

修士学位論文

強度周期変動を示す大質量星形成領域
G32.045+0.059 に対する
東アジア VLBI 観測網による観測的研究

2023 年度
(令和 5 年度)

茨城大学 大学院理工学研究科

理学専攻

22NM155A
森泉 怜

概 要

大質量星形成領域は距離が遠く、可視光、近赤外線領域で光学的に厚いことから観測に困難を極めるため、大質量星形成過程には未解明な部分が多い。6.7 GHz methanol maser は輝度温度が高く、コンパクトな放射であることから高い空間分解能を誇る VLBI 観測が可能であるだけでなく、大質量星形成領域の disk の運動をトレースできるため、大質量星形成領域内部の環境を知ることができる強力なツールとして重要視されている。近年、茨城大学などで行われている 6.7 GHz methanol maser のモニター観測にて、一部の 6.7 GHz methanol maser が強度周期変動を示すことがわかった。この強度周期変動機構のモデルとしてこれまでに 5 つのモデルが提唱されているが、統一的な見解は得られていない。

本研究は、強度周期変動を示す 6.7 GHz methanol maser 天体である G32.045+0.059 を活動期と平穏期の両方にタイミングを合わせて高い空間分解能を誇る VLBI 観測を行い、それぞれの時期の放射の空間分布を比較することで、本天体に適用可能な強度周期変動モデルを特定することを目的としている。解析の結果、メーザースポットは北東方向と南西方向に二極化するような分布を示し、北東側と南西側は投影距離で 2500 au 離れており、北東側と南西側は異なる大質量星形成領域に付随する可能性が示唆された。

Abstract

The process of massive star formation is still poorly understood due to their large distance and high opacity. The Class II 6.7 GHz methanol maser is a good tracer of massive star forming region in particular at younger evolutionary phases and can be observed by using Very Long Baseline Interferometer (VLBI). Recent researches discovered some of Class II 6.7 GHz methanol maser sources show periodic flux variability. Despite the fact several models are proposed to explain this variability, there are no unified explanations.

In this research, we observed G32.045+0.059, which shows several periods of periodic flux variability with the periods of about 58 days, 367 days and 716 days, in quiet phase of the shortest period (2021 Feb.04–05 MJD 59249–59250, Epoch 1) and active phase of the shortest period (2021 Mar.06–07 MJD 59279–59280, Epoch 2) with East Asia VLBI Network (EAVN). The distribution of maser spots in G32.045+0.059 appeared paired of the North-East side and the South-West side. The projected distance of both sides was found to be about 2500 au. The result of comparison of both epoch implied the North-East side and the South-West side are with difference massive star forming region.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	大質量星形成理論	1
1.1.1	星形成の概要	1
1.1.2	降着率問題	1
1.1.3	高い降着率による星形成	2
1.1.4	Episodic accretion	3
1.2	メーザー (maser)	3
1.2.1	放射の素過程	6
1.2.2	メーザー放射機構	7
1.3	methanol maser	9
1.3.1	Class II methanol maser	10
1.3.2	メーザースポットの空間分布	10
第 2 章	研究背景	12
2.1	メーザー強度周期変動機構	12
2.1.1	CWB モデル	12
2.1.2	脈動モデル	15
2.1.3	Spiral shock モデル	16
2.1.4	Periodic accretion モデル	16
2.1.5	Eclipsing binary モデル	18
2.2	メーザースポットの構造	18
第 3 章	研究目的	20
第 4 章	先行研究	21
第 5 章	観測と解析	26
5.1	観測概要	26
5.2	解析	26
5.2.1	手順 1: データの読み込み, データチェック	28
5.2.2	手順 2: 自己相関関数による相関関数の規格化	30
5.2.3	手順 3: 振幅バンドパス較正	30
5.2.4	手順 4: 装置起因の位相の遅延較正	30
5.2.5	手順 5: 位相バンドパス較正	30
5.2.6	手順 6: ドップラー較正	30
5.2.7	手順 7: 振幅較正	30
5.2.8	手順 8: 大気遅延較正	31
5.2.9	手順 9: 大気遅延較正解を解析用データにコピー	31
5.2.10	手順 10: メーザースポットによるフリンジフィッティング	31
5.2.11	手順 11: difmap にてセルフキャリブレーション	31
5.2.12	手順 12: CLEAN image の作成	32
5.2.13	手順 13: メーザースポット候補の抽出	32
5.3	visibility のガウシアンフィット	32

