}}(x, y)$ と、SLM によって位相変調を加えた 8 つの強度 $I_{k,n}(x, y)$ ($k = A$ または B , $n = 1, 2, 3, 4$) の合計 9 回の測定から電場を求める。焦点面のターゲット位置 (X_k, Y_k) に電場を発生させるための 8 つの位相変調 $\phi_{\text{SLM},k,n}(u, v)$ は、

$$\phi_{\text{SLM},k,n}(u, v) = \alpha_k \sin \left[\frac{2\pi R_k}{\lambda f} (u \cos \Omega_k + v \sin \Omega_k) + \frac{n-1}{2} \pi \right], \quad (4.2)$$

で与えられる。ここで、 $R_k = \sqrt{X_k^2 + Y_k^2}$, $\Omega_k = \tan^{-1}(Y_k/X_k)$ である。位相変調の振幅 α_k は、変調によって発生する焦点面電場の振幅が、除去したいスペックル電場の振幅と同程度になるように決められる。 f は、焦点面を形成するために用いられるレンズの焦点距離である。

位相変調により生じた電場 $\Delta E_{k,n}(X, Y)$ が、元のスペックル電場に加えられる。式 (4.2) より、 $\Delta E_{k,3}(X, Y) = -\Delta E_{k,1}(X, Y)$ および $\Delta E_{k,4}(X, Y) = -\Delta E_{k,2}(X, Y)$ であることがわかる。さらに図 4.2(右) に示すように、 $\Delta E_{k,1}(X, Y)$ と $\Delta E_{k,2}(X, Y)$ は複素平面上で直交している。ターゲット位置 (X_k, Y_k) が、点対称位置 $(-X_k, -Y_k)$ から十分遠く、それぞれの位置に発生する電場が互いに影響をお

よばさないと仮定する。また先述の通り、座標系 (x_A, y_A) における (X_A, Y_A) の位置の恒星 A のスペックル電場を測定するとき、座標系 (x_B, y_B) における $(\pm X_A, \pm Y_A)$ の位置の恒星 B の電場も同時に変調される。そのため、恒星 A のスペックル電場の測定の際に、恒星 B の電場の変調の影響が無視できるように、恒星 B の変調位置 (座標系 (x_B, y_B) における $(\pm X_A, \pm Y_A)$ の位置) が、ターゲット位置 (座標系 (x_A, y_A) における (X_A, Y_A) の位置) から十分遠くなるように設定する必要がある。恒星 B のスペックル電場を測定するときも、同様である。

ターゲット位置 (X, Y) における 9 つの測定強度 $I_{\text{spe}}(X, Y)$, $I_{k,n}(X, Y)$ はそれぞれ、

$$I_{\text{spe}}(X, Y) = |E_{\text{spe,A}}(X, Y)|^2 + |E_{\text{spe,B}}(X, Y)|^2 + I_p(X, Y), \quad (4.3)$$

$$I_{A,n}(X, Y) = |E_{\text{spe,A}}(X, Y) + \Delta E_{A,n}(X, Y)|^2 + |E_{\text{spe,B}}(X, Y)|^2 + I_p(X, Y), \quad (4.4)$$

$$I_{B,n}(X, Y) = |E_{\text{spe,A}}(X, Y)|^2 + |E_{\text{spe,B}}(X, Y) + \Delta E_{B,n}(X, Y)|^2 + I_p(X, Y), \quad (4.5)$$

と書くことができる。ここで、 $I_p(X, Y)$ は惑星光の強度である。それぞれの恒星のスペックル電場は、SLM による変調電場を用いて、

$$E_{\text{spe,k}}(X, Y) = p_k \Delta E_{k,1}(X, Y) + q_k \Delta E_{k,2}(X, Y), \quad (4.6)$$

と求めることができる。ここで、 p_k, q_k はそれぞれ測定強度を用いて、

$$\begin{cases} p_k = \frac{I_{k,1}(X, Y) - I_{k,3}(X, Y)}{2[I_{k,1}(X, Y) + I_{k,3}(X, Y) - 2I_{\text{spe}}(X, Y)]} \\ q_k = \frac{I_{k,2}(X, Y) - I_{k,4}(X, Y)}{2[I_{k,2}(X, Y) + I_{k,4}(X, Y) - 2I_{\text{spe}}(X, Y)]} \end{cases} \quad (4.7)$$

である。得られた p_k, q_k を用いて、ダークホール制御のため SLM により与えられるべき位相変調 $\phi_{\text{SLM}}(u, v)$ は、

$$\begin{aligned} \phi_{\text{SLM,k}}(u, v) = & -p_k \alpha_k \sin \left[\frac{2\pi R_k}{\lambda f} (u \cos \Omega_k + v \sin \Omega_k) \right] \\ & - q_k \alpha_k \cos \left[\frac{2\pi R_k}{\lambda f} (u \cos \Omega_k + v \sin \Omega_k) \right]. \end{aligned} \quad (4.8)$$

と決定される。このとき、SLM は、元のスペックル電場 $E_{\text{spe,k}}(X, Y)$ に対して負の電場 $-E_{\text{spe,k}}(X, Y)$ を発生させるため、打ち消し合う干渉によりスペックルが除去される。

4.3 室内実験

4.3.1 実験光学系

連星ダークホール制御の室内実証実験を、テストベッド FACET [44] の光路 C で行った。図 4.3 に、実験光学系を示す。FACET の構築および全体の光学系については、付録 D.1 に記述する。恒星 A, B を

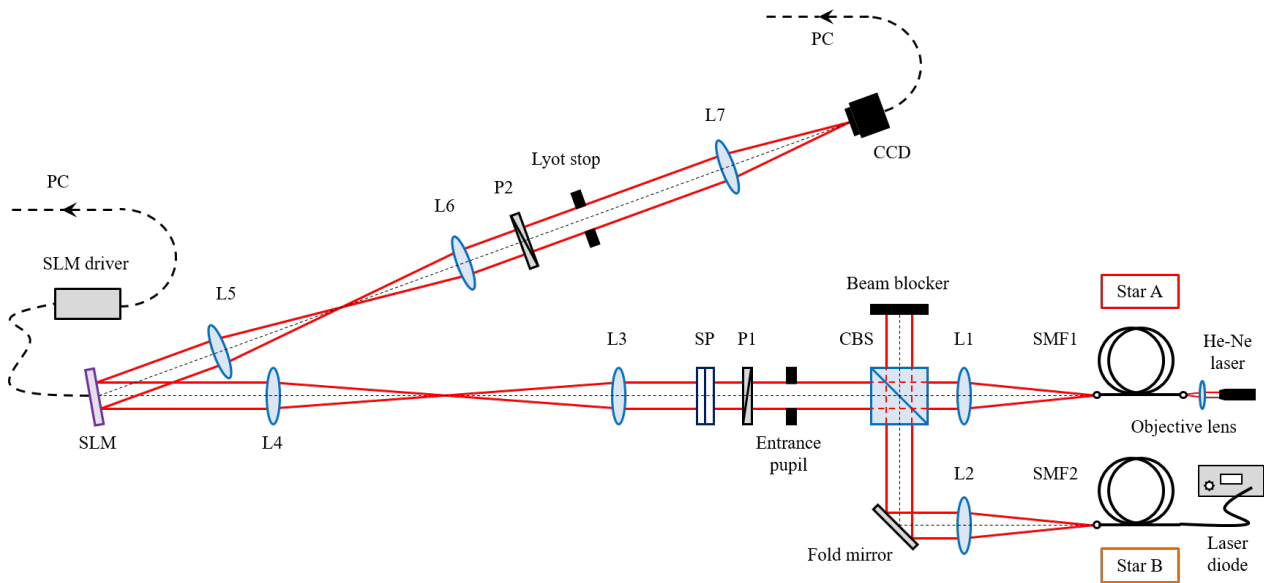


図 4.3: 連星ダークホール制御のための実証実験光学系。

模擬するために、He-Ne レーザー (波長 $\lambda_A = 633 \text{ nm}$) と半導体レーザー (波長 $\lambda_B = 635 \text{ nm}$) の2つの単色光源を用いた。これらの光源の中心波長を、 $\lambda_0 = (\lambda_A + \lambda_B)/2 = 634 \text{ nm}$ と定義する。レンズ L1, L2 (焦点距離 300 mm) でそれぞれコリメートされた2つの光波は、キューブ型ビームスプリッタ (CBS) で合成され、CP-VNC の前段の偏光子 (P1) と Savart 板 (SP) を通過する。Savart 板による分離量は、 $s = 0.65 \text{ mm}$ である。CP-VNC の前に、入射瞳面を定義する直径 $D = 5 \text{ mm}$ の円形開口が置かれる。2つのレンズ L3, L4 (焦点距離 400 mm) によって瞳面が再結像され、ここに SLM (SLM-200, SANTEC CORP.) が置かれる。レンズ L5, L6 (焦点距離 300 mm) によって瞳面がさらに再結像された面 (Lyot 面) に、Lyot ストップを置く。Lyot ストップは、直径 $D_L = 4 \text{ mm}$ であり、入射瞳直径の80% に相当する。Lyot ストップの前に、CP-VNC の後段の偏光子 (P2) が置かれる。レンズ L7 (焦点距離 $f = 300 \text{ mm}$) によって形成される焦点面に CCD カメラ (BU-52LN, BITRAN CORP.) を設置し、連星モデル像を取得する。

4.3.2 CP-VNC による恒星回折光除去

図 4.1 に示すように、CP-VNC による中央 null フリンジ上に恒星が結像すれば、回折光を除去できると期待される。そこでまずは、CP-VNC の中央 null フリンジ上に恒星モデルを結像させ、恒星光除去の実証実験を行った。この実験では、恒星 A のみを用いた。図 4.4(a) は、恒星モデルが bright フリンジ上の $(\theta_x, \theta_y) = (-\lambda_A/2s, \lambda_A/2s) \approx (-3.8\lambda_A/D, 3.8\lambda_A/D)$ に結像させて得られた、コロナグラフの効果がないときの恒星モデル像である。観測強度は、この画像の最大強度で規格化する。この規格化

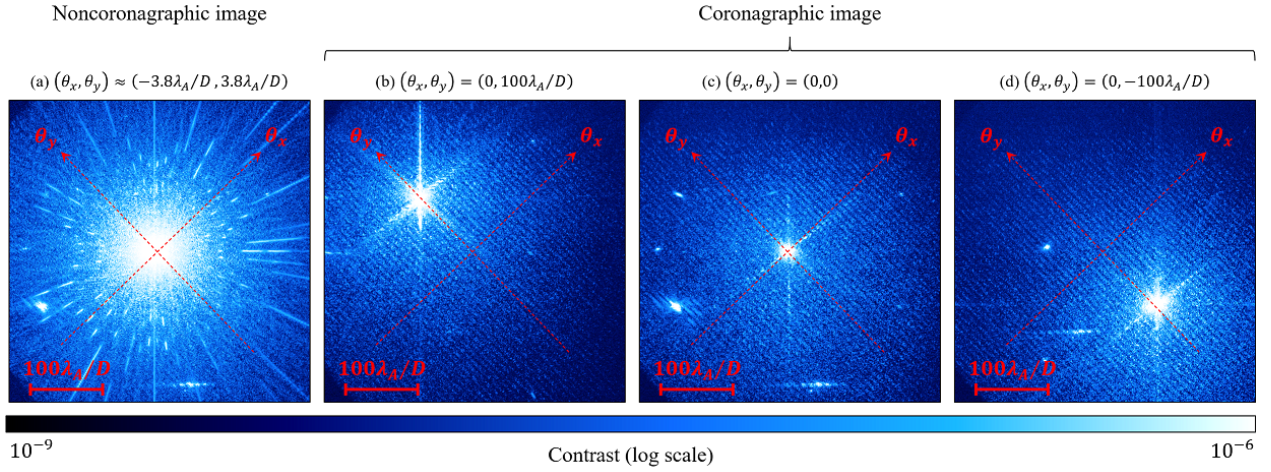


図 4.4: CP-VNC による恒星回折除去の実証実験の結果。(a) 恒星モデルを bright フリンジ上 $(\theta_x, \theta_y) \approx (-3.8\lambda_A/D, 3.8\lambda_A/D)$ に結像させたときに得られる恒星モデル像。(b-d) 恒星モデルを中央 null フリンジ上の 3 つの位置 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0), (0, \pm 100\lambda_A/D)$ に結像させたときに得られる恒星モデル像。

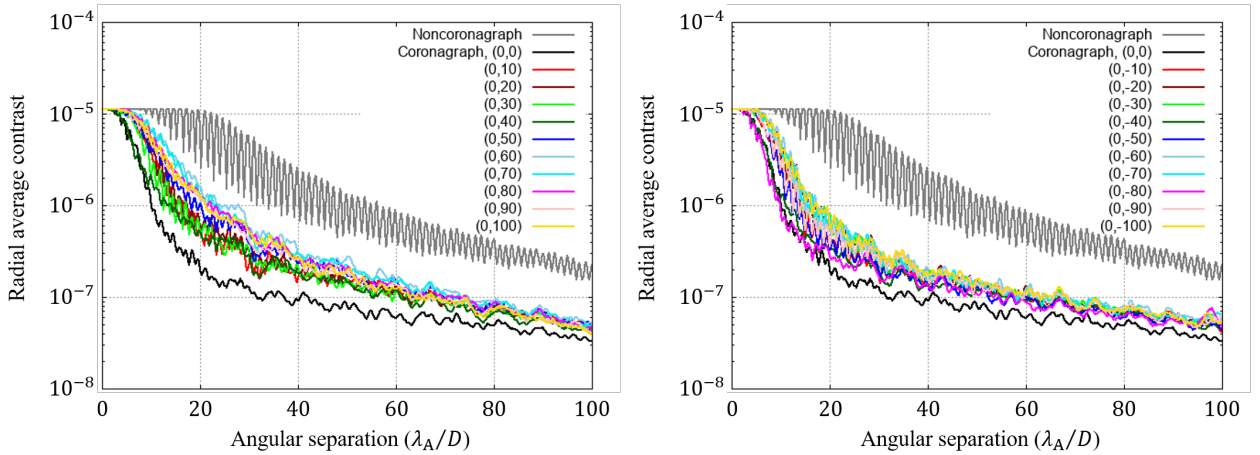


図 4.5: 恒星モデルが中央 null フリンジ上の各位置に結像したときの動径平均コントラスト。左図は $+\theta_y$ 方向に移動させた際の結果、右図は $-\theta_y$ 方向に移動させた際の結果である。

強度を、「コントラスト」と定義する。図 4.4(b-d) は、恒星モデルを中央 null フリンジ上の 3 つの位置 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0), (0, \pm 100\lambda_A/D)$ に結像させて得られた恒星モデル像である。これらの結果から、中央 null フリンジ上の 3 つの位置に恒星モデルを結像させた場合、CP-VNC によって恒星回折光が除去されていることが分かる。しかし、図 4.4(b-d) の 3 つの画像を比較すると、得られるコントラストは恒星の位置により変化していることが見てとれる。

この変化を詳しく調査するため、恒星モデルを中央 null フリンジ上で、 $-100\lambda_A/D \leq \theta_y \leq 100\lambda_A/D$

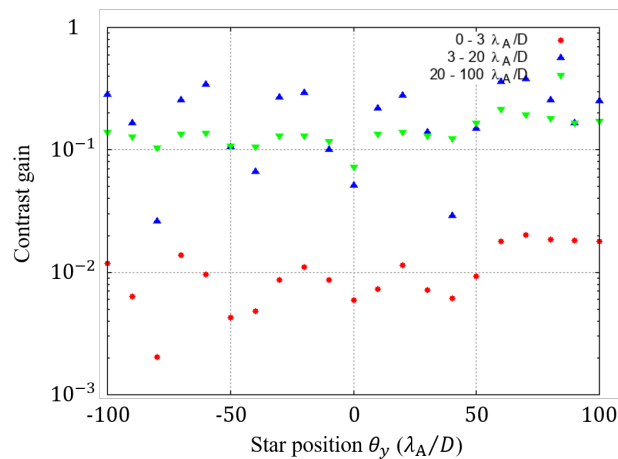


図 4.6: 恒星モデル像の中心からの距離で分けた 3 つの領域 ($0-3$, $3-20$, $20-100 \lambda_A/D$) における、恒星モデル位置 θ_y の関数としての CP-VNC によるコントラスト利得。

の範囲で $10\lambda_A/D$ 間隔で移動させた際のコントラストを測定した。図 4.5 は、恒星モデル像の中心からの離角の関数とした動径平均コントラストである。左図は恒星モデルを θ_y が正の方向に、右図は負の方向に移動させた際の結果である。両方の図において、灰色線は恒星モデルを bright フリンジ上に結像させたとき (図 4.4a) のコントラストである。また黒線は、恒星モデルが中央 null フリンジの中心と想定される位置 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$ に結像したとき (図 4.4c) のコントラストである。その他の線は、恒星モデルを中央 null フリンジ上の各位置に結像させたときのコントラストである。図 4.5 では、像中心から $100\lambda_A/D$ までの PSF の裾野のコントラストを確認するため、恒星モデル像の中心付近ではコントラストがおおよそ 10^{-5} 付近で、CCD カメラがサチュレーションを起こしている。実証実験の結果、恒星モデル像の中心から $20-60 \lambda_A/D$ の範囲で 10^{-7} レベル、 $60 \lambda_A/D$ 以遠で 10^{-8} レベルのコントラストが得られた。図 4.6 は、恒星モデル位置 θ_y の関数としてのコントラスト利得をプロットした結果である。ここで、コントラスト利得とは、コロナグラフの効果があるときとないときの、コントラストの比として定義した。この指標は、CP-VNC によりどの程度コントラストが改善されたかを示している。図 4.6 では、3 つの領域 ($0-3$, $3-20$, $20-100 \lambda_A/D$) における平均コントラスト利得の評価を行っている。その結果、 $0-3 \lambda_A/D$ の範囲では、おおよそ 10^{-2} のコントラスト利得が得られた。一方で、 $3-20$ および $20-100 \lambda_A/D$ の範囲では、おおよそ 10^{-1} のコントラスト利得にとどまった。恒星モデル位置 θ_y に依存して変化はするものの、調査した 3 つの領域すべてにおいて有意なコントラスト利得が確認された。