第 6 章	結果	34
6.1	スペクトル	34
6.2	メーザースポット・フィーチャー	34
6.2.1	メーザースポット	34
6.2.2	メーザーフィーチャー	34
6.3	強度の比較	38
6.3.1	「フィーチャースペクトル」による比較	38
6.3.2	フィーチャーの積分強度による比較	44
6.4	メーザースポットのサイズ	50
6.4.1	$V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (南西成分)	52
6.4.2	$V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (北東成分)	52
第 7 章	考察	56
7.1	CWB モデル	56
7.2	Spiral shock モデル	56
7.3	脈動モデル	56
7.4	考察のまとめ	59
第 8 章	まとめ	60

第1章 序論

1.1 大質量星形成理論

1.1.1 星形成の概要

大質量星 ($M_* > 8 M_\odot$) は重元素を生成し、超新星爆発によってその元素を星間空間に供給するなど、星間空間に大きな影響を及ぼすため宇宙の進化を理解する上で重要な天体である。しかし、大質量星形成領域が近赤外線領域で光学的に厚く、距離が遠いために観測に困難を極めることからその形成過程の理解はいまだに乏しいままである。一方で中小質量星 ($M_* \leq 8 M_\odot$) 形成領域は大質量星形成領域と比べて観測的証拠が豊富である点から理解が進んでおり、以下のような標準シナリオが提唱されている [1]。冷たく高密度な領域である分子雲 ($T \sim 10$ K, $n > 10^2 \text{ cm}^{-3}$) の中でより高密度な領域である分子雲コア ($R = 0.1\text{--}1$ pc, $M = \text{数--数十 } M_\odot$) が形成される。その後分子雲コアが重力崩壊し、その中心部に平衡状態である first core ($R \sim 1$ au, $T \sim 1000$ K, $M \sim 0.01 M_\odot$) を形成する。first core への質量降着により、first core の温度が 2000 K を越えると水素分子の解離が発生する。この反応は吸熱反応であるため first core の圧力が下がり、再び重力崩壊する。これを second collapse という。second collapse によってファーストコアの中心部に完全に電離し、再度平衡状態となったコアが形成される。これを second core ($T_c \sim 30000$ K, $\rho_c \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $M \sim 0.001 M_\odot$) という。観測研究において原始星と呼ばれるものは second core である。以下、second core を原始星と呼ぶ。質量降着によって原始星が成長し、やがて降着が停止し原始星を取り巻いていたガスが散逸され始め、原始星は冷却されて Kelvin-Helmholtz 収縮する。この状態の原始星を T タウリ型星という。T タウリ型星の中心温度が、 $T_c \sim 10^7$ K 程度になると水素の核融合反応が始まり、主系列星に至る。

中小質量星形成領域は概ね図 1.1 のような形状を示すことが示唆されている。

1.1.2 降着率問題

大質量星の形成を実現させるには、降着流のラム圧が原始星の強い輻射圧を上回らなければならない、

$$\frac{L_{\text{tot}}}{4\pi R_d^2 c} < \rho v^2 \quad (1.1)$$

を満たさなければならない。 L_{tot} は原始星の光度、 R_d は原始星の放射によってダストが蒸発する半径であり、左辺がダストが蒸発する領域における輻射圧、右辺がラム圧である。そのため、

$$\dot{M} > \frac{L_{\text{tot}}}{cv} \quad (1.2)$$

を満たす高い降着率 ($\dot{M} > 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) が要求される。一方で、中小質量星に適用される形成モデルにて考えられている降着率は分子雲コアの温度 $T \sim 10\text{--}100$ K に対し

$$\dot{M} \sim \frac{c_s^3}{G} \simeq 5 \times 10^{-6} M_\odot \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right) \quad (1.3)$$

程度と小さく、中小質量星形成モデルをそのまま大質量星形成に適用することはできない。

ここで考えられたのが Monolithic collapse model (e.g., McKee & Tan 2003[3]) と Competitive Accretion model (または Global collapse model) (e.g., Bonnell et al. 2004[4]) である。Monolithic collapse model は、乱流が発達した分子雲コアであれば、実質的な音速が乱流の速度となることから、 $\dot{M} \sim \frac{v_{\text{turb}}^3}{G} > \frac{c_s^3}{G}$ となり、乱流が発達した分子雲コアが重力不安定を引き起こすことで原始星への高い降着率が実現可能であると考えられるモデルである。Competitive Accretion model (Global collapse model) は、重力不安定なクランプが分裂し、低質量星の星団を形

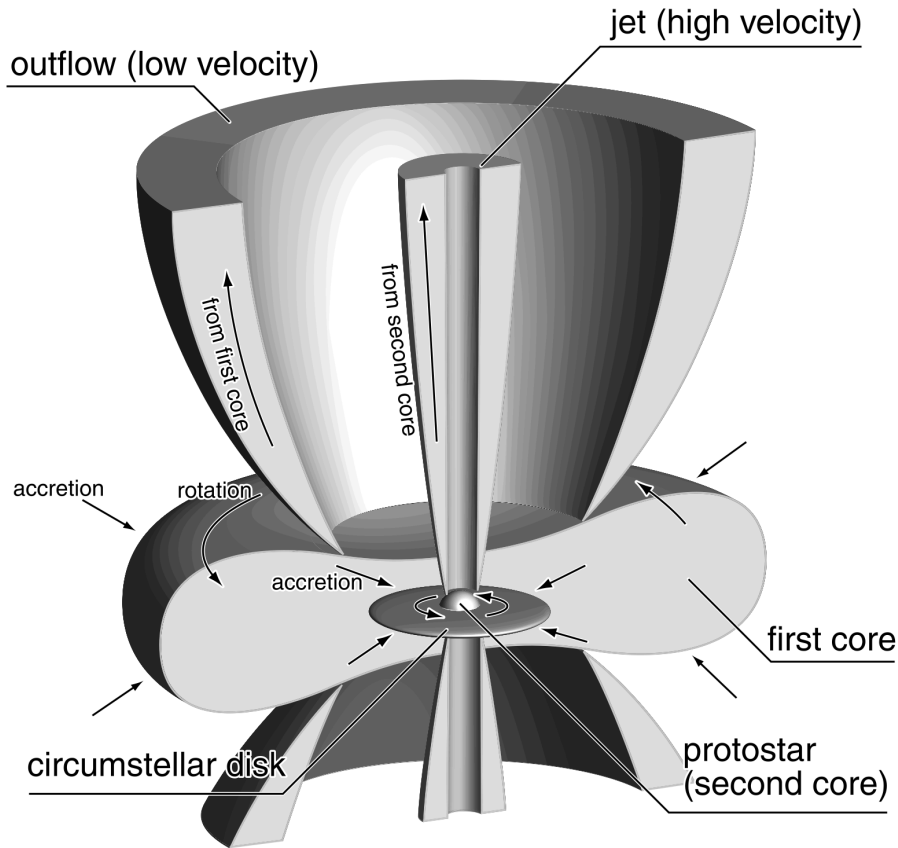


図 1.1: 中小質量星形成領域の概略図 (Machida et al. 2008[2] より引用). 矢印はガスの運動方向を示す.

成するなどして、中心部の最も密度が高い領域に優先的に向かう降着流を発生させ、大質量星を形成可能な領域を形成すると考えるモデルである。前者は分子雲コア (~ 0.1 pc) スケール、後者はクランプ (~ 1 pc) スケールを考えているモデルであり、適用される空間スケールが異なるため、対立するものではなく、並列して起こりうるものであると考えられている。

上記 2 つのモデルが適用可能な場所として、図 1.2 のような分子雲のフィラメント間の衝突地点 (Hub filament system) が挙げられ、近年盛んに観測・研究されている。

1.1.3 高い降着率による星形成

恒星の構造の進化は恒星を力学平衡条件にある自己重力球であると考え、以下の 4 つの基礎方程式を結合し平衡状態の変化を追うことで得られる。

- 連続の式 $\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho$
- 静水圧平衡 $\nabla p = -\rho \nabla \phi$
- エネルギー輸送 (例: 放射輸送が支配的な場合 $\frac{dT}{dr} = -\frac{1}{\lambda} \frac{L}{4\pi r^2}$, λ は熱伝導率.)
- エネルギー保存 (例: $\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon$, ϵ は $r - r + dr$ 間の単位体積、単位質量あたりに発生するエネルギー.)

Hosokawa & Omukai (2009)[6] にて等方的な降着, Hosokawa et al. (2010)[7] にて円盤からの降着という条件を 4 つの基礎方程式に課すことで大質量原始星の進化過程が調べられた (図 1.3). その結果大質量原始星の進化過程は等方的な降着, 円盤からの降着の両方で