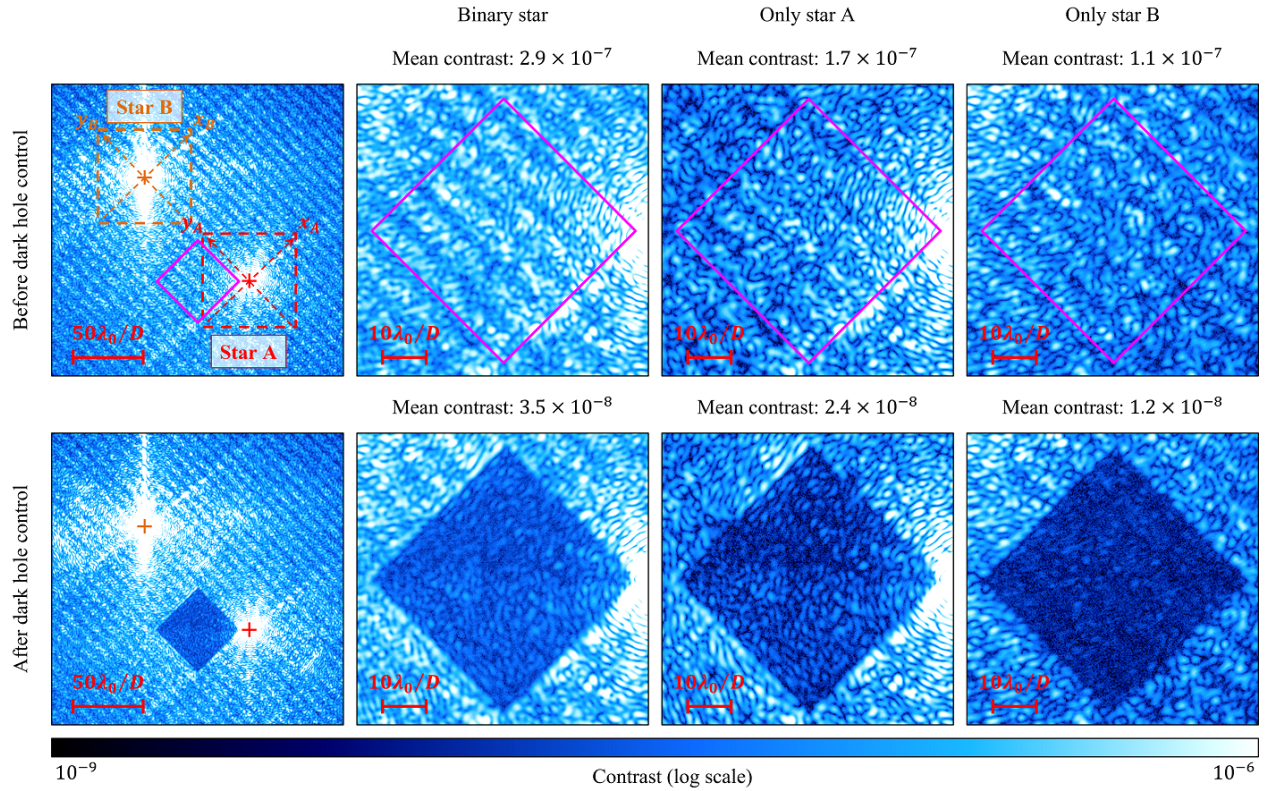


図 4.7: ダークホールを恒星モデル A 近傍に形成した実験結果。(上) ダークホール制御前、(下) ダークホール制御後の焦点面画像。左端は広域画像であり、それ以外はマゼンタ実線で示されるダークホール制御のターゲット領域の拡大画像である。赤およびオレンジの十字印は、それぞれ恒星モデル A, B の中心位置を示す。また、赤およびオレンジの破線は、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を示す。ターゲット領域は、 x_A, y_A 方向にそれぞれ $-45 \lambda_0/D$ から $-5 \lambda_0/D$ 、 $5 \lambda_0/D$ から $45 \lambda_0/D$ 、 x_B, y_B 方向にそれぞれ $-45 \lambda_0/D$ から $-5 \lambda_0/D$ 、 $-95 \lambda_0/D$ から $-55 \lambda_0/D$ の正方形領域に設定した。

4.3.3 連星ダークホール制御によるスペックル除去

図 4.4 で示したように、CP-VNC は恒星回折光を除去することができるが、波面収差による残余スペックルが観測されている。連星系周りの惑星を直接観測するためには、ダークホール制御によって両方の恒星からの残余スペックルを同時に除去する必要がある。そこで次に、連星ダークホール制御の実証実験を行った。この実験でも、第 3 章の実証実験と同様に、SLM による焦点面電場の制御位置較正に、付録 E に示す射影変換を用いた較正法を適用した。

この実験では、離角が $100 \lambda_0/D$ で強度比が 1 : 1 の連星を想定した。この離角は、前述した観測パラメータでの α Centauri A, B の離角と同程度となっている。この離角はまた、典型的な DM (64×64 素

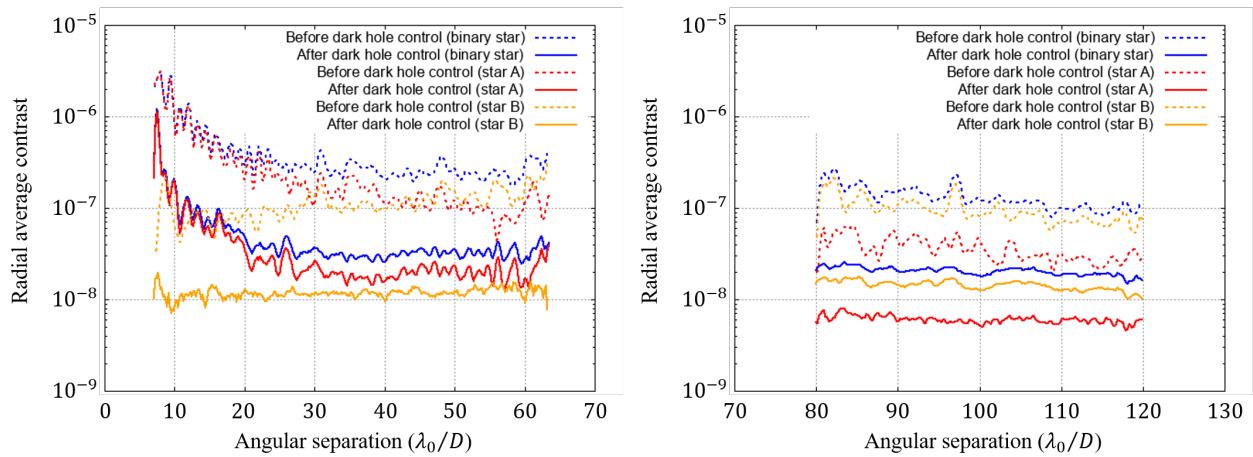


図 4.8: (左) ダークホールを恒星モデル A の近傍に形成した実証実験 (図 4.7) における、恒星モデル A を中心とした動径平均プロファイル。(右) ダークホールを恒星モデル A, B から等距離に形成した実証実験 (図 4.9) における、恒星モデル A を中心とした動径平均プロファイル。破線はダークホール制御前、実線はダークホール制御後の結果である。青線は恒星モデル A, B 両方を含めたコントラスト、赤およびオレンジ線はそれぞれ、恒星モデル A および恒星モデル B の寄与を示す。

子) の Nyquist 領域を超えている。DM の Nyquist 領域を超えたダークホール制御を実現する Super-Nyquist Wavefront Control (SNWC) 法 [51] や、DM を用いた連星ダークホール制御技術 Multi-Star Wavefront Control (MSWC) 法 [45] が提案され、室内実証実験も行われている [52, 53, 54]。

本実験では、SLM の制御素子数は、瞳直径にわたりおよそ 630 素子に設定している。この場合、Nyquist 領域は各恒星を中心に $630\lambda_k/D \times 630\lambda_k/D$ にもなるため、実験で想定した連星はこの Nyquist 領域内に入る。そのため、SLM を用いた本実験では、SNWC 法のような特殊な手法を適用することなく連星ダークホール制御を行うことができる。

図 4.7 は、恒星モデル A の近傍にダークホールを形成した実験結果である。コントラストを評価するため、得られた像の強度は、恒星モデル A を bright フリンジ上に結像させて得られた観測像の最大強度で規格化した。前述のように、スペックル電場の測定には SAN 法を用いた。図 4.7 の上段はダークホール制御前、下段はダークホール制御後の観測像である。左端は広域画像であり、それ以外はマゼンタ実線で示されるダークホール制御のターゲット領域の拡大画像である。各恒星の寄与を別々に測定するため、ダークホール制御前後で恒星モデル A, B それぞれの強度も測定した。2 つの恒星モデルの位置は、赤およびオレンジの十字印で示す。また、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を、赤およびオレンジ破線で示す。恒星モデル A, B を中心とした座標系 (x_A, y_A) および (x_B, y_B) を、左上図に示す。マゼ

ンタ破線で示されるターゲット領域は、 x_A, y_A 方向にそれぞれ $-45 \lambda_0/D$ から $-5 \lambda_0/D$ 、 $5 \lambda_0/D$ から $45 \lambda_0/D$ 、 x_B, y_B 方向にそれぞれ $-45 \lambda_0/D$ から $-5 \lambda_0/D$ 、 $-95 \lambda_0/D$ から $-55 \lambda_0/D$ の正方形領域に設定した。ダークホール内の平均コントラストは、ターゲット領域から $1\lambda_0/D$ だけ縮小した領域で計算した。連星の両方の恒星を考慮したダークホール内平均コントラストは、ダークホール制御により 2.9×10^{-7} から 3.5×10^{-8} に改善した。また、ダークホール制御後に得られたコントラストの恒星モデル A, B それぞれの寄与は、 2.4×10^{-8} および 1.2×10^{-8} であった。図 4.8(左) は、恒星モデル A の中心からの離角の関数とした動径平均コントラストである。破線がダークホール制御前、実線がダークホール制御後の結果である。ダークホール制御後、恒星モデル A では中心から $20 \lambda_0/D$ 以遠において、 10^{-8} レベルの平均コントラストを達成していることが分かる。また、恒星モデル B ではターゲット領域内において 1×10^{-8} 程度のほぼ様な動径平均コントラストとなっている。しかしながら、恒星モデル A 近傍 $10 \lambda_0/D$ 以内では、コントラストが 10^{-7} レベルのスペックルが残っていることがわかる。

図 4.9 は、恒星モデル A, B から等距離の位置にダークホールを形成した実験結果である。ダークホール制御のターゲット領域は、上図のマゼンタ実線で示した円形領域に設定した。ターゲット領域の中心は、それぞれの恒星モデルから $100\lambda_0/D$ だけ離れており、直径は $40\lambda_0/D$ である。ダークホール制御によりターゲット領域内の平均コントラストは、 1.3×10^{-7} から 2.0×10^{-8} に改善した。また、ダークホール制御後に得られたコントラストの恒星モデル A, B それぞれの寄与は、 6.0×10^{-9} および 1.4×10^{-8} であった。図 4.8(右) は、恒星モデル A の中心からの離角の関数とした動径平均コントラストである。ダークホール制御後、恒星モデル A, B ではターゲット領域内でそれぞれ 10^{-9} 、 10^{-8} レベルのほぼ様な動径平均コントラストとなっていることが分かる。

4.4 考察

4.4.1 実証実験についての考察

実証実験ではまず、CP-VNC の中心 null フリンジ上に恒星を結像させることで、回折光が除去されることを実証した。図 4.5 に示されるように、恒星モデルが中央 null フリンジの中心位置 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$ のとき、特に恒星モデル像中心から $20-100 \lambda_A/D$ の領域で高いコントラストを得ている。一方で、恒星モデルが中央 null フリンジ上の他の位置のとき、コントラストが少し悪化している。これは、恒星モデルが中心位置 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$ のときにスペックルレベルが最小になるように、SLM の初期位相マップを設定したためと考えられる。すなわち、恒星モデルが中心位置 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$ から移動すると、入射光の波面収差が変化するため、焦点面のスペックルレベルが高くなったと考えられる。

次に、連星ダークホール制御により、連星系にダークホールを形成する実証実験を行った。その結果、

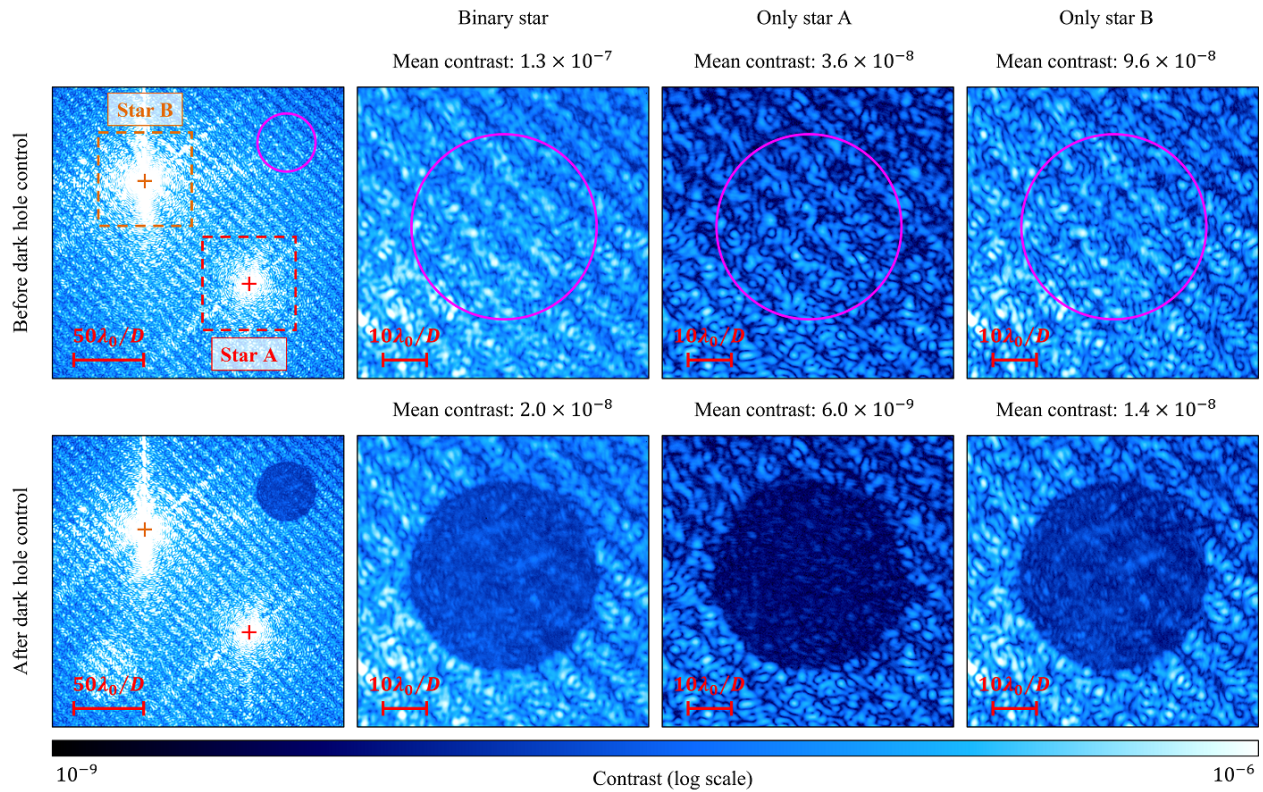


図 4.9: ダークホールを恒星モデル A, B から等距離に形成した実証実験結果。(上) ダークホール制御前および (下) ダークホール制御後の焦点面画像。左端は広域画像であり、それ以外はマゼンタ実線で示されるダークホール制御のターゲット領域の拡大画像である。赤およびオレンジの十字印は、それぞれ恒星モデル A, B の中心位置を示す。また、赤およびオレンジの破線は、 64×64 素子の DM の Nyquist 領域を示す。ターゲット領域は、恒星モデル A, B から $100\lambda_0/D$ の位置を中心とした、直径 $40\lambda_0/D$ の円形領域に設定した。