1. 原始星表面が光学的に厚いために断熱状態を保ち、緩やかに断熱膨張しながら降着が続く「断熱降着期」

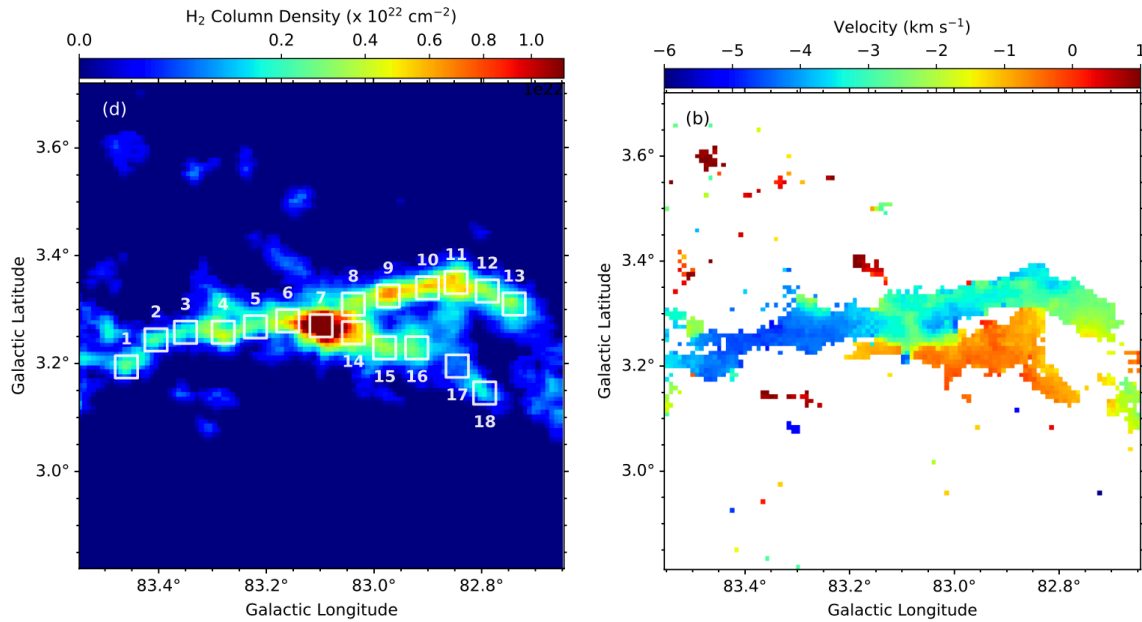


図 1.2: 左: Hub filament system G083.097+03.270 における H_2 の柱密度分布 右: G083.097+03.270 内の速度分布. (Panja et al. 2023[5] より引用). 2 つのフィラメントから、衝突地点である中心部に向かう降着流が発生し、中心部に乱流が発達した高密度な領域が形成され、その中心部 (左図の 7 番の領域) に大質量星形成領域 MSX G083.0936+03.2724 が付随する.

2. 質量の獲得により強くなった重力によって、降着流が発生させる衝撃波によるエントロピーが増加し、急激な膨張を始める「膨張期」
3. 膨張によって表層が光学的に薄くなることで放射が優勢になり、重力エネルギーを放射により捨てられるようになり、収縮する「Kelvin-Helmholtz 収縮期」
4. H の燃焼が始まり、主系列星 (Main-Sequence) になってもなお降着が続く「MS 降着期」

の 4 段階に分けられた. 図 1.3 より、断熱降着期 ($M_* \leq 6 M_\odot$) において等方的な降着を考えた場合の方が円盤からの降着を考えたときよりも半径が数倍大きくなっている. これは、等方的な降着の際は、accretion shock によるエントロピーの上昇の効果が大きかったのに対し、円盤を介した降着の際は、円盤自身が自身の放射により冷却されており、原始星に持ち込まれるエントロピーが少なくなっていた上に、原始星自身が円盤に垂直な方向に放射を逃すことで冷却されていたためである. このように断熱降着期の構造が等方的な降着と円盤を介した降着で大幅に異なるにもかかわらず、最終的に到達する質量は降着率のみに依存する.

1.1.4 Episodic accretion

また、近年、大質量星は一定の降着率によってのみ形成されるのではなく、重力不安定な円盤で、円盤が分裂することによってできたガスの塊が原始星に降着し、原始星が短時間で大量の質量 ($\dot{M} \sim 10^{-2} M_\odot \text{yr}^{-1}$) を獲得する降着バーストという現象によって質量を獲得することが観測研究によってわかってきている (e.g., Burns et al. 2023[8]). 理論的研究により得られた降着バーストの様子を図 1.4 に、降着バーストによる原始星の光度の変化、質量降着率の時間変化、原始星の質量の変化を図 1.5 に示す.

1.2 メーザー (maser)

メーザー (maser) とは Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation (誘導放出によるマイクロ波増幅放射) のことであり、理論的には 1958 年、実際に現象として発見されたのは 1960 年である. 可干渉 (限りなく単色波に近く、位相が揃っており、完全偏波に近い) であることが主な特徴である.