恒星モデル A の近傍および、恒星モデル A, B から等距離の位置にダークホールを形成し、 10^{-8} レベルのコントラストを実現した。しかし、図 4.7 と図 4.8(左) で示されるように、恒星モデル A から $10\lambda_0/D$ 以内の領域において、コントラストが 10^{-6} から 10^{-7} レベルの明るいスペックルが残っている。また、 $10\lambda_0/D$ よりも遠方や、恒星モデル A, B から離れた位置にダークホールを形成した場合 (図 4.8(右)、図 4.9) でも、コントラストはおよそ 10^{-8} レベルに制限されている。コントラストが制限される原因は、いくつか考えられる。例えば、実験室内の大気揺らぎは、SLM で制御できない高速に変動するスペックルを引き起こす可能性がある。また、用いた偏光素子の有限の消光比が、SLM で制御できないインコヒーレントな光を生じさせているかもしれない。より高いコントラストを実現するために、コントラストを制限している要因を調査することは、今後の重要な課題である。

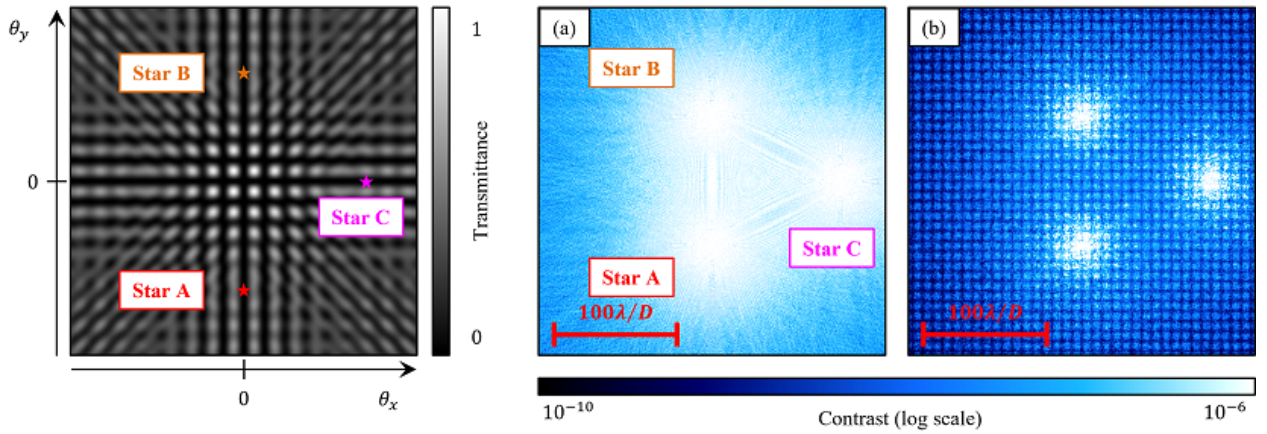


図 4.10: 4 次 CP-VNC による三重連星系の恒星回折光除去の数値シミュレーション。左図は、4 次 CP-VNC の透過率である。バンド幅 20% の広帯域光を仮定している。三重連星系の 3 つの恒星を、 $\theta_x = 0$ または $\theta_y = 0$ 上に結像させる。右図は、3 重星系の観測画像の例である。(a) は 4 次 CP-VNC を用いない場合、(b) は 4 次 CP-VNC を用いた場合の観測画像である。

系外惑星の分光観測のためには、高コントラスト観測装置の広帯域性能も重要である。CP-VNC は、偏光素子が最適に設計されていれば、広い波長域にわたって恒星光を除去することができる。Savart 板は、可視光全域の広い波長域にわたって、高い消光比 (例えば、50 から 60 dB) を有すると期待される。多色光源を用いた CP-VNC の実証実験は、すでに行われている [9, 55]。しかしながら、偏光素子が広い波長域で最適に設計されていない場合、達成可能なコントラストは低下してしまう可能性があると考えている。したがって、CP-VNC に用いる偏光素子の広帯域性能を評価することは、ダークホール制御で達成可能なコントラストを見積もるために重要である。また、SLM によるダークホール制御の広帯域性能の評価も重要な課題である。2.4.2 節では、液晶の屈折率として拡張 Cauchy モデルを仮定した初期評価を行った。より詳細な調査は、CP-VNC を用いた広帯域・高コントラスト観測の実現に向けて、今後の重要な課題となる。

4.4.2 三重連星系での高コントラスト観測のための 4 次 CP-VNC

図 4.1 に示すように、CP-VNC は連星系の 2 つの恒星を中央 null フリンジ上に配置することで、回折光を除去することができる。しかし、3 つの恒星がある三重連星系の場合、すべての恒星を null フリンジ上に配置することができない。そこで、任意の恒星配置の三重連星系において、すべての恒星回折光を除去するため、4 次 CP-VNC [9] を用いることを提案する。4 次 CP-VNC は、図 B.1 に示すように、従来の CP-VNC の後に 2 つ目の Savart 板 (SP2) と 3 枚目の偏光子 (P3) を配置する。このとき、Savart 板

SP2 は、前段の Savart 板 SP1 の分離方向に対して、直交方向に光波を分離する。4 次 CP-VNC の詳細は、付録 B に記述する。式 (B.9) により求めた、バンド幅 20% の広帯域光源を仮定した 4 次 CP-VNC の透過率を図 4.10(左) 示す。4 次 CP-VNC は、恒星が視直径をもつ場合や望遠鏡の指向誤差がある場合に、中心位置 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$ の恒星の漏れ光を強力に除去できるという利点がある。一方で三重連星系の観測の場合、図 4.10(左) に示すように 3 つの恒星を $\theta_x = 0$ および $\theta_y = 0$ 方向の null フリンジ上に配置することで、すべての回折光を除去することができる。図 4.10(右) は、数値シミュレーションで得られた三重連星系の観測画像である。(a) は 4 次 CP-VNC を用いない場合、(b) は 4 次 CP-VNC を用いた場合である。この数値シミュレーションでは、3 つ恒星光すべてが同じ波長の単色光であると仮定した。また、振幅収差と位相収差の大きさをそれぞれ、2.0% rms および $2\pi/100$ rms とし、収差のパワースペクトルが、 $\nu^{-2.5}$ のべき乗則にしたがうと仮定した (ν は、収差の空間周波数)。4 次 CP-VNC を用いない場合、3 つの恒星の回折光が観測される。一方、4 次 CP-VNC を用いることで 3 つの恒星の回折光を強力に除去し、波面収差による残余スペックルが観測されていることが分かる。ただし、このような観測では、中心位置 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$ に恒星を任意に配置することができないので、上述の 4 次 CP-VNC の利点は失われる。三重連星系でのダークホール制御では、連星系の場合と同様に、3 つの恒星すべてにおいてターゲット位置が非冗長になるように設定する必要がある。4 次 CP-VNC におけるダークホール制御技術を確立することは、今後の課題である。

4.5 第4章のまとめ

本章では、CP-VNC と SLM 用いた、連星系をターゲットとした高コントラスト観測技術の開発を行った。CP-VNC は、中央 null フリンジ上に連星を結像させることで、2 つの恒星の回折光を同時に除去することができる。また、ダークホール制御のために、第 2 章と同様に SLM を CP-VNC に導入した。連星周りの惑星観測では、恒星から大きな離角におけるダークホール制御が要求される。SLM の制御素子数の多さを活かし、第 2 章で示したように大きな離角でダークホール制御が可能である。そのため、SLM は連星系におけるダークホール制御にも有効であると期待される。

連星ダークホール制御技術の実証ために、2 つの光源で連星を模擬した室内実験を行った。連星ダークホール制御の原理実証のため、2 つの実験 (恒星モデル A の近傍にダークホールを形成する実験および、恒星モデル A, B から等距離にダークホールを形成する実験) を行った。その両方の実験において、 10^{-8} レベルのコントラストを達成した。また、後者の実験では、恒星モデル A のみの寄与を見ると 6.0×10^{-9} のコントラストにまで達した。これらの結果により、CP-VNC と SLM は単一星系だけでなく、連星系における惑星観測に有効な手法であることが実証された。連星における惑星観測は、惑星の多様性の理解につながる知見や、惑星系形成メカニズムを解明するための知見が得られると期待される。

4.2.2 節に示すように、本章のダークホール制御に用いた SAN 法では、連星スペckル電場測定のために合計 9 回の強度測定が必要である。連星系における惑星の実観測を想定すると、測定回数が多いほど長い観測時間が要求される。また、地上望遠鏡での観測の場合は、大気揺らぎにより高速に変動するスペckルを除去する必要があるが、測定回数が多いと、高速に変動するスペckルの電場を測定することができない。測定回数を減らすために、例えば焦点面波面測定技術である self-coherent camera (SCC) 法 [56, 57] の応用が考えられる。連星ダークホール制御への SCC 法の適用も、興味深い開発課題であると考えている。

第5章

結論

本研究の目的は、系外惑星の直接観測を目指して、SLMを用いたダークホール制御技術を開発することである。SLMは、DMに比べ圧倒的な制御素子数をもつ波面制御デバイスである。本研究では、この特長を活かしたダークホール制御技術の開発を行った。

第2章では、広範囲ダークホール制御技術の原理実証のため、数値シミュレーションを行った。広い範囲で惑星探査を行う観測モードの数値シミュレーションでは、speckle nulling法を用いて、恒星から $1.5 \lambda/D$ から $125 \lambda/D$ の広い範囲にわたりダークホールを形成することに成功した。このとき、ダークホール内の平均コントラストは、 1.1×10^{-9} に達した。また、既知の惑星をより高いコントラストで観測する観測モードの数値シミュレーションでは、speckle nulling法およびEFC法を用いて、10 pc 遠方の地球、木星、土星および海王星に相当する軌道上に、 10^{-10} から 10^{-11} レベルの極限高コントラストを達成した。これらの結果により、将来の高コントラスト観測装置にSLMを導入することで、恒星周囲の広い領域で惑星観測ができる可能性を示した。

第3章では、波面制御デバイスの位相分解能により制限されるコントラストを改善するため、ハーフトーンダークホール制御技術の開発を行った。数値シミュレーションおよび室内実証実験により、ハーフトーンダークホール制御の効果を検証した。数値シミュレーションでは、ハーフトーン手法の適用によりコントラストの改善を実証した。数値シミュレーションの結果、位相分解能が $2\pi/1024$ の波面制御デバイスを想定し、 3.8×10^{-10} のコントラストを達成した。また実証実験では、波面制御デバイスの位相分解能を $2\pi/256$ に設定したときに、ハーフトーン手法の適用によるコントラストの改善が確認された。しかしながら実験では、数値シミュレーションで実証されたレベルのコントラストは達成できなかった。実証実験におけるコントラストの制限要因の調査は、今後の重要な課題である。今後は、この課題を解決することにより、数値シミュレーションで得られたようなより高いコントラストの実証を目指していくことが重要である。

第4章では、SLMの広いNyquist領域を活かした連星ダークホール制御技術の開発を行った。この手法では、コロナグラフとしてCP-VNCを用い、ダークホール制御アルゴリズムとしてSAN法を連星系に拡張した。実証実験ではまず、CP-VNCにより連星の回折光を除去できることを実証した。さらに、SLMの広いNyquist領域を活かして、連星の片方の恒星の近傍にダークホールを形成する実験と、両方の恒星から等距離にダークホールを形成する実験を行い、ともに 10^{-8} レベルのコントラストを達成した。

以上の結果は、北海道大学に構築した高コントラスト観測テストベッドFACETにおいて得られた。また、本研究を通じて、さらにもうひとつのテストベッドEXoplanet Imaging System Testbed (EXIST) [44]を構築した。これらのテストベッドの詳細については、付録Dで述べる。今後は、構築したテストベッドFACETおよびEXISTを用いて、高コントラスト観測技術をさらに発展させていくことが期待される。

SLMの実観測への導入に向けた検討も重要である。例えば、スペースミッションへの導入を目指す場合、SLMの耐宇宙環境性能の調査が必要である。近年、SLMと同様に液晶を用いた光デバイスであるLCVR (Liquid Crystal Variable Retarder) の耐ガンマ線試験が行われ、ガンマ線曝露後も性能に劣化がないことが報告されている [58]。SLMのスペースミッションへの導入のためには、同様の試験や真空試験などを行い、耐宇宙環境性能を調査する必要がある。一方、地上での観測の場合、大気揺らぎにより高速に変動するスペックルを除去する必要がある。地上観測におけるスペックルの高速変動に対応するために、数100HzからkHzオーダーでの制御が可能な高速ダークホール制御技術の実現が望まれる。

付録 A

8 分割位相マスク (8OPM) コロナグラフ

本章では、第 3 章で用いた 8 分割位相マスク (8OPM) コロナグラフ [10, 11] の原理について述べる。8OPM コロナグラフの光学系を、図 A.1 に示す。コロナグラフマスクは、天体が結像する第 1 焦点面に置かれる。入射瞳面および Lyot 面の座標系を (u, v) 、天体光が結像する第 1 焦点面および最終焦点面の座標系を (x, y) で表す。 (u, v) 面と (x, y) 面は、Fourier 変換で関連付けられているとする。

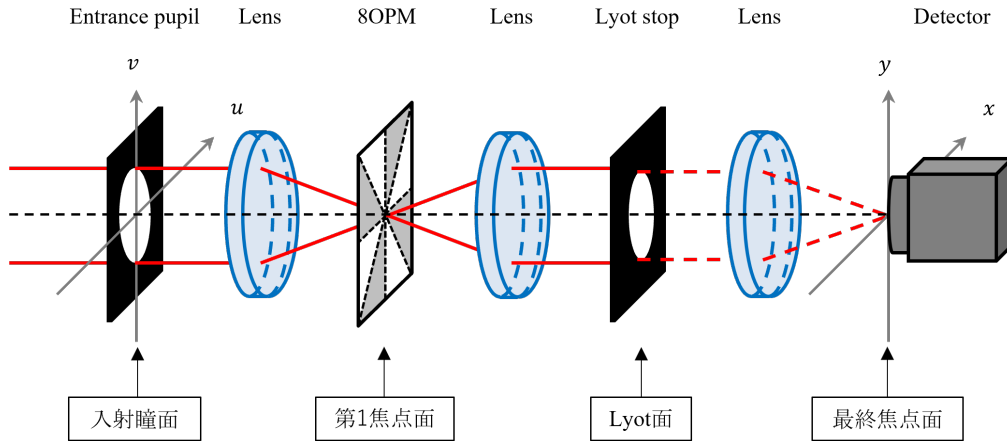


図 A.1: 8OPM コロナグラフの光学系。第 1 焦点面にコロナグラフマスク (8OPM)、Lyot 面に Lyot ストップが配置される。

入射瞳面に (θ_x, θ_y) だけ傾いて入射する収差のない天体光波面の電場 $E_{8\text{OPM},\text{EP}}(u, v)$ は、

$$E_{8\text{OPM},\text{EP}}(u, v) = A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y) \Pi_{\text{EP}}(u, v) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} (\theta_x u + \theta_y v)}, \quad (\text{A.1})$$

で表される。ここで、 $A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y)$ は (θ_x, θ_y) から入射する天体光の振幅を表す。また、 $\Pi_{\text{EP}}(u, v)$ は、式 (2.2) で表される入射瞳関数であり、直径 D の円形と仮定する (図 A.2)。第 1 焦点面の電場

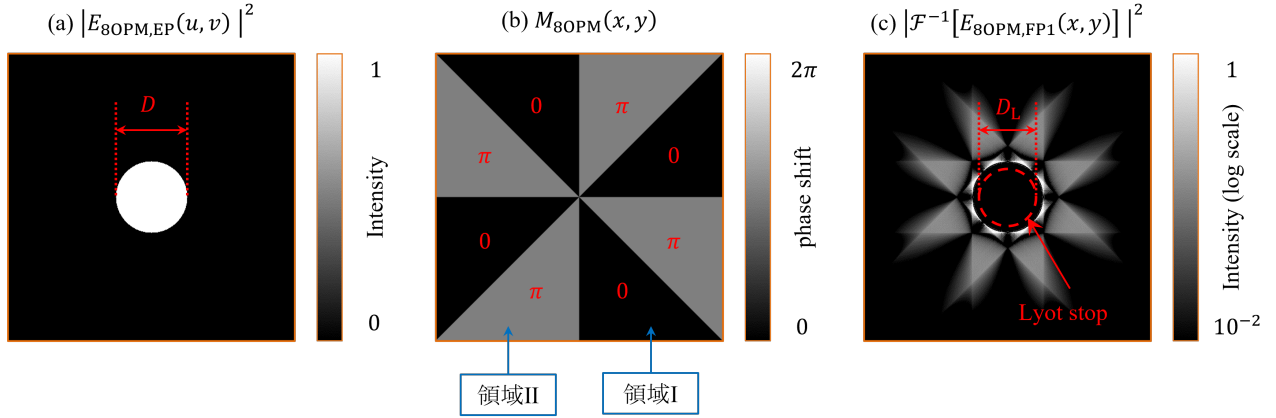


図 A.2: (a) 8OPM コロナグラフにおける、入射瞳面での強度分布。入射瞳の直径は D とした。(b) 8OPM マスクによる位相変調。(c) Lyot 面での強度分布。Lyot stop の直径は D_L とした。

$E_{8\text{OPM,FP1}}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} E_{8\text{OPM,FP1}}(x, y) &= M_{8\text{OPM}}(x, y) \mathcal{F} [E_{8\text{OPM,EP}}(u, v)] \\ &= A_{\text{in}}(\theta_x, \theta_y) M_{8\text{OPM}}(x, y) \mathcal{F} \left[\Pi_{\text{EP}}(u, v) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} (\theta_x u + \theta_y v)} \right], \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