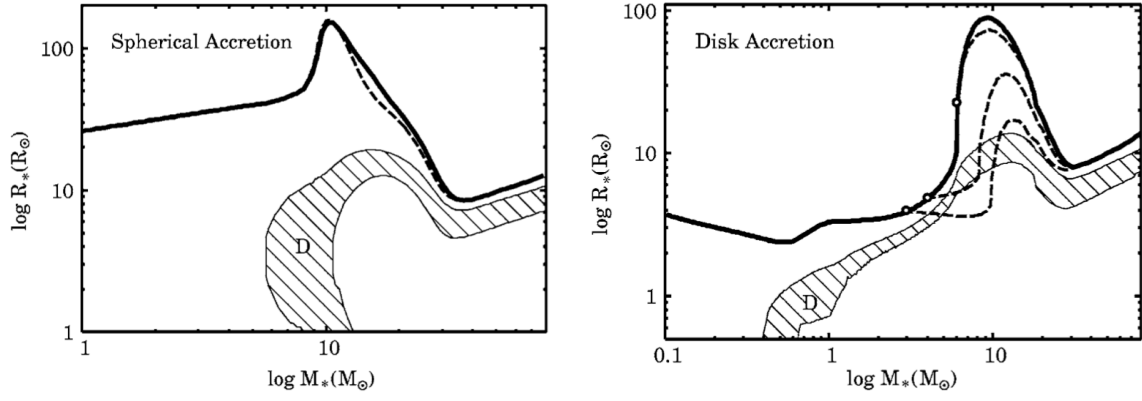


図 1.3: 左: 等方的に $\dot{M} = 10^{-3} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ の降着が起こった際の進化過程 (Hosokawa & Omukai 2009[6] より引用). 右: 円盤を介して $\dot{M} = 10^{-3} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ の降着が起こった際の進化過程 (Hosokawa et al. 2010[7] より引用). 実線が原始星の表面である.

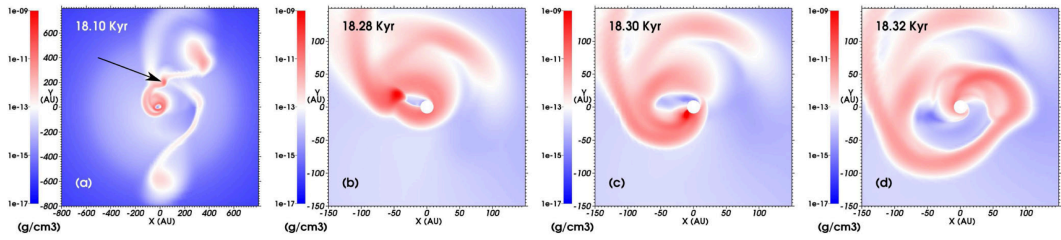


図 1.4: 降着バーストが発生する様子 (Meyer et al. 2019[9] より引用). 一番左の図から右に向かって時間が経つにつれ, 円盤の重力収縮によってできた密度の高い領域が中心の原始星に落下する様子が見られる.