となる。ここで、 $M_{8\text{OPM}}(x, y)$ はコロナグラフのマスク関数を表す。本論文で用いるコロナグラフマスク 8OPM は、恒星像を 8 つの領域に分割し、隣り合う領域間で光波に π の位相差を与える。このマスク関数 $M_{8\text{OPM}}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} M_{8\text{OPM}}(x, y) &= \begin{cases} e^{i0} & (\text{領域 I}) \\ e^{i\pi} & (\text{領域 II}) \end{cases} \\ &= \begin{cases} 1 & (\text{領域 I}) \\ -1 & (\text{領域 II}). \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

で表される (図 A.2(b))。望遠鏡に垂直に入射する恒星光の場合、マスクの中心に恒星が結像する。このとき、入射瞳が再結像される Lyot 面では、マスクの各領域を均等に通過した恒星光が打ち消し合う干渉を起こすことで、図 A.2(c) に示す強度分布が得られる (より詳細な記述は、文献 [10] を参照)。恒星が装置に垂直に入射する ($(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$) 点光源であると仮定すると、瞳領域内側の光強度はゼロとなり、恒星光はすべて瞳外側に回折する。したがって、Lyot ストップを用いることで瞳外側の光を遮蔽することにより、恒星光を理論上完全に除去することができる。以降は、装置に垂直入射する恒星光 ($(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$) のみを考える。このとき、Lyot 面での電場 $E_{8\text{OPM,LS}}(u, v)$ は、

$$\begin{aligned} E_{8\text{OPM,LS}}(u, v) &= \Pi_{\text{LS}}(u, v) \mathcal{F}^{-1} [E_{8\text{OPM,FP1}}(x, y)] \\ &= A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{LS}}(u, v) \mathcal{F}^{-1} [M_{8\text{OPM}}(x, y)] * \Pi_{\text{EP}}(u, v), \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となる。Lyot ストップは、直径 D_L の円形開口であり、

$$\Pi_{LS}(u, v) = \begin{cases} 1 & \left(\rho \leq \frac{D_L}{2} \text{ のとき} \right) \\ 0 & \left(\rho > \frac{D_L}{2} \text{ のとき} \right). \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

と書くことができる。ここで、 $\rho = \sqrt{u^2 + v^2}$ である。また、式 (A.4) の $*$ は、畳み込み積分を表す。最終焦点面における電場 $E_{8\text{OPM,FP}}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} E_{8\text{OPM,FP}}(x, y) &= \mathcal{F}[E_{8\text{OPM,LS}}(u, v)] \\ &= A_{\text{in}}(0, 0) \mathcal{F}[\Pi_{LS}(u, v)] * \{M_{8\text{OPM}}(x, y) \mathcal{F}[\Pi_{\text{EP}}(u, v)]\}, \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

となり、強度 $I_{8\text{OPM,FP}}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} I_{8\text{OPM,FP}}(x, y) &= |E_{8\text{OPM,FP}}(x, y)|^2 \\ &= \{A_{\text{in}}(0, 0)\}^2 |\mathcal{F}[\Pi_{LS}(u, v)] \\ &\quad * \{M_{8\text{OPM}}(x, y) \mathcal{F}[\Pi_{\text{EP}}(u, v)]\}|^2, \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

となる。上述のように、恒星が装置に垂直に入射する $((\theta_x, \theta_y) = (0, 0))$ 点光源であれば、最終焦点面では $I_{8\text{OPM,FP}}(x, y) = 0$ となる。すなわち、恒星光は完全に除去される。

付録 B

4 次共通光路ナル干渉コロナグラフ

第 2 章および第 4 章では、共通光路ナル干渉コロナグラフ (CP-VNC) [9] を用いた。また、4.4.2 節では、三重星系の恒星回折光を除去するために、「4 次」CP-VNC [9] を用いることを提案した。本章では、4 次 CP-VNC の原理について述べる。

4 次 CP-VNC の光学系を、図 B.1 に示す。図 2.1 に示す CP-VNC の偏光子 P2 の後段に、Savart 板 SP2 と偏光子 P3 が追加される。なお、図 2.1 で示した光学系は 2 次 CP-VNC であり、恒星光除去性能は、光波の装置への入射角の 2 乗に比例する。4 次 CP-VNC は、入射角の 4 乗に比例するため、有限の恒星視直径や、望遠鏡の指向誤差の影響による恒星漏れ光を強力に除去することができる。

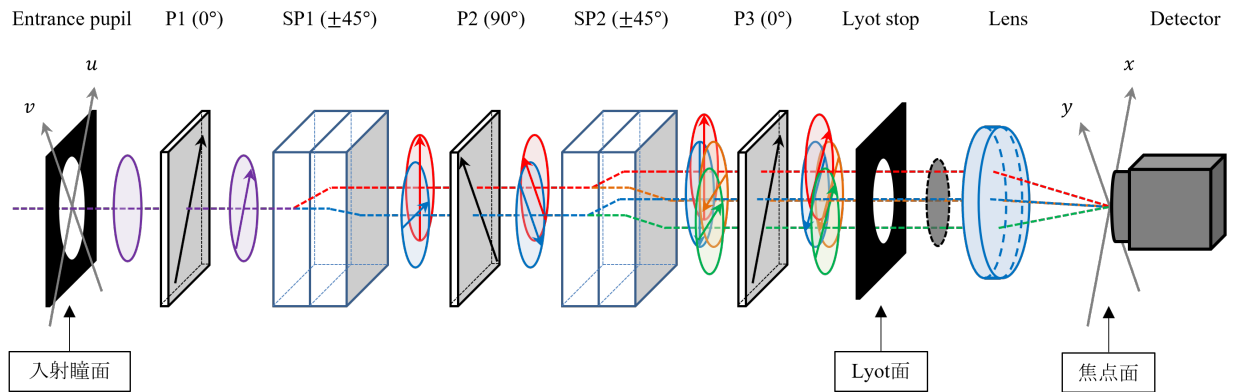


図 B.1: 4 次 CP-VNC 光学系。

Savart 板 SP2 は、SP1 で分離された 2 光波 $E_{\text{VNC},N1}(u, v)$ および $E_{\text{VNC},N2}(u, v)$ を、 $\pm 45^\circ$ 偏光の波面にさらに分離する (図 B.2(a))。図 B.2 の波面における矢印は、直線偏光の方位を示す。このときの、Savart 板 SP2 によるビームの分離量を s_2 とする (Savart 板 SP1 の分離量を s_1 とする)。偏光子 P3 透過後、各波面の偏光方位は 0° となり、4 光波の電場 $E_{4\text{th},N11}(u, v)$, $E_{4\text{th},N21}(u, v)$, $E_{4\text{th},N12}(u, v)$,

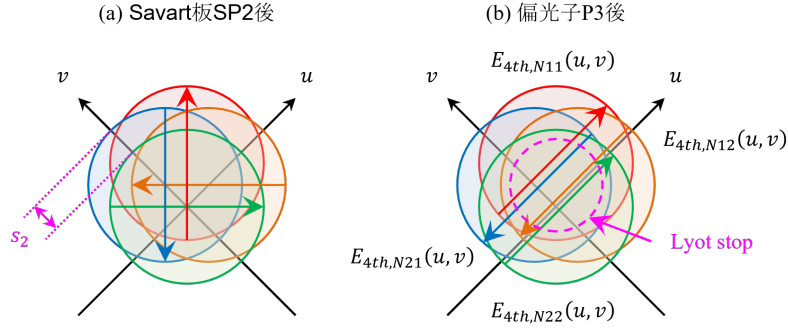


図 B.2: 4 次 CP-VNC の各面における、波面と偏光方位。波面の矢印は、直線偏光の方位を示す。(a) Savart 板 SP2 後、(b) 偏光子 P3 後。

$E_{4th,N22}(u, v)$ はそれぞれ、

$$\begin{aligned} E_{4th,N11}(u, v) &= \frac{1}{2} E_{VNC,N1} \left(u - \frac{s_2}{2}, v - \frac{s_2}{2} \right) \\ &= \frac{1}{4} A_{in}(\theta_x, \theta_y) \Pi_{EP} \left(u - \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2}, v - \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2} \right) \\ &\quad \times e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [\theta_x (u - \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2}) + \theta_y (v - \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2})]}, \end{aligned} \quad (B.1)$$

$$\begin{aligned} E_{4th,N21}(u, v) &= \frac{1}{2} E_{VNC,N2} \left(u - \frac{s_2}{2}, v - \frac{s_2}{2} \right) \\ &= -\frac{1}{4} A_{in}(\theta_x, \theta_y) \Pi_{EP} \left(u + \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2}, v - \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2} \right) \\ &\quad \times e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [\theta_x (u + \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2}) + \theta_y (v - \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2})]}, \end{aligned} \quad (B.2)$$

$$\begin{aligned} E_{4th,N12}(u, v) &= -\frac{1}{2} E_{VNC,N1} \left(u - \frac{s_2}{2}, v + \frac{s_2}{2} \right) \\ &= -\frac{1}{4} A_{in}(\theta_x, \theta_y) \Pi_{EP} \left(u - \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2}, v - \frac{s_1}{2} + \frac{s_2}{2} \right) \\ &\quad \times e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [\theta_x (u - \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2}) + \theta_y (v - \frac{s_1}{2} + \frac{s_2}{2})]}, \end{aligned} \quad (B.3)$$

$$\begin{aligned} E_{4th,N22}(u, v) &= -\frac{1}{2} E_{VNC,N2} \left(u - \frac{s_2}{2}, v + \frac{s_2}{2} \right) \\ &= \frac{1}{4} A_{in}(\theta_x, \theta_y) \Pi_{EP} \left(u + \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2}, v - \frac{s_1}{2} + \frac{s_2}{2} \right) \\ &\quad \times e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [\theta_x (u + \frac{s_1}{2} - \frac{s_2}{2}) + \theta_y (v - \frac{s_1}{2} + \frac{s_2}{2})]}, \end{aligned} \quad (B.4)$$

と書くことができる (図 B.2(b))。このとき、Lyot 面の電場 $E_{4th,LS}(u, v)$ は、4 光波の重ね合わせを考え、

$$\begin{aligned} E_{4th,LS}(u, v) &= \Pi''_{LS}(u, v) [E_{4th,N11}(u, v) + E_{4th,N21}(u, v) + E_{4th,N12}(u, v) + E_{4th,N22}(u, v)] \\ &= -e^{-i \frac{\pi}{\lambda} (s_2 \theta_x + s_1 \theta_y)} A_{in}(\theta_x, \theta_y) \sin \left(\frac{\pi s_1 \theta_x}{\lambda} \right) \sin \left(\frac{\pi s_2 \theta_y}{\lambda} \right) \\ &\quad \times \Pi''_{LS}(u, v) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} (\theta_x u + \theta_y v)}, \end{aligned} \quad (B.5)$$

となる。Lyot ストップには、4つの波面が重なる領域のみを通過させるような開口が用いられる。ここでは、以下の式で表される、直径 D_L ($D_L < D$) の円形の Lyot ストップとする。

$$\Pi''_{LS}(u, v) = \begin{cases} 1 & \left(\rho'' \leq \frac{D_L}{2} \text{ のとき} \right) \\ 0 & \left(\rho'' > \frac{D_L}{2} \text{ のとき} \right). \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

ここで、 $\rho'' = \sqrt{(u - s_2/2)^2 + (v - s_1/2)^2}$ である。最後に、焦点面における電場 $E_{4th,FP}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} E_{4th,FP}(x, y) &= \mathcal{F}[E_{4th,LS}(u, v)] \\ &= -e^{-i\frac{\pi}{\lambda}(s_2\theta_x + s_1\theta_y)} A_{in}(\theta_x, \theta_y) \sin\left(\frac{\pi s_1\theta_x}{\lambda}\right) \sin\left(\frac{\pi s_2\theta_y}{\lambda}\right) \\ &\quad \times \mathcal{F}\left[\Pi''_{LS}(u, v) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(\theta_x u + \theta_y v)}\right], \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

であり、強度 $I_{4th,FP}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} I_{4th,FP}(x, y) &= |E_{4th,FP}(x, y)|^2 \\ &= \{A_{in}(\theta_x, \theta_y)\}^2 \sin^2\left(\frac{\pi s_1\theta_x}{\lambda}\right) \sin^2\left(\frac{\pi s_2\theta_y}{\lambda}\right) \left| \mathcal{F}\left[\Pi''_{LS}(u, v) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(\theta_x u + \theta_y v)}\right] \right|^2, \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

となる。式 (B.8) は、4次 CP-VNC において、天体光の入射角 (θ_x, θ_y) による干渉効果に起因した透過率 $T_{4th}(\theta_x, \theta_y)$ が、

$$T_{4th}(\theta_x, \theta_y) = \sin^2\left(\frac{\pi s_1\theta_x}{\lambda}\right) \sin^2\left(\frac{\pi s_2\theta_y}{\lambda}\right), \quad (\text{B.9})$$

となることを示している。垂直入射 $(\theta_x, \theta_y) = (0, 0)$ を考えると、 $T_{4th}(\theta_x, \theta_y) = 0$ となり、恒星光は完全に除去される。また、 $\theta_x = 0$ または $\theta_y = 0$ であれば、 $T_{4th}(\theta_x, \theta_y) = 0$ となることも示される (図 4.10(左))。さらに、垂直入射近傍では、 $\theta_x = \theta_y$ 方向に対して、恒星光除去性能が入射角の4乗に比例していることも分かる。4.4.2 節では、式 (B.9) で示される4次 CP-VNC の透過率特性を利用し、3つの恒星を $\theta_x = 0$ または $\theta_y = 0$ の位置に結像させることによって、三重星のすべての恒星回折光を除去することを提案している。

付録 C

ダークホール制御アルゴリズム

本論文では、ダークホール制御アルゴリズムとして、speckle nulling 法、Speckle Area Nulling (SAN) 法 [15]、および Electric Field Conjugation (EFC) 法 [16] を用いている。CP-VNC のための speckle nulling 法については、第 2 章で述べた。本章では、SAN 法および EFC 法の原理について述べる。

C.1 Speckle Area Nulling (SAN) 法

まず、SAN 法の原理について、文献 [15] を参考に記述する。SAN 法では、2.2.2 節で述べた speckle nulling 法とは異なり、波面制御デバイスによる位相変調と焦点面で発生する電場の関係を定式化することなく、ダークホール形成のための制御パラメータを決定することができる。

まず、焦点面のターゲット位置 (X, Y) におけるダークホール制御前の強度 $I_{\text{SAN},0}(X, Y)$ を、

$$I_{\text{SAN},0}(X, Y) = |E_{\text{FP,WFE}}(X, Y)|^2 + I_p(X, Y), \quad (\text{C.1})$$

とする。ここで、 $E_{\text{FP,WFE}}(X, Y)$ は焦点面におけるスペックル電場である。次に、ダークホール形成に必要な波面制御デバイスの位相変調を求めるため、波面制御デバイスにより、

$$\phi_{\text{SAN},n}(u, v) = \alpha_{\text{SAN}} \sin \left[\frac{2\pi R}{\lambda f} (u \cos \Omega + v \sin \Omega) + \frac{n-1}{2} \pi \right] \quad (n = 1, 2, 3, 4), \quad (\text{C.2})$$

で表される位相変調を発生させる。この位相変調により、焦点面に発生する電場を $\Delta E_{\text{SAN},n}(X, Y)$ とする。スペックル電場 $E_{\text{FP,WFE}}(X, Y)$ と発生電場 $\Delta E_{\text{SAN},n}(X, Y)$ を複素平面上に示すと、図 C.1 のようになる。このとき、 $\Delta E_{\text{SAN},3}(X, Y) = -\Delta E_{\text{SAN},1}(X, Y)$ 、 $\Delta E_{\text{SAN},4}(X, Y) = -\Delta E_{\text{SAN},2}(X, Y)$ であり、 $\Delta E_{\text{SAN},1}(X, Y)$ と $\Delta E_{\text{SAN},2}(X, Y)$ は直交する。スペックル電場 $E_{\text{FP,WFE}}(X, Y)$ を、 $\Delta E_{\text{SAN},1}(X, Y)$ 、 $\Delta E_{\text{SAN},2}(X, Y)$ 、および係数 p, q を用いて表すと、

$$E_{\text{FP,WFE}}(X, Y) = p\Delta E_{\text{SAN},1}(X, Y) + q\Delta E_{\text{SAN},2}(X, Y), \quad (\text{C.3})$$

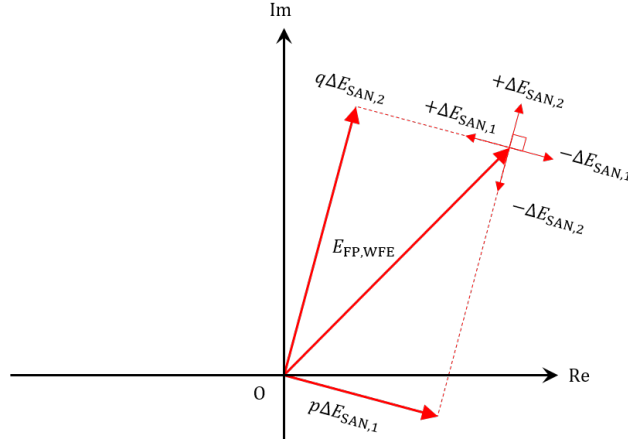


図 C.1: SAN 法における複素平面上でのスペックル電場。

となる。また、位相変調を行ったときの焦点面強度 $I_{SAN,i}(X, Y)$ は、

$$I_{SAN,n}(X, Y) = |E_{FP,WFE}(X, Y) + \Delta E_{SAN,n}(X, Y)|^2 + I_p(X, Y), \quad (C.4)$$

となる。式 (C.1) および式 (C.4) を用いると、式 (C.3) の p, q は

$$\begin{cases} p = \frac{I_{SAN,1}(X, Y) - I_{SAN,3}(X, Y)}{2[I_{SAN,1}(X, Y) + I_{SAN,3}(X, Y) - 2I_{SAN,0}(X, Y)]} \\ q = \frac{I_{SAN,2}(X, Y) - I_{SAN,4}(X, Y)}{2[I_{SAN,2}(X, Y) + I_{SAN,4}(X, Y) - 2I_{SAN,0}(X, Y)]} \end{cases} \quad (C.5)$$

と求めることができる。得られた p, q を用いて、ダークホール制御のため波面制御デバイスで与えられるべき位相変調 $\phi_{WFC}(u, v)$ は、

$$\phi_{WFC}(u, v) = -\alpha_{SAN} \left\{ p \sin \left[\frac{2\pi R}{\lambda f} (u \cos \Omega + v \sin \Omega) \right] + q \cos \left[\frac{2\pi R}{\lambda f} (u \cos \Omega + v \sin \Omega) \right] \right\}, \quad (C.6)$$

と求めることができる。

C.2 Electric Field Conjugation (EFC) 法

次に、ECF 法の原理について、文献 [16] を参考に記述する。EFC 法は、ターゲット領域のスペックル電場に対して、負の電場を発生させるために必要な位相変調を、最適化問題を解くことによって求める方法である。ダークホール制御前において、ターゲット領域のスペックル電場を、

$$E_{EFC,FP,WFE}(x, y) = \hat{C} \left[A_{in}(0, 0) \Pi_{EP}(u, v) e^{i\phi_{WFE}(u, v)} \right], \quad (C.7)$$

とする。ここで、 $\hat{C}$ は入射瞳面から焦点面までの演算を行うコリナグラフ演算子である。ダークホール制御後において、ターゲット領域の電場 $E_{\text{EFC,FP,DH}}(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} E_{\text{EFC,FP,DH}}(x, y) &= \hat{C} \left\{ A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}}(u, v) e^{i[\phi_{\text{WFE}}(u, v) + \phi_{\text{WFC}}(u, v)]} \right\} \\ &\approx \hat{C} [A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}}(u, v) \{1 + i[\phi_{\text{WFE}}(u, v) + \phi_{\text{WFC}}(u, v)]\}] \\ &= \hat{C} [A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}}(u, v) \{[1 + i\phi_{\text{WFE}}(u, v)] + \phi_{\text{WFC}}(u, v)\}] \\ &\approx \hat{C} \left\{ A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}}(u, v) \left[e^{i\phi_{\text{WFE}}(u, v)} + i\phi_{\text{WFC}}(u, v) \right] \right\} \\ &= E_{\text{EFC,FP,WFE}}(x, y) + i\hat{C} [A_{\text{in}}(0, 0) M_{\text{EP}}(u, v) \phi_{\text{WFC}}(u, v)], \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

となる。このとき、 $e^{i[\phi_{\text{WFE}}(u, v) + \phi_{\text{WFC}}(u, v)]} \approx 1 + i[\phi_{\text{WFE}}(u, v) + \phi_{\text{WFC}}(u, v)]$ の近似が成り立つと仮定した。EFC 法は、スペックル電場 $E_{\text{EFC,FP,DH}}(x, y) = 0$ となるような最適な $\phi_{\text{WFC}}(u, v)$ を導出する手法である。

ここで、波面制御デバイスの各制御素子の位相変調 $\phi_{\text{WFC}}(u, v)$ を縦に並べた列ベクトル ϕ' 、位相変調の値と焦点面電場を関係づける行列 $\hat{G}$ (以下、制御行列と呼ぶことにする) を用いると、

$$\hat{C} [A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}}(u, v) \phi_{\text{WFC}}(u, v)] = \hat{G} \phi', \quad (\text{C.9})$$

と表すことができる。制御行列 $\hat{G}$ は、波面制御デバイスのひとつの制御素子に対する、焦点面電場の応答を記述するものである。式 (C.8) と式 (C.9) を用いると、

$$\hat{G} \phi' = iE'_{\text{EFC,FP,WFE}}, \quad (\text{C.10})$$

となる。ここで、 $E'_{\text{EFC,FP,WFE}}$ はターゲット領域の電場を縦に並べた列ベクトルである。このとき、 ϕ' が実数ベクトルでなければならないことに注意すると、ダークホール制御に必要な ϕ' は、

$$\phi' = \begin{bmatrix} \Re [\hat{G}] \\ \dots \\ \Im [\hat{G}] \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \Re [iE'_{\text{EFC,FP,WFE}}] \\ \dots \\ \Im [iE'_{\text{EFC,FP,WFE}}] \end{bmatrix} \quad (\text{C.11})$$

と求めることができる。ここで、 $[\]^{-1}$ は疑似逆行列を表す。式 (C.11) は、ターゲット領域内の全エネルギー $\|E_{\text{EFC,FP,WFE}}(x, y) + i\hat{C} [A_{\text{in}}(0, 0) \Pi_{\text{EP}}(u, v) \phi_{\text{WFC}}(u, v)]\|^2$ が最小になる解となっている [16]。

EFC 法により、波面制御デバイスの位相変調を求めるためには、ターゲット領域のスペックル電場 $E_{\text{EFC,FP,WFE}}(x, y)$ を測定する必要がある。スペックル電場の測定には、測定誤差が含まれてしまう可能性がある。また、制御行列 $\hat{G}$ にも誤差が含まれる可能性がある。この場合、式 (C.11) で得られる ϕ' の値が大きくなってしまう場合がある。そこで、 ϕ' の値を制限するために、式 (C.11) を改良した解が必

要となる。この解は、

$$\phi' = \begin{bmatrix} \Re[\hat{G}] \\ \dots \\ \Im[\hat{G}] \\ \dots \\ \mu \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 1 \end{bmatrix} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \Re[iE'_{\text{EFC,FP,WFE}}] \\ \dots \\ \Im[iE'_{\text{EFC,FP,WFE}}] \\ \dots \\ \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \end{bmatrix} \quad (\text{C.12})$$

で求めることができる。式 (C.12) は、ターゲット領域内の全エネルギーと位相変調の大きさ $\|E_{\text{EFC,FP,WFE}}(x, y) + i\hat{C}[A_{\text{in}}(0, 0)\Pi_{\text{EP}}(u, v)\phi_{\text{WFC}}(u, v)]\|^2 + \mu^2\|\phi'\|^2$ が最小になる解である [16]。ここで、 μ は ϕ' の値を小さく保ちながらエネルギーを最小化するための重みである。

表 C.1: 波面制御デバイスの制御素子数と EFC 法における擬似逆行列を求めるために必要とされる計算機のメモリの見積もり (ただし、 N_{WFC}^4 の寄与のみを考慮)。

制御素子数	要求されるメモリ
$N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$	$N_{\text{WFC}}^4 \times 8$ (byte)
32×32	8.4 MB
64×64	134 MB
128×128	2.1 GB
256×256	34 GB
512×512	550 GB

EFC 法において、波面制御デバイスの制御素子数を $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$ 、ダークホール制御のターゲット領域を検出器によりサンプリングした際の画素数を n_{DH} とすると、式 (C.12) の擬似逆行列は、 $(2n_{\text{DH}} + N_{\text{WFC}}^2) \times N_{\text{WFC}}^2$ 行列となる。つまり、行列の要素の数は、 $2n_{\text{DH}}N_{\text{WFC}}^2 + N_{\text{WFC}}^4$ となる。したがって、 $N_{\text{WFC}} \times N_{\text{WFC}}$ 素子の波面制御デバイスを用いる場合、制御行列は少なくとも N_{WFC}^4 の要素をもち、さらにターゲット領域の画素数に応じた $2n_{\text{DH}}N_{\text{WFC}}^2$ の要素が加わる。表 C.1 に、行列の 1 要素を double 型 (8 バイト) で定義した場合に、 N_{WFC}^4 のみの寄与を考慮した計算機のメモリの見積もりを示す。EFC 法によりダークホール制御を実行する際は、表 C.1 の結果に加え、さらに $2n_{\text{DH}}N_{\text{WFC}}^2$ の要素分のメモリも要求される。表 C.1 により、制御素子数が多くなるほど大きなメモリが要求され、計算が困難になることが考えられる。

付録 D

高コントラスト観測テストベッドの構築

本研究を推進するにあたり、北海道大学において高コントラスト観測技術開発のための、2つのテストベッドの構築を行った [44]。1つは、主に高コントラスト観測のための要素技術の開発を行うテストベッド FAcility for Coronagraphic Elemental Technologies (FACET) である。もう1つは、FACET で開発した要素技術などを統合し、広い波長域で高いコントラストの実証を目指すテストベッド EXoplanet Imaging System Testbed (EXIST) である。本章では、それぞれのテストベッドの概要を述べる。

D.1 FAcility for Coronagraphic Elemental Technologies (FACET)

本節では、テストベッド FACET についてまとめる。FACET の外観を図 D.1(上) に、内観を図 D.1(下) に示す。FACET は、外部からの光が測定に影響を与えないように、黒い板で覆われている。また、テストベッド内部への埃の侵入を防ぐため、テストベッド上部にクリーンファンが取り付けられている。テストベッド内部には、光ファイバを通して、恒星モデル光が外部の光源台から送られる。

FACET 光源台の光学系を、図 D.2 に示す (2022 年 2 月現在)。光源として、下記 5 種類が使用可能である。

- LD1: 半導体レーザー ($\lambda = 532 \text{ nm}$)
- LD2: 半導体レーザー ($\lambda = 635 \text{ nm}$)
- LD3: 半導体レーザー ($\lambda = 670 \text{ nm}$)
- He-Ne: He-Ne レーザー ($\lambda = 633 \text{ nm}$)
- WL1: タングステンランプ ($\lambda = 360 - 2700 \text{ nm}$)
- WL2: タングステンランプ ($\lambda = 360 - 2600 \text{ nm}$)

He-Ne レーザーの出射後には、偏光方位を回転させるためのフレネルロム波長板 FR_{FS} が置かれる。3

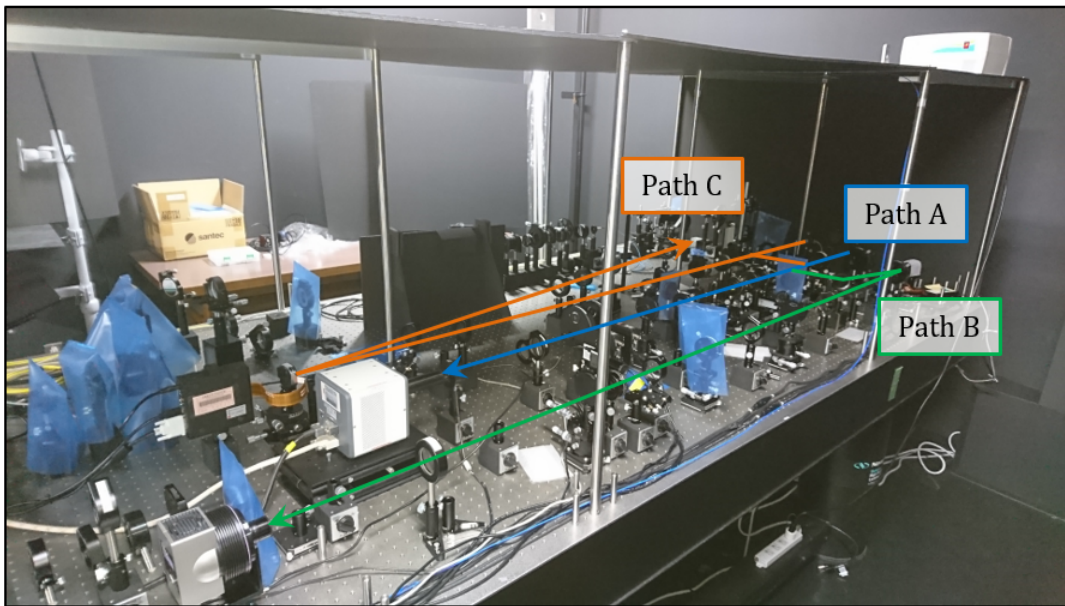


図 D.1: FACET の外観 (上) および内観 (下)。

台のレーザー光源 (LD1, LD3, He-Ne) からの出射光は、ダイクロイックミラー DM_{FS1} , DM_{FS2} で混ぜられ、顕微鏡対物レンズ OL_{FS} によりシングルモード光ファイバ SMF_{FS1} に入射する。レーザー光源 LD2 は、直接シングルモード光ファイバ SMF_{FS2} に接続されている。タングステンランプ WL1 は、コールドミラー CL_{FS} で紫外線が除去され、レンズ L_{FS} によってシングルモード光ファイバ SMF_{FS3} に

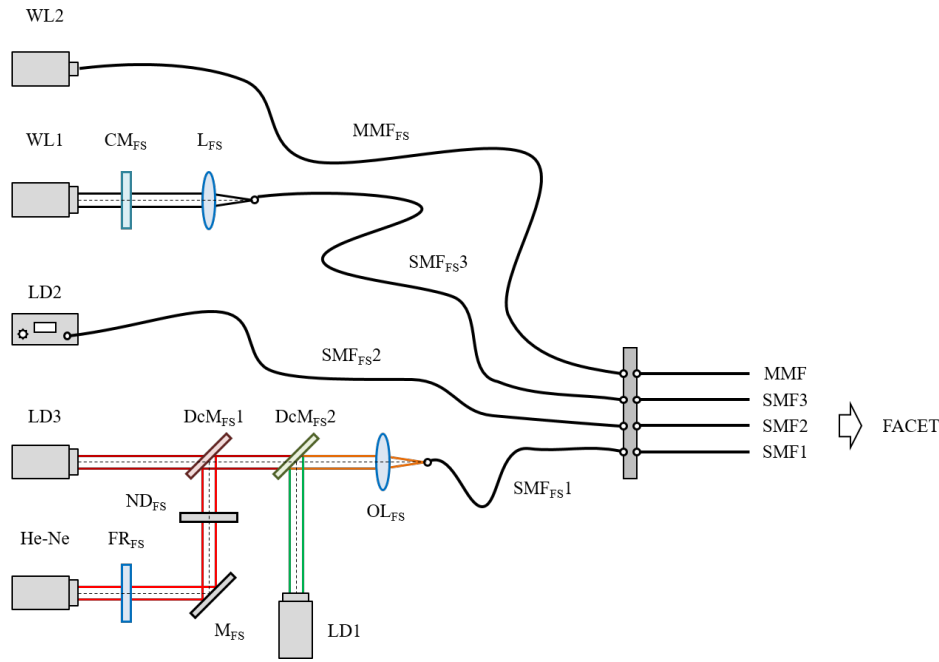


図 D.2: FACET 光源台の光学系。

入射する。タングステンランプ WL2 は、直接マルチモード光ファイバ MMF_{FS} に接続されている。光源台から FACET には、3 本のシングルモード光ファイバ (SMF_1 , SMF_2 , SMF_3) および 1 本のマルチモード光ファイバ (MMF) で接続されている。光源台上で光ファイバの接続を変えることで、それぞれの実験用途に応じた波長の光を FACET に送ることができる。

FACET の光学系を、図 D.3 に示す (2022 年 2 月現在)。FACET は主に、3 つの光路から構成される。光路 A では、焦点面マスク (Focal Plane Mask; FPM) や瞳面アポダイザなど、コロナグラフのための特殊光デバイスの開発を行う。FPM の例として、第 3 章および付録 A で述べた 8OPM などがある。 SMF_1 からの出射光を恒星モデルとし、レンズ L_{A1} でコリメートする。光路 A で実験を行う場合、平面鏡 M_C および M_{B1} は光路から取り除かれる。入射瞳 EP_A を通過後の第 1 焦点面に、焦点面マスク FPM_A が置かれる。Lyot 面に Lyot ストップ LS_A が置かれ、最終焦点面の検出器 CCD_A で測定を行う。光路 B では、FPM コロナグラフとダークホール制御技術の開発を行う。光路 A に平面鏡 M_{B1} を挿入することで、光路 B 側に光を送っている。光路 B の詳細は、第 3 章に記述した。光路 C では、共通光路ナール干渉コロナグラフ (CP-VNC) とダークホール制御技術の開発を行う。光路 A に平面鏡 M_C を挿入し、キューブビームスプリッタ CBS_C で光を混ぜることで、連星モデルを作る。光路 C の詳細は、第 4 章に記述した。光ファイバ SMF_1 および SMF_2 の出射端は、移動ステージに搭載されており、すべての光路での実験において出射位置を上下左右にリモート制御できる。光ファイバ SMF_3 と MMF は、上記以外の実験を行う際に使用される。ここでは、詳細は割愛する。