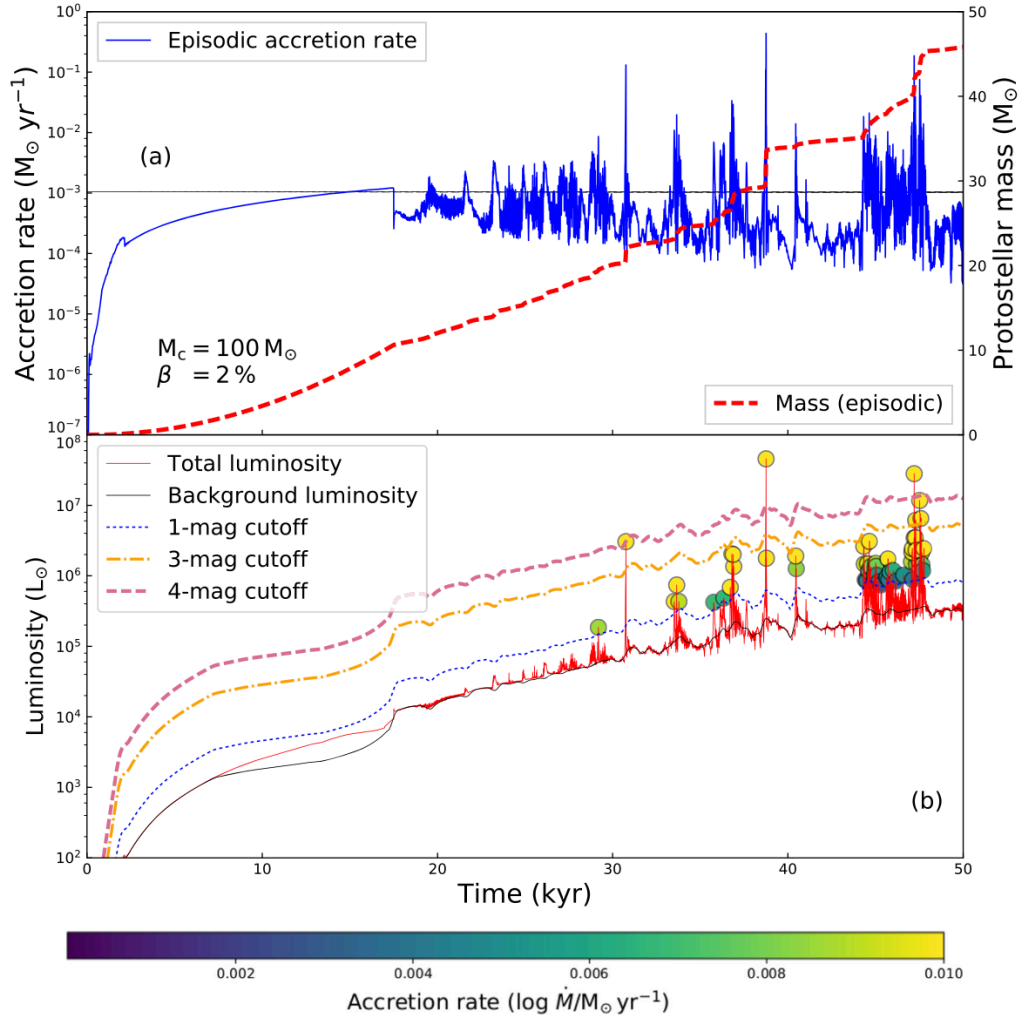


図 1.5: 上: first core の質量 $M_c = 100 M_{\odot}$, 回転エネルギー/重力エネルギー比 $=0.02$ の初期条件のものと質量降着率 (青実線) と原始星質量 (赤破線). 下: 原始星の光度の時間発展 (赤実線). (Meyer et al. 2021[10] より引用) 点線は 1000 年ごとの平均の原始星の光度 (黒線) を下から 10 倍, 1000 倍, 10000 倍したものであり, 光度が通常 (平均) の 10000 倍にまで至るような降着バーストが発生していることがわかる. また, 18 kyr 付近を境目に, 連続的な降着よりも降着バーストによる質量降着が支配的になることがわかる.

1.2.1 放射の素過程

とある 2 準位系において高いエネルギー準位 E_2 を持った状態にある系の数密度を n_2 , 低いエネルギー準位 E_1 にある系の数密度を n_1 とする. このとき, この系の中で起こりうる現象として

- E_1 にある系が, $E_2 - E_1$ のエネルギーを持った光子を吸収して E_2 になる (吸収)
- E_2 にある系が, $E_2 - E_1$ のエネルギーを持った光子を放出して E_1 になる (自然放射)
- E_2 にある系が, やって来た $E_2 - E_1$ のエネルギーを持った光子に釣られて $E_2 - E_1$ の光子を放出して E_1 になる (誘導放射)

の 3 つがあげられる. この現象の相互作用から, 増幅のメカニズムを導出する

吸収

吸収は前述の通り, やって来た光子を系が吸収する過程である. ということは, 光子の数が多ければ吸収も起こりやすくなるので, 系が光子を吸収するレート (現象が単位時間あたりに起こる確率をレートという. 光について取り扱うとき, Flux 然り輝度然り, 単位時間あたりに運ばれるエネルギーについての議論が主要なので, 単位時間あたりの確率を取り扱う方が見通しが立てやすい.) は, 光子の数と, その系特有の定数に比例するはずである. よって吸収のレートは

$$R_{\text{abs}} = B_{12}U_\nu \quad (1.4)$$

である. B_{12} はアインシュタイン B 係数という. U_ν は周波数 $\nu - \nu + d\nu$ 間のエネルギー密度であり, R_{abs} は 1 つの粒子が, 単位時間あたりに 1 個の光子を吸収する確率である.

自然放射

自然放射は, 系が自然と下のエネルギー準位に戻る過程であるから, 自然放射のレートは周囲の光子の数などによらず, その準位が安定していれば下に戻る確率は低くなるし, 逆に不安定なら, 直ちに別の準位に遷移したはずなので下に戻る確率は高くなるはずである. よって自然放射のレートはその系特有の値を持ち

$$R_{\text{emit}} = A_{21} \quad (1.5)$$

となる. A_{21} をアインシュタイン A 係数といい, これは 1 つの粒子が, 単位時間あたりに光子 1 個を放出するレートである.

誘導放射

誘導放射は系がやって来た光子につられて, 同じエネルギーを持った光子を放出する現象である. このレートも吸収同様に光子の数に比例し

$$R_{\text{stim}} = B_{21}U_\nu \quad (1.6)$$

となる.

アインシュタイン係数の相互関係

2 準位系が温度 T の熱平衡状態にあるとき, (単位時間あたりに放射する光子の数)=(単位時間あたりに吸収する光子の数) となる.

$$n_1 R_{\text{abs}} = n_2 (R_{\text{emit}} + R_{\text{stim}}) \quad (1.7)$$

式 (1.4)–(1.6) より

$$n_1 B_{12}U_\nu = n_2 (A_{21} + B_{21}U_\nu) \quad (1.8)$$

これを U_ν について解くと

$$U_\nu = \frac{n_2 A_{21}}{n_1 B_{12}} \frac{1}{1 - \frac{n_2 B_{21}}{n_1 B_{12}}} \quad (1.9)$$

ここで、熱平衡かつ等温系なら、この系はカノニカル分布を示すので

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\beta h\nu} \quad (1.10)$$

となる。これを (1.9) 式に代入すると

$$U_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} \frac{1}{e^{\beta h\nu} - \frac{g_2 B_{21}}{g_1 B_{12}}} \quad (1.11)$$

ここで、この系が温度 T で熱平衡にあるならば、 U_ν は黒体放射、つまり $U_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\beta h\nu} - 1}$ でなければならないので、(1.11) 式は、

$$\frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (1.12)$$

$$\frac{1}{e^{\beta h\nu} - \frac{g_2 B_{21}}{g_1 B_{12}}} = \frac{1}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad (1.13)$$

を満たす。よって (1.12), (1.13) 式より

$$A_{21} = \frac{g_1}{g_2} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{12} \quad (1.14)$$

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1.15)$$

が示された。このように、アインシュタイン係数には相互関係がある。

吸収係数

吸収係数とは、単位長さあたりに吸収される強度の割合である。系に対して立体角 $d\Omega$ で強度 I_ν を持った光源から光を入射し、光が系を dt 秒間に ds 進んだ時に通り抜ける領域 $dV = dA ds$ 内での光のエネルギーの増加量は吸収と、誘導放射という「負の吸収」を受け、自然放射による影響を受けるため

$$dE_\nu^{\text{abs}} = -h\nu(n_1 B_{12} - n_2 B_{21})\phi(\nu)I_\nu \frac{d\Omega}{4\pi} dA ds dt + \frac{n_2 A_{21} h\nu d\Omega}{4\pi} \phi(\nu) dA ds dt \quad (1.16)$$

となる。 $\phi(\nu)$ はプロファイル関数といい、放射、吸収の周波数依存性を表す関数であり、系の速度分散、圧力、原子・分子の種類によって決まる。よって $dE_\nu^{\text{abs}} = dI_\nu dA d\Omega c dt$ であるから、(1.16) 式を強度の増加量に書き換えれば

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu = -\frac{h\nu}{4\pi}(n_1 B_{12} - n_2 B_{21})\phi(\nu)I_\nu + j_\nu \quad (1.17)$$

となる。ただし、 $\frac{n_2 A_{21} h\nu}{4\pi} \phi(\nu) = j_\nu$ とした。よって吸収係数 κ_ν は

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu}{4\pi}(n_1 B_{12} - n_2 B_{21})\phi(\nu) \quad (1.18)$$

となる。

1.2.2 メーザー放射機構

下の準位を 1, 上の準位を 2 とする。単位時間あたりに他の準位から追加される確率をそれぞれ P_1, P_2 (pumping rate という), 他の準位へと移る確率をそれぞれ $n_1 \Gamma_1, n_2 \Gamma_2$, 衝突励起, 脱励起する確率は全準位の合計数密度を N , 衝突励起, 脱励起係数をそれぞれ γ_{12}, γ_{21} , 系が晒されている放射場の平均強度を $\bar{J}$ とするとそれぞれの準位の粒子数密度 n_1, n_2 の時間変化は

$$\frac{dn_1}{dt} = P_1 - n_1 \Gamma_1 + (n_2 B_{21} - n_1 B_{12})\bar{J} + (n_2 \gamma_{21} - n_1 \gamma_{12})N + n_2 A_{21} \quad (1.19)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = P_2 - n_2\Gamma_2 - (n_2B_{21} - n_1B_{12})\bar{J} + (n_1\gamma_{12} - n_2\gamma_{21})N - n_2A_{21} \quad (1.20)$$

と表せる。このような各準位の粒子密度の時間変化について書き表した式をレート方程式という。ここで、 γ_{12} , γ_{21} には

$$\frac{\gamma_{12}}{\gamma_{21}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\Delta E}{kT_{\text{kin}}}} \quad (1.21)$$

という相互関係がある。準位 1 から 2 への遷移で放射する電磁波が電波の周波数帯にあるとき $\Delta E \ll kT_{\text{kin}}$ であるから、(1.21) 式は

$$g_1\gamma_{12} \approx g_2\gamma_{21} \quad (1.22)$$

と近似できる。(1.15), (1.22) 式を用いて定常状態 ($\frac{dn_2}{dt} = \frac{dn_1}{dt} = 0$) のレート方程式は

$$P_1 - n_1\Gamma_1 + \left(n_2 - n_1\frac{g_2}{g_1}\right)(B_{21}\bar{J} + \gamma_{21}N) + n_2A_{21} = 0 \quad (1.23)$$

$$P_2 - n_2\Gamma_2 - \left(n_2 - n_1\frac{g_2}{g_1}\right)(B_{21}\bar{J} + \gamma_{21}N) - n_2A_{21} = 0 \quad (1.24)$$