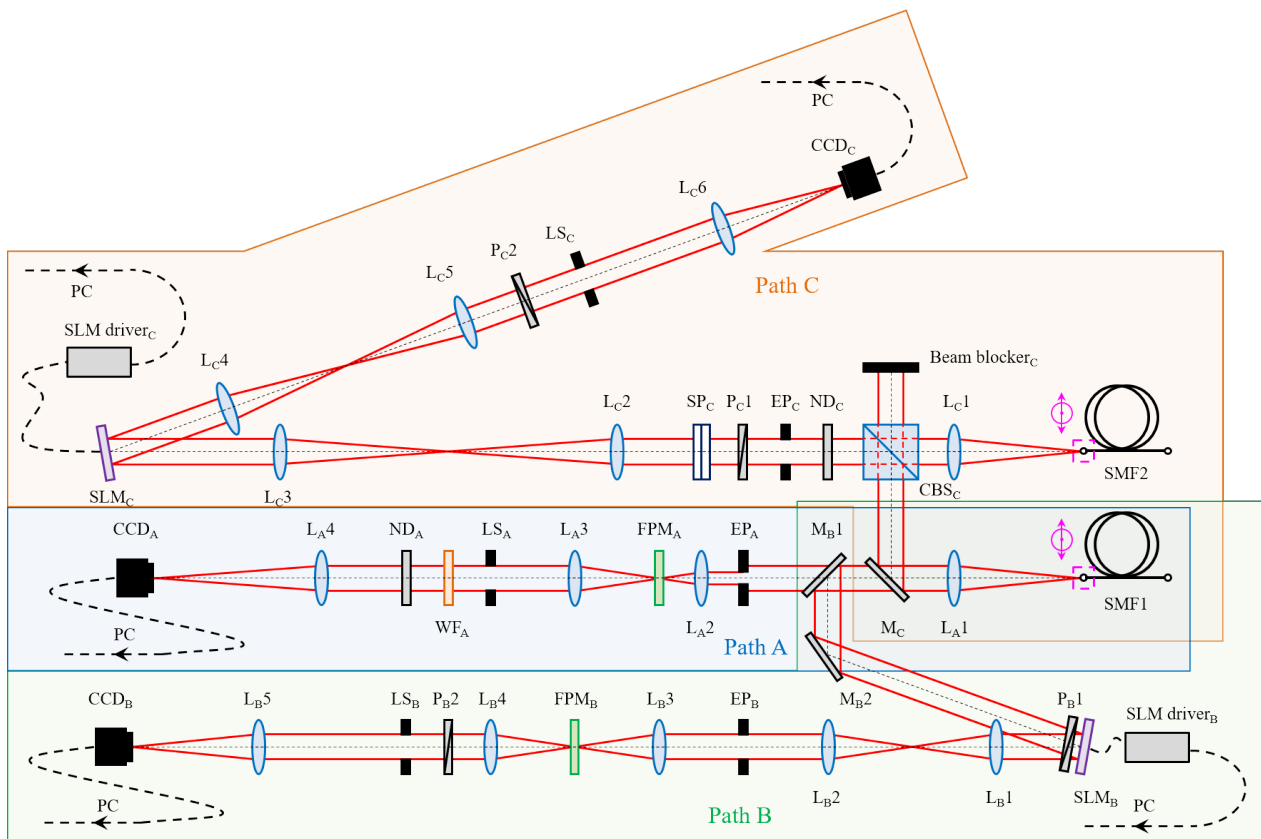


図 D.3: FACET 光学系。

D.2 EXoplanets Imaging System Testbed (EXIST)

本節では、テストベッド EXIST についてまとめる。EXIST の外観を図 D.4(上)、内観を図 D.4(下)に示す。FACET と同様に、外部からの光を遮断するために黒い板で覆われ、埃の侵入を防ぐためクリーンファンが取り付けられている。別の実験台 (光源台) において、各種光源を光ファイバに入射し、テストベッドに光を送っている。

EXIST 光源台の光学系を、図 D.5 に示す (2022 年 2 月現在)。光源として、下記 3 種類を使用する (一部準備中である)。

- LD1: 半導体レーザー ($\lambda = 532 \text{ nm}$)
- LD2: 半導体レーザー ($\lambda = 635 \text{ nm}$)
- LD3: 半導体レーザー ($\lambda = 675 \text{ nm}$)
- SC: スーパーコンティニウム光源 ($\lambda = 450 - 2400 \text{ nm}$)



図 D.4: EXIST の外観 (上) および内観 (下)。

2 台の半導体レーザー LD2, LD3 は、直接シングルモード光ファイバ SMF_{ES1} , SMF_{ES2} に接続されている。シングルモード光ファイバ SMF_{ES3} の接続を切り換えることで、各波長の光を光源台に送ることができる。光ファイバ SMF_{ES3} のからの出射光が顕微鏡対物レンズ OL_{ES1} によってコリメートされる。2 台のレーザー光源 LD1 および LD2 (または LD3) からの光は、ダイクロイックミラー DM_{ES} で混ぜられた後、顕微鏡対物レンズ OL_{ES2} によってシングルモード光ファイバ SMF_{ES4} に入射する。半波長板 HWP_{ES} は、偏光方位を回転させるために使用される。また、スーパーコンティニューム光源 SC から

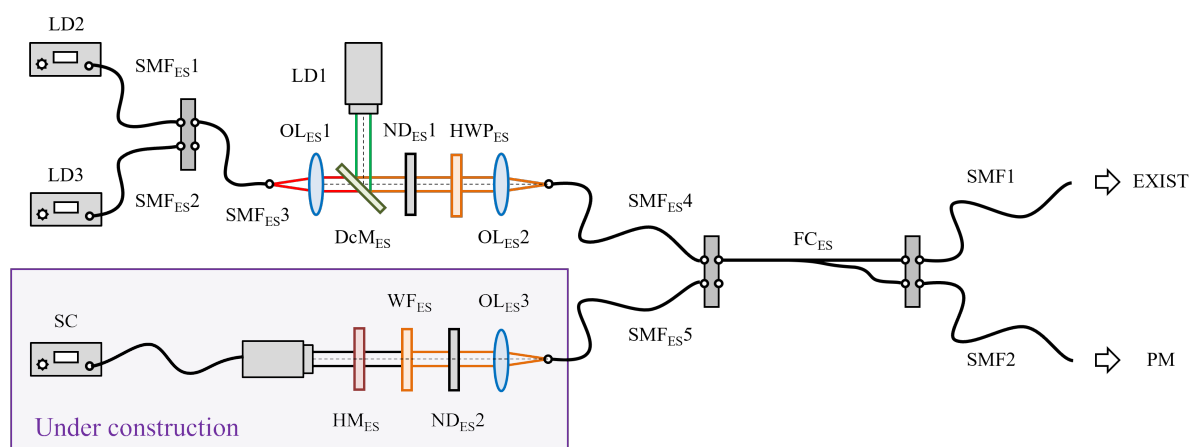


図 D.5: EXIST 光源台の光学系。

の光は、ライトガイドを通して光源台でコリメート光として出射する。赤外線を除去する熱線フィルタ HF_{ES} 、実験で使用する波長を選択するための波長フィルタ WF_{ES} を透過後、顕微鏡対物レンズ OL_{ES3} によってシングルモード光ファイバ SMF_{ES5} に入射する。このスーパーコンティニューム光源 SC 周辺の光学系は、現在構築中である。光ファイバ SMF_{ES4} および SMF_{ES5} と、ファイバカップラ FC_{ES} の接続を切り替えることで、用途に合わせた波長の光をテストベッドに送ることができる。 FC_{ES} は、9:1 の割合でテストベッドとパワーメータ (PM) へ光を分岐することができる。パワーメータ PM は、実験で測定された光強度を較正するために用いられる。

EXIST の光学系を、図 D.6 に示す (2022 年 2 月現在)。光ファイバ $SMF1$ を通して、光源台から光が送られる。EXIST では、光学素子を切り替えることで、各種コロナグラフ (FPM コロナグラフ, CP-VNC, 変形瞳コロナグラフ (Shaped Pupil Coronagraph; SPC)) の試験が可能となっている。

- FPM コロナグラフ: 焦点面にマスクが設置されるコロナグラフである。付録 A で述べた 8OPM も、これに相当する。広帯域化のための偏光フィルタリングを行う場合は、直交偏光子ペア P3, P4 を用いる。ダークホール制御では、SLM で位相制御を行うために偏光子 P1, P2 の方位角を 90° に設定する。
- CP-VNC: 2.2.1 節で原理を述べた、Savart 板を用いた共通光路ナル干渉コロナグラフである。偏光子 P1, P2 の方位角は、 45° および -45° に設定する。
- SPC: 望遠鏡入射瞳を円形から特殊形状に変形することで、惑星観測の障害となる恒星回折光を特定の領域で低減する技術である。本研究では扱わないので、原理の詳細は割愛する。偏光子 P1, P2 の方位角は、FPM と同様に 90° に設定する。

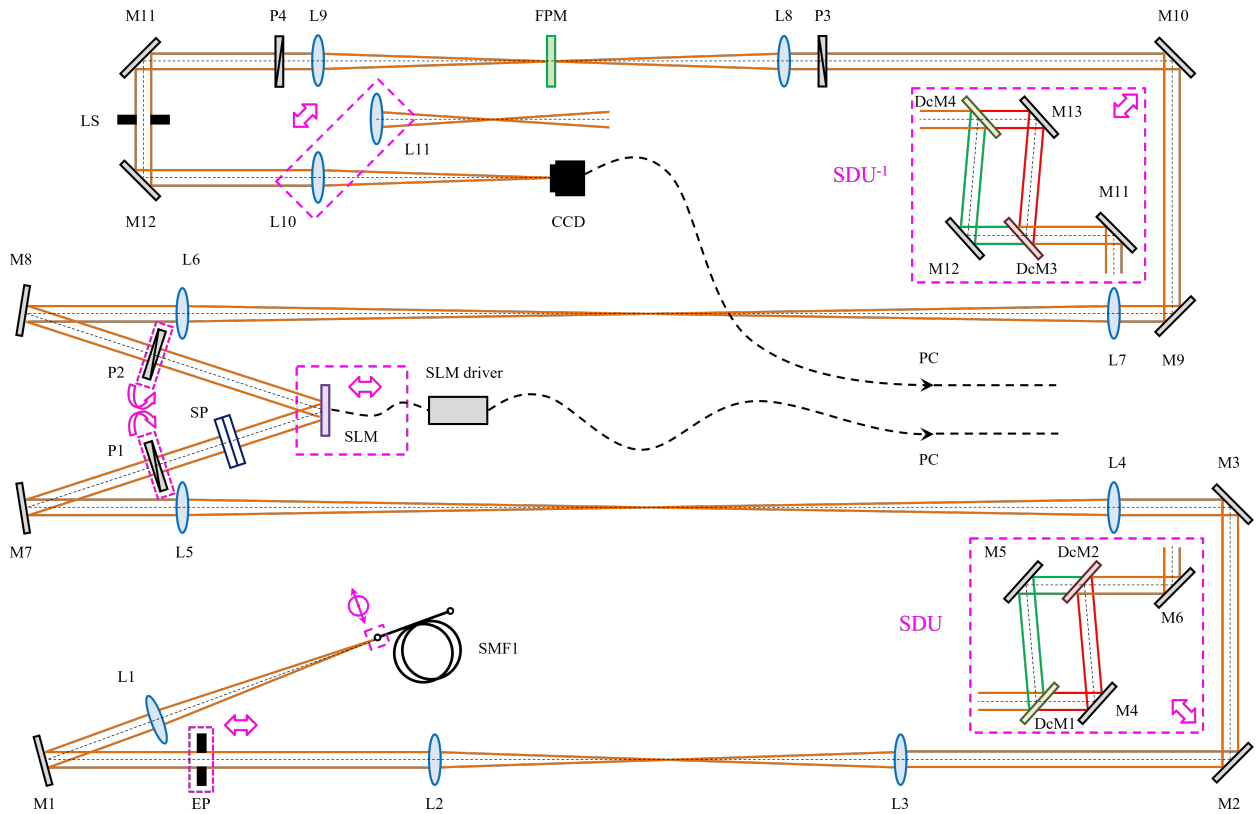


図 D.6: EXIST 光学系。

また EXIST では、新たに提案した Spectrum Division Unit (SDU) による広帯域ダークホール技術の開発も行っている [44]。その原理については、本論文では詳細は割愛する。図 D.6 において紫破線で示される光学素子は、自動ステージまたは自動マウントに搭載され、リモート制御（移動または回転）が可能である。

図 D.6 で示したように、現状の EXIST 光学系は、レンズを用いた透過型の光学系である。技術目標である広帯域での高コントラスト観測の実証のためには、レンズの色収差が問題になると考えられる。そこで今後は、軸外し放物面鏡 (Off Axis Parabolic mirror: OAP) を用いた反射型光学系への変更も視野に入れている。初期試験として、レンズと OAP のカタログ品を用いた回折像の評価を行った。図 D.7 に、評価用の光学系を示す。評価に用いたレンズ (L) および軸外し放物面鏡 (OAP1, OAP2) の面粗さは、それぞれ以下の通りである。

- レンズ L: 面粗さ 非公開
- 軸外し放物面鏡 OAP1: 面粗さ $< 100 \text{ \AA}$
- 軸外し放物面鏡 OAP2: 面粗さ $< 100 \text{ \AA}$

それぞれの光学系において得られた点光源の像 (回折像) を、図 D.8 に示す。レンズを用いた場合 (図 D.8(a))、外側まで回折光 (Airy リング) が観測されている。しかし、OAP を用いた場合 (図 D.8(b,c)) では、外側領域では Airy リングが確認できず、スペックル状になっている。これは、評価に用いた OAP の面粗さがレンズよりも大きく、強い散乱光が発生していることが原因と考えられる。面粗さが大きな OAP では、高コントラストの実証は困難と考えられる。そこで、反射型光学系の構築のためには、今回用いたレンズと同等レベルの面粗さをもつ OAP を導入することが重要になると考えられる。

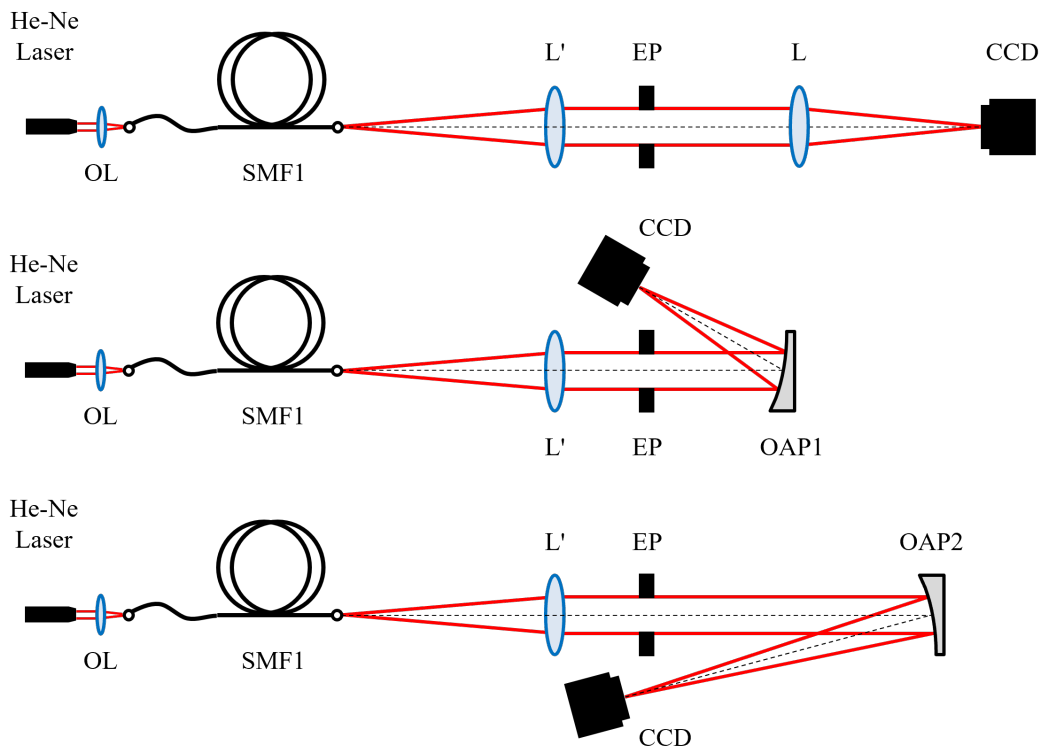


図 D.7: レンズおよび OAP による回折像評価のための光学系。(a) レンズ L 評価用光学系、(b) 軸外し放物面鏡 OAP1 評価用光学系および、(c) OAP2 評価用光学系。

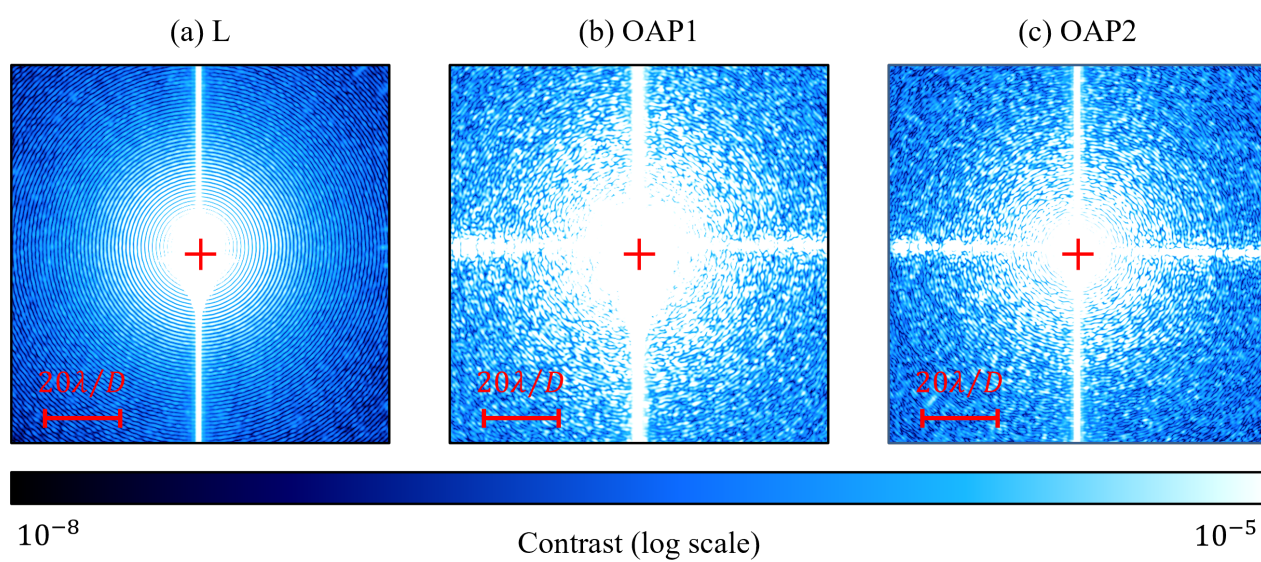


図 D.8: それぞれの評価用光学系 (a-c) で得られた回折像。赤の十字印は、回折像の中心を示す。

付録 E

ダークホール制御における制御位置較正

Speckle nulling 法や SAN 法では、波面制御デバイスの位相変調によるピーク電場を、除去するスペckル位置に正確に発生させる必要がある。数値シミュレーションでは、スペckル位置に誤差なくピーク電場を発生させることができるが、実験ではピーク電場の位置に誤差 $(\delta x, \delta y)$ が生じてしまう。主な誤差要因として、次の 3 つが考えられる。まず、図 E.1 の $\Delta\theta_z$ で示される、波面制御デバイスと検出器の光軸周りの相対的な回転である。これは、焦点面におけるピーク電場位置に、方位角方向の誤差を生じさせる。次に、波面制御デバイスの u, v 軸周りの回転 $\Delta\theta_u, \Delta\theta_v$ である。これは、波面が受ける位相変調の空間周波数を変化させるため (回転量が大きいと、空間周波数が大きくなる)、ピーク電場位置が焦点面上で x, y 方向にずれてしまう。最後に、検出器の光軸方向のズレ Δz である。これは、検出器で観測するピーク電場の位置に、動径方向の誤差を生じさせる。これらの原因により、ピーク電場の位置に誤差が生じてしまうと考えられる。したがって、ダークホール制御のためには、ピーク位置の較正が必要となる。

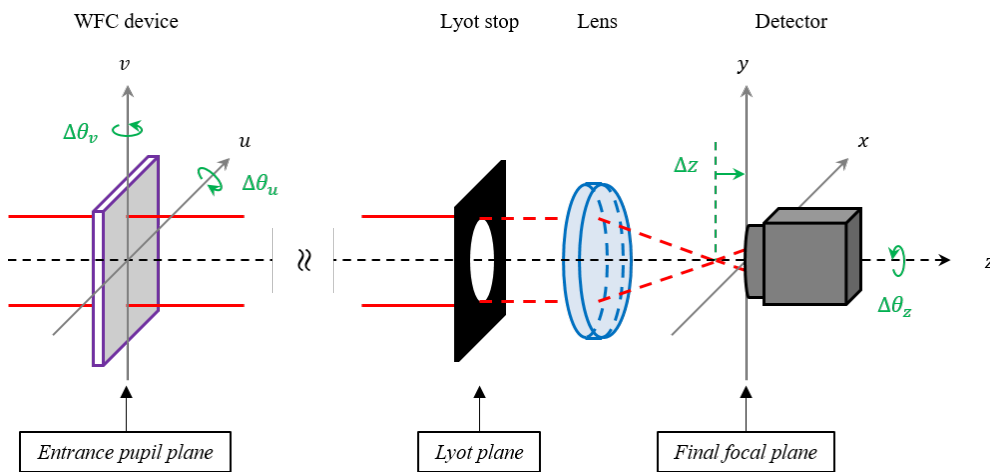


図 E.1: ピーク電場の位置の誤差が生じる主要因。

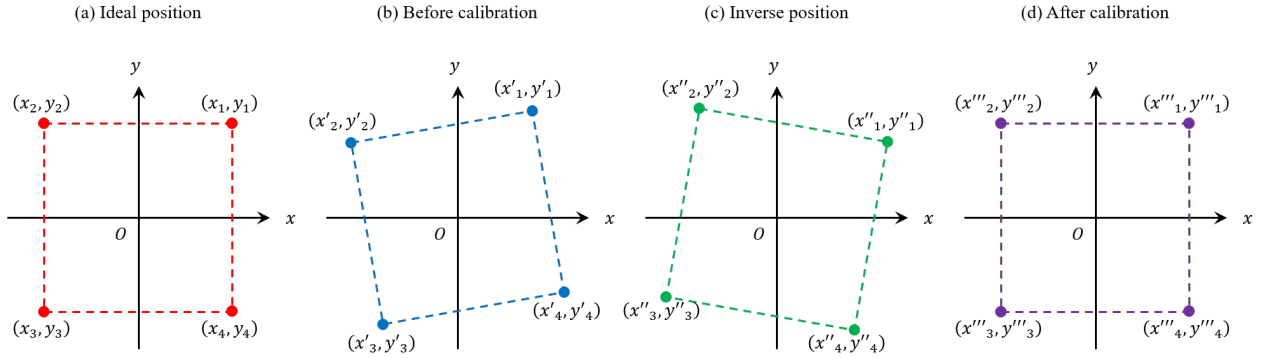


図 E.2: 波面制御デバイスで発生させた4つのピーク電場。(a) 誤差がない場合の理想的な位置 (x_i, y_i) 。(b) 校正前の誤差が生じている位置 (x'_i, y'_i) 。(c) 逆変換によって求めた位置 (x''_i, y''_i) 。(d) 校正後の位置 (x'''_i, y'''_i) 。

本研究では、射影変換を応用したピーク電場位置の校正を行った。以下に、校正の手順を示す。まず、波面制御デバイスによって、焦点面に4つのピークを発生させる。このとき、想定したピーク電場位置を (x_i, y_i) ($i = 1, 2, 3, 4$) とする (図 E.2(a))。しかし、前述の原因により、実際に発生したピーク電場は想定位置からずれてしまう。実際のピーク電場の発生位置を、 (x'_i, y'_i) とする (図 E.2(b))。ここで、想定位置 (x_i, y_i) と発生位置 (x'_i, y'_i) は、射影変換演算子 $\hat{H}$ を用いて、

$$\begin{bmatrix} x'_i \\ y'_i \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{h_{31}x_i + h_{32}y_i + 1} \hat{H} \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{E.1})$$

と表せると仮定する。ここで $\hat{H}$ は、

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} & h_{13} \\ h_{21} & h_{22} & h_{23} \\ h_{31} & h_{32} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{E.2})$$

とする。想定位置 (x_i, y_i) と発生位置 (x'_i, y'_i) の各4点の座標を用いることで、演算子 $\hat{H}$ の各要素を求めることができる。

次に、求めた演算子 $\hat{H}$ の逆行列 $\hat{H}^{-1}$ を用いて、想定位置 (x_i, y_i) を逆変換した位置 (x''_i, y''_i) にピーク電場を発生させることを考えると (図 E.2(c))、その位置は、

$$\begin{bmatrix} x''_i \\ y''_i \\ 1 \end{bmatrix} = (h_{31}x_i + h_{32}y_i + 1) \hat{H}^{-1} \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{E.3})$$

と求めることができる。 (x'''_i, y'''_i) にピーク電場を発生させようとした際に、実際に観測されるピーク電

表 E.1: 射影変換によるピーク位置較正結果の例。

	(a) 想定位置	(b) 発生位置および誤差 (較正前)	(d) 発生位置および誤差 (較正後)	
i	(x_i, y_i)	(x'_i, y'_i)	$(\delta x'_i, \delta y'_i)$	(x''_i, y''_i)
	(pixel)	(pixel)	(pixel)	(pixel)
1	(474.0, 196.3)	(471.8, 194.5)	(-2.2, -1.8)	(474.8, 196.5)
2	(-196.3, 474.0)	(-196.3, 468.5)	(0, -5.5)	(-196.3, 473.5)
3	(-474.0, -196.3)	(-471.3, -194.5)	(2.7, 1.8)	(-473.3, -196.5)
4	(196.3, -474.0)	(195.8, -468.5)	(-0.5, 5.5)	(195.8, -474.5)

注: 実験において、回折限界サイズ $1 \lambda/D$ は 8.55 pixels でサンプリングされている。

場位置を (x'''_i, y'''_i) とすると、

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} x'''_i \\ y'''_i \\ 1 \end{bmatrix} &= \frac{1}{h_{31}x_i + h_{32}y_i + 1} \hat{H} \begin{bmatrix} x''_i \\ y''_i \\ 1 \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \\ 1 \end{bmatrix}, \tag{E.4}
 \end{aligned}$$

となるため、位置較正ができていることがわかる (図 E.2(d))。

本論文におけるダークホール制御の実証実験では、この手法でピーク電場の位置の較正を行った。較正結果の例を、表 E.1 に示す。座標は恒星位置を原点 O とした。また、想定位置 (x_i, y_i) と較正前後のピーク電場位置 (x'_i, y'_i) 、および (x'''_i, y'''_i) との誤差をそれぞれ、 $(\delta x'_i, \delta y'_i)$ および $(\delta x'''_i, \delta y'''_i)$ とする。射影変換を用いて較正を行った結果、発生させたピーク電場位置の誤差を、回折限界サイズ $1 \lambda/D$ の 33-65% (較正前) から 6-10% (較正後) にまで低減できていることが分かる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方にお世話になりました。深く感謝申し上げます。

長谷川 祐司教授には、専門分野とは異なる分野にも関わらず、本論文の査読となって頂き、ありがとうございました。ゼミなどを通して、同じ分野内での議論では気がつきにくい点などのご指摘を頂き、普段の研究や成果報告などに活かすことができました。

小林 淳准教授には、ご着任から1年半ほどの短い期間で、さらにコロナ禍ということもあり、ゼミでの議論が主でしたが、非常に有意義な議論をさせて頂き、ありがとうございました。冷却原子の研究はこれまで関りがなかった分野であったため、非常に興味深い内容でした。

村上 尚史講師には、普段の研究や論文の執筆など、研究生活のあらゆる面でサポートを頂きました。民間企業への就職後に、改めて博士課程に進学すると決めた際にも、相談に乗って頂きました。本論文は、村上先生のサポートなしには完成することはできませんでした。心より感謝申し上げます。今後、FACET や EXIST も活用しながら、高コントラスト観測技術の開発を進めていきたいと思いますので、何卒よろしくお願いいたします。

事務補助員の廣瀬 美奈子さんには、出張申請などの事務作業の面で多大なるサポートを頂きましたこと、感謝申し上げます。また、学生居室の引越の際にお手伝い頂くなど、研究生活の面でも大変お世話になりました。

本論文の査読となって頂きました馬場 直志名誉教授には、心より感謝申し上げます。研究の進捗について気にかけてくださり、今回、無事に博士論文としてまとめることができました。また、査読論文や国際会議の要旨の執筆にもアドバイスを頂き、大変お世話になりました。森田 隆二教授、戸田 泰則教授には、本論文の査読となって頂き、本論文の完成のために非常に有益なコメントを頂きましたこと、感謝申し上げます。弘前大学の岡 和彦教授には、博士課程への進学の際に多くのサポートを頂き、ありがとうございました。コロナ禍でお会いできる機会が少なかったのが、残念です。

国立天文台の西川 淳助教には、オンラインでのゼミなどで普段から議論を行って頂き、ありがとうございました。その議論から、第3章と第4章の研究を推進することができました。今後の研究でも非常にお世話になるかと思っておりますので、何卒よろしくお願いいたします。東京大学の田村 元秀教授に

は、査読論文や国際学会の要旨の執筆の際に非常に有益なアドバイスを頂きましたこと、感謝申し上げます。アストロバイオロジーセンターの小谷 隆行助教、東京大学の河原 創助教には、すばる望遠鏡の観測装置 REACH の開発への参加を提案して頂き、ありがとうございました。コロナウイルスの影響で途中からはあまり参加することができませんでしたが、現地での経験は非常に刺激的なもので、FACET や EXIST の開発に活かすことができました。また、国立天文台ハワイ観測所の Olivier Guyon 教授、Julien Lozi 博士、Sebastien Vievard 博士、工藤 智幸博士、原川 紘季博士には、現地での作業にあたりサポートを頂きましたこと、感謝申し上げます。

学部生から博士課程までにおけるフォトニクス研究室の同期や先輩、後輩の皆様には、普段の生活や研究の議論など、非常に有意義な時間を共有することができました。ありがとうございました。

3 年間研究生生活をサポート頂いた家族には、心より感謝申し上げます。不自由なく研究活動に専念することができました。

本論文の第 2 章および第 3 章の内容は、Astronomical Journal 誌に掲載されたものであり [19, 20]、図の一部を改変のうえ使用させて頂きました。

諸元

本研究で使用した主な機器の諸元を記す。

- 冷却 CCD カメラ

BITRAN CORPORATION 製: BU-52LN

ピクセル数: 2048×2048

ピクセルサイズ: $7.4\mu\text{m} \times 7.4\mu\text{m}$

- SLM

SANTEC CORPORATION: SLM-100

パネルサイズ: $14.98\text{mm} \times 10.92\text{mm}$

ピクセル数: 1440×1050

ピクセルサイズ: $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$

ピクセルピッチ: $10.4\mu\text{m} \times 10.4\mu\text{m}$

グレイレベル: 10 bit

- SLM

SANTEC CORPORATION: SLM-200

パネルサイズ: $15.36\text{mm} \times 9.6\text{mm}$

ピクセル数: 1920×1200

ピクセルサイズ: $7.8\mu\text{m} \times 7.8\mu\text{m}$

ピクセルピッチ: $8\mu\text{m} \times 8\mu\text{m}$

グレイレベル: 10 bit

略語リスト

本論文で用いた略語を記す。

- 8OPM: 8-Octant Phase Mask
- CP-VNC: Common-Path Visible Nulling Coronagraph
- DM: Deformable Mirror
- EFC: Electric Field Conjugation
- EXIST: EXoplanets Imaging System Testbed
- FACET: FAcility for Coronagraphic Elemental Technologies
- FPM: Focal Plane Mask
- IWA: Inner Working Angle
- LCVR: Liquid Crystal Variable Retarder
- MSWC: Multi-Star Wavefront Control
- OAP: Off Axis Parabolic mirror
- SAN: Speckle Area Nulling
- SCC: Self Coherent Camera
- SDU: Spectrum Division Unit
- SLM: Spatial Light Modulator
- SNWC: Super-Nyquist Wavefront Control
- SPC: Shaped Pupil Coronagraph

参考文献

- [1] M. Mayor and D. Queloz, “A Jupiter-mass companion to a solar-type star,” *Nature*, **378**, 335 (1995).
- [2] “The Extrasolar Planets Encyclopedia,” <http://exoplanet.eu/> (参照 2022 年 2 月 21 日).
- [3] R. Schwarz, B. Funk, R. Zechner et al., “New prospects for observing and cataloguing exoplanets in well-detached binaries,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **460**, 3598 (2016).
- [4] “CATALOGUE OF EXOPLANETS IN BINARY STAR SYSTEMS,” <https://www.univie.ac.at/adg/schwarz/multiple.html> (参照 2022 年 2 月 21 日).
- [5] C. Marois, B. Macintosh, T. Barman et al., “Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799,” *Science*, **322**, 1348 (2008).
- [6] A.-M. Lagrange, D. Gratadour, G. Chauvin et al., “A probable giant planet imaged in the β Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging,” *Astronomy and Astrophysics*, **493**, L21 (2009).
- [7] M. Kuzuhara, M. Tamura, T. Kudo et al., “Direct Imaging of a Cold Jovian Exoplanet in Orbit around the Sun-like Star GJ 504,” *the Astrophysical Journal*, **774**, 11 (2013).
- [8] National Academies of Sciences, Engineering, and Medicine, “Pathways to Discovery in Astronomy and Astrophysics for the 2020s,” Washington, DC; the National Academies Press (2021).
- [9] N. Murakami and N. Baba, “Common-path lateral-shearing nulling interferometry with a Savart plate for exoplanet detection,” *Optics Letters*, **35**, 3003 (2010).
- [10] N. Murakami, R. Uemura, N. Baba et al., “An Eight-Octant Phase-Mask Coronagraph,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **120**, 1112 (2008).
- [11] N. Murakami, J. Nishikawa, K. Yokochi et al., “Achromatic Eight-octant Phase-mask Coronagraph using Photonic Crystal,” *the Astrophysical Journal*, **714**, 772 (2010).

- [12] F. Malbet, J. W. Yu and M. Shao, “High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronagraphy,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **107**, 386 (1995).
- [13] P. J. Bordé and W. A. Traub, “High-Contrast Imaging from Space: Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime,” *the Astrophysical Journal*, **638**, 488 (2006).
- [14] W. A. Traub and B. R. Oppenheimer, “Direct Imaging of Exoplanets,” edited by S. Seager, Tuscon; University Arizona Press, 111-156, (2010).
- [15] M. Oya, J. Nishikawa, M. Horie et al., “Coronagraph experiment on dark-hole control by speckle area nulling method,” *Optical Review*, **22**, 736 (2015).
- [16] A. Give'on, B. Kern, S. Shaklan et al., “Broadband wavefront correction algorithm for high-contrast imaging systems,” *Proceedings of the SPIE*, **6691**, 66910A (2007).
- [17] J. T. Trauger and W. A. Traub, “A laboratory demonstration of the capability to image an Earth-like extrasolar planet,” *Nature*, **446**, 771 (2007).
- [18] J. Trauger, D. Moody, B. Gordon et al., “Complex apodization Lyot coronagraphy for the direct imaging of exoplanet systems: design, fabrication, and laboratory demonstration,” *Proceedings of the SPIE*, **8442**, 84424Q (2012).
- [19] N. Murakami, K. Yoneta, K. Kawai et al., “Polarization-based Speckle Nulling Using a Spatial Light Modulator to Generate a Wide-field Dark Hole,” *the Astronomical Journal*, **163**, 129 (2022).
- [20] K. Yoneta, N. Murakami, H. Ichien et al., “Halftone Wave Front Control: Numerical Simulation and Laboratory Demonstration,” *the Astronomical Journal*, **163**, 112 (2022).
- [21] H. A. Abt, “Normal and abnormal binary frequencies,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **21**, 343 (1983).
- [22] D. Raghavan, H. A. McAlister, T. J. Henry et al., “A Survey of Stellar Families: Multiplicity of Solar-type Stars,” *the Astrophysical Journal Supplement Series*, **190**, 1 (2010).
- [23] A. Tokovinin, “From Binaries to Multiples. II. Hierarchical Multiplicity of F and G Dwarfs,” *the Astronomical Journal*, **147**, 87 (2014).
- [24] G. Anglada-Escudé, P. J. Amado, J. Barnes et al., “A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri,” *Nature*, **536**, 437 (2016).
- [25] M. Damasso, F. Del Sordo, G. Anglada-Escudé et al., “A low-mass planet candidate orbiting Proxima Centauri at a distance of 1.5 AU,” *Science Advances*, **6**, eaax7467 (2020).
- [26] K. Wagner, A. Boehle, P. Pathak et al., “Imaging low-mass planets within the habitable zone

- of α Centauri,” *Nature Communications*, **12**, 922 (2021).
- [27] C.-C. Liu, D.-Q. Ren, J.-P. Dou et al., “A high-contrast coronagraph for direct imaging of Earth-like exoplanets: design and test,” *Research in Astronomy and Astrophysics*, **15**, 453 (2015).
- [28] J. Dou and D. Ren, “Phase Quantization Study of Spatial Light Modulator for Extreme High-contrast Imaging,” *the Astrophysical Journal*, **832**, 84 (2016).
- [29] 河合 研弥, “空間光変調器を用いた広視野コロナグラフの室内実証,” 北海道大学大学院工学院応用物理学専攻, 平成 30 年度修士論文.
- [30] 米田 謙太, “サバール板横シヤリング・ナル干渉計における残余恒星スペckルの低減法,” 北海道大学大学院工学院応用物理学専攻, 平成 28 年度修士論文.
- [31] H. Kitou, N. Murakami, M. Kida et al., “Laboratory demonstration of the Savart-plate lateral-shearing interferometric nuller for exoplanets (SPLINE),” *Proceedings of the SPIE*, **9151**, 91515N (2014).
- [32] K. Yoneta, N. Murakami, T. Kotani et al., “Development of speckle nulling technique for the Savart-plate lateral-shearing interferometric nuller for exoplanets (SPLINE),” *Proceedings of the SPIE*, **9912**, 99126I (2016).
- [33] J. Li and S.-T. Wu, “Extended Cauchy equations for the refractive indices of liquid crystals,” *Journal of Applied Physics*, **95**, 896 (2004).
- [34] J. Li and S.-T. Wu, “Two-coefficient Cauchy model for low birefringence liquid crystals,” *Journal of Applied Physics*, **96**, 170 (2004).
- [35] J. Li, C.-H. Wen, S. Gauza et al., “Refractive Indices of Liquid Crystals for Display Applications,” *Journal of Display Technology*, **1**, 51 (2005).
- [36] J. T. Trauger, D. Moody, B. Gordon et al., “Performance of a precision high-density deformable mirror for extremely high contrast imaging astronomy from space,” *Proceedings of the SPIE*, **4854**, 1 (2003).
- [37] R. A. Brown, C. J. Burrows, S. Casertano et al., “The 4-m space telescope for investigating extrasolar Earth-like planets in starlight: TPF is HST2,” *Proceedings of the SPIE*, **4854**, 95 (2003).
- [38] G. Ruane, D. Echeverri, E. Bendek et al., “Microelectromechanical deformable mirror development for high-contrast imaging, part 2: the impact of quantization errors on coronagraph image contrast,” *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, **6**, 045002 (2020).

- [39] R. W. Floyd and L. Steinberg, “An adaptive algorithm for spatial grey scale,” *Proceedings of the Society of Information Display*, **17**, 75 (1976).
- [40] P. Martinez, C. Dorrer, E. Aller Carpentier et al., “Design, analysis, and testing of a microdot apodizer for the Apodized Pupil Lyot Coronagraph,” *Astronomy and Astrophysics*, **495**, 363 (2009).
- [41] P. Martinez, C. Dorrer, M. Kasper et al., “Design, analysis, and testing of a microdot apodizer for the apodized pupil Lyot coronagraph. II. Impact of the dot size,” *Astronomy and Astrophysics*, **500**, 1281 (2009).
- [42] P. Martinez, C. Dorrer and M. Kasper, “Band-Limited Coronagraphs Using a Halftone Dot Process: Design Guidelines, Manufacturing, and Laboratory Results,” *the Astrophysical Journal*, **705**, 1637 (2009).
- [43] 一圓 光, “ダークホール制御技術における誤差拡散アルゴリズムの応用,” 北海道大学大学院工学院応用物理学専攻, 令和 2 年度修士論文.
- [44] N. Murakami, K. Yoneta, H. Ichien et al., “Construction of EXIST (Exoplanet Imaging System Testbed) toward future space coronagraphs,” *Proceedings of the SPIE*, **11443**, 114432M (2020).
- [45] D. Sirbu, S. Thomas, R. Belikov et al., “Techniques for High-contrast Imaging in Multi-star Systems. II. Multi-star Wavefront Control,” *the Astrophysical Journal*, **849**, 142 (2017).
- [46] 小池 隆太, “サバール板横シヤリング・ナル干渉計のための連星波面制御,” 北海道大学大学院工学院応用物理学専攻, 令和 2 年度修士論文.
- [47] A. Aleksanyan, N. Kravets and E. Brasselet, “Multiple-Star System Adaptive Vortex Coronagraphy Using a Liquid Crystal Light Valve,” *Physical Review Letters*, **118**, 203902 (2017).
- [48] A. Aleksanyan and E. Brasselet, “High-charge and multiple-star vortex coronagraphy from stacked vector vortex phase masks,” *Optics Letters*, **43**, 383 (2018).
- [49] E. Cady, M. McElwain, N. J. Kasdin et al., “A Dual-Mask Coronagraph for Observing Faint Companions to Binary Stars,” *Publication of the Astronomical Society of the Pacific*, **123**, 333 (2011).
- [50] J. Kuhn and P. Patapis, “Digital adaptive coronagraphy using SLMs: promising prospects of a novel approach, including high-contrast imaging of multiple stars systems,” *Proceedings of the SPIE*, **9912**, 99122M (2016).
- [51] S. Thomas, R. Belikov and E. Bendek, “Techniques for High-contrast Imaging in Multi-star Systems. I. Super-Nyquist Wavefront Control,” *the Astrophysical Journal*, **810**, 81 (2015).

-
- [52] R. Belikov, E. Bendek, E. Pluzhnik et al., “High contrast imaging in multi-star systems: technology development and first lab results,” *Proceedings of the SPIE*, **9904**, 990422 (2016).
 - [53] R. Belikov, E. Pluzhnik, E. Bendek et al., “High-contrast imaging in multi-star systems: progress in technology development and lab results,” *Proceedings of the SPIE*, **10400**, 104000W (2017).
 - [54] E. Pluzhnik, J. Lozi, R. Belikov et al., “Multi-star wavefront control with SCExAO instrument: demonstration with an internal source,” *Proceedings of the SPIE*, **11823**, 118231O (2021).
 - [55] N. Murakami, M. Kida, N. Baba et al., “Development of the Savart-plate lateral-shearing interferometric nuller for exoplanet (SPLINE),” *Proceedings of the SPIE*, **8446**, 84468H (2012).
 - [56] P. Baudoz, A. Boccaletti, J. Baudrand et al., “The Self-Coherent Camera: a new tool for planet detection,” *Proceedings of the IAU Colloquium*, **200**, 553 (2006).
 - [57] R. Galicher, P. Baudoz and G. Rousset, “Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space,” *Astronomy and Astrophysics*, **488**, L9 (2008).
 - [58] M. Casti, J. S. Newmark, T. Baur et al., “Analysis of the space radiation effects on liquid crystal variable retarders,” *Proceedings of the SPIE*, **11814**, 118140P (2021).

研究発表リスト

- 学術論文 (英文) (査読あり 2 件、査読なし 5 件)

- (1) K. Yoneta, N. Murakami, T. Kotani, H. Kawahara, T. Matsuo, N. Baba and M. Tamura, “Development of speckle nulling technique for the Savart-plate lateral-shearing interferometric nuller for exoplanets (SPLINE),” *Proceedings of the SPIE*, **9912**, 99126I (2016) (not peer-reviewed).
- (2) T. Kotani, H. Kawahara, M. Ishizuka, N. Jovanovic, S. Vievard, J. Lozi, A. Sahoo, O. Guyon, K. Yoneta and M. Tamura, “Extremely high-contrast, high spectral resolution spectrometer REACH for the Subaru Telescope,” *Proceedings of the SPIE*, **11448**, 1144878 (2020) (not peer-reviewed).
- (3) J. Nishikawa, N. Murakami, J. Lozi, O. Guyon, K. Habu, H. Ichien, K. Yoneta, S. Sudoh, K. Kumaki, S. Kumagai, N. Jovanovic and F. Martinache, “Combination of apodized pupil and phase mask coronagraph for SCExAO at Subaru Telescope,” *Proceedings of the SPIE*, **11447**, 114474T (2020) (not peer-reviewed).
- (4) N. Murakami, K. Yoneta, H. Ichien, S. Sudoh, K. Habu and J. Nishikawa, “Construction of EXIST (Exoplanet Imaging System Testbed) toward future space coronagraphs,” *Proceedings of the SPIE*, **11443**, 114432M (2020) (not peer-reviewed).
- (5) K. Yoneta, N. Murakami, K. Yoshida, R. Koike, T. Kotani, H. Kawahara, N. Baba and M. Tamura, “Speckle reduction technique using the self-coherent camera for the common-path visible nulling coronagraph,” *Proceedings of the SPIE*, **11451**, 114513Y (2020) (not peer-reviewed).
- (6) K. Yoneta, N. Murakami, H. Ichien, S. Sudoh and J. Nishikawa, “Halftone Wave Front Control: Numerical Simulation and Laboratory Demonstration,” *the Astronomical Journal*, **163**, 112 (2022) (peer-reviewed).
- (7) N. Murakami, K. Yoneta, K. Kawai, H. Kawahara, T. Kotani, M. Tamura and N. Baba,

“Polarization-based Speckle Nulling Using a Spatial Light Modulator to Generate a Wide-field Dark Hole,” *the Astronomical Journal* **163**, 129 (2022) (peer-reviewed).

● 学会発表 (国外)

- (1) K. Yoneta, N. Murakami, T. Kotani, H. Kawahara, T. Matsuo, N. Baba and M. Tamura, “Development of speckle nulling technique for the Savart-plate lateral-shearing interferometric nuller for exoplanets (SPLINE),” SPIE Astronomical Telescope + Instrumentation 2016, Edinburgh, Scotland (2016).
- (2) T. Kotani, H. Kawahara, M. Ishizuka, N. Jovanovic, S. Vievard, J. Lozi, A. Sahoo, O. Guyon, K. Yoneta and M. Tamura, “Extremely high-contrast, high spectral resolution spectrometer REACH for the Subaru Telescope,” SPIE Astronomical Telescope + Instrumentation 2020, Digital forum (2020).
- (3) J. Nishikawa, N. Murakami, J. Lozi, O. Guyon, K. Habu, H. Ichien, K. Yoneta, S. Sudoh, K. Kumaki, S. Kumagai, N. Jovanovic and F. Martinache, “Combination of apodized pupil and phase mask coronagraph for SCExAO at Subaru Telescope,” SPIE Astronomical Telescope + Instrumentation 2020, Digital forum (2020).
- (4) N. Murakami, K. Yoneta, H. Ichien, S. Sudoh, K. Habu and J. Nishikawa, “Construction of EXIST (Exoplanet Imaging System Testbed) toward future space coronagraphs,” SPIE Astronomical Telescope + Instrumentation 2020, Digital forum (2020).
- (5) K. Yoneta, N. Murakami, K. Yoshida, R. Koike, T. Kotani, H. Kawahara, N. Baba and M. Tamura, “Speckle reduction technique using the self-coherent camera for the common-path visible nulling coronagraph,” SPIE Astronomical Telescope + Instrumentation 2020, Digital forum (2020).

● 学会発表 (国内)

- (1) 米田 謙太, 村上 尚史, 武藤 恭之, 河原 創, 松尾 太郎, 小谷 隆行, 馬場 直志, 田村 元秀, “サバール板横シヤリングナル干渉計による原始惑星系円盤観測の計算機シミュレーション,” 日本天文学会 2015 年秋季年会, 兵庫県神戸市 (2015).
- (2) 米田 謙太, 村上 尚史, 小谷 隆行, 河原 創, 松尾 太郎, 馬場 直志, 田村 元秀, “太陽系外惑星の直接観測を目指したサバール板横シヤリング・ナル干渉計のためのスペックル除去技術の開発,” 第 52 回応用物理学会北海道支部/第 13 回日本光学会北海道支部合同学術講演会, 北海道北見市 (2017).
- (3) 河合 研弥, 村上 尚史, 米田 謙太, 小谷 隆行, 河原 創, 馬場 直志, 田村 元秀, “液晶空間光変調

- 器を用いたサバーバル板横シヤリングナル干渉計のためのスペックル除去技術の開発 2,” 日本天文学会 2018 年秋季年会, 兵庫県姫路市 (2018).
- (4) 吉田 光希, 村上 尚史, 米田 謙太, 黒田 真之佑, 山本 広大, 小谷 隆行, 河原 創, 松尾 太郎, 馬場 直志, 田村 元秀, “せいめい望遠鏡搭載を目指したコロナグラフ SPLINE および波面センシング技術の開発,” 第 55 回応用物理学会北海道支部/第 16 回日本光学会北海道支部合同学術講演会, 北海道札幌市 (2020).
- (5) 小谷 隆行, 河原 創, 石塚 将斗, 米田 謙太, N. Jovanovic, O. Guyon, S. Vievard, J. Lozi, A. Sahoo, 田村 元秀, “REACH プロジェクト: 超高コントラストと高分散分光を組み合わせたすばる望遠鏡での系外惑星直接撮像分光について,” 日本天文学会 2020 年春季年会, 茨城県つくば市 (2020).
- (6) 米田 謙太, 村上 尚史, 一圓 光, 小池 隆太, 須藤 星路, 西川 淳, “高コントラスト観測システムテストベッド EXIST の開発,” 日本天文学会 2020 年秋季年会, オンライン (2020).
- (7) 小池 隆太, 米田 謙太, 村上 尚史, 西川 淳, “連星系における系外惑星探査のためのダークホール技術の開発,” 日本天文学会 2021 年春季年会, オンライン (2021).
- (8) 米田 謙太, 村上 尚史, 一圓 光, 小池 隆太, 須藤 星路, 西川 淳, “高コントラスト観測システムテストベッド EXIST の開発 2,” 日本天文学会 2021 年春季年会, オンライン (2021).
- (9) 米田 謙太, 村上 尚史, 一圓 光, 須藤 星路, 西川 淳, “ハーフトーン手法を用いた高コントラスト観測のためのダークホール制御技術の開発,” 日本天文学会 2021 年秋季年会, オンライン (2021).
- (10) 村上 尚史, 米田 謙太, 西川 淳, “太陽系外惑星探査を目指した波面揺らぎ補正技術の開発,” レーザー学会学術講演会第 42 回年次大会, オンライン (2022) [招待講演].
- (11) 米田 謙太, 村上 尚史, 小池 隆太, 西川 淳, “連星系における系外惑星探査のためのダークホール技術の開発 2,” 日本天文学会 2022 年春季年会, オンライン (2022) (発表予定).