と表せる。 $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$ とし、自発放射の項は他の項に比べて十分小さいと仮定し無視し、(1.23), (1.24) 式を連立させて n_1 , n_2 について解くと

$$n_1 = \frac{(P_1 + P_2) \left[1 + \frac{2(B_{21}\bar{J} + \gamma_{21}N)}{\Gamma}\right] - (P_2 - P_1)}{2\Gamma + 2\left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)(B_{21}\bar{J} + \gamma_{21}N)} \quad (1.25)$$

$$n_2 = \frac{P_2 - P_1 + (P_2 + P_1) \left[1 + \frac{2g_2}{g_1} \frac{(B_{21}\bar{J} + \gamma_{21}N)}{\Gamma}\right]}{2\Gamma + 2\left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)(B_{21}\bar{J} + \gamma_{21}N)} \quad (1.26)$$

となる。これより反転分布の強さを

$$\Delta n = \frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1} \quad (1.27)$$

と定義すると、 Δn は

$$\Delta n = \frac{\frac{P_2}{g_2} - \frac{P_1}{g_1}}{\Gamma + \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)(B_{21}\bar{J} + \gamma_{21}N)} \quad (1.28)$$

とできる。レーザーの放射が発生するには反転分布 ($\Delta n \geq 0$) である必要があり、 $\Delta n \geq 0$ を満たすには、上の準位への pumping rate が下の準位への pumping rate よりも大きくなければならない。

また、系に放射場がない ($\bar{J} = 0$) 場合の Δn は

$$\Delta n^0 = \frac{\frac{P_2}{g_2} - \frac{P_1}{g_1}}{\Gamma + \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)\gamma_{21}N} \quad (1.29)$$

とでき、 Δn は Δn^0 を用いて

$$\Delta n = \frac{\Delta n^0}{1 + \frac{\bar{J}}{J_s}} \quad (1.30)$$

とできる。 J_s は

$$J_s = \frac{\Gamma + \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)\gamma_{21}N}{1 + \frac{g_2}{g_1}B_{21}} \quad (1.31)$$

という量であり、系の温度、原子・分子の種類によってのみ決まるものである。系の放射がまだ弱く $\bar{J} < J_s$ の範囲で増幅されているとき、 $\bar{J}$ は Δn に大きな影響を与えないが、 J_s を超えて放射が増幅されると、 Δn は大きく減衰し始める。このように J_s によって反転分布した系が増幅できる強度には限界があることがわかる。

次に、吸収のみを考慮した輻射輸送方程式について考える。(1.16), (1.17) 式より輻射輸送方程式は

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu = -\frac{h\nu}{4\pi}(n_1B_{12} - n_2B_{21})\phi(\nu)I_\nu = \frac{h\nu}{4\pi}\Delta n g_2 B_{21} \phi(\nu) I_\nu \quad (1.32)$$

と書ける。最後の変形は、アインシュタイン係数の相互関係 (1.15) 式を用いた。ここに (1.30) 式を代入して、

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{h\nu}{4\pi} \frac{g_2 B_{21} \Delta n^0}{1 + \frac{\bar{J}}{J_s}} I_\nu \quad (1.33)$$

さらに、積分強度を $I = \int I_\nu \phi(\nu) d\nu$, 有効幅を $\Delta\nu = \frac{\int I_\nu d\nu}{I}$ と定義して両辺を周波数で積分すると、

$$\Delta\nu \frac{dI}{ds} = \frac{h\nu}{4\pi} \frac{g_2 B_{21} \Delta n^0 \phi(\nu)}{1 + \frac{\bar{J}}{J_s}} I \quad (1.34)$$

$$\frac{dI}{ds} = \frac{h\nu}{4\pi \Delta\nu} \frac{g_2 B_{21} \Delta n^0}{1 + \frac{\bar{J}}{J_s}} I \quad (1.35)$$

となる。メーザー放射がビーミングによって視線に沿った方向に微小な立体角 $\Delta\Omega$ の広がりしか持っていないとき、 $\bar{J}$ は $\bar{J} = \frac{I \Delta\Omega}{4\pi}$ と近似でき、 $J_s = \frac{I_s \Delta\Omega}{4\pi}$ と定義すれば (1.35) 式は

$$\frac{dI}{ds} = \frac{I}{L \left(1 + \frac{I}{I_s}\right)} \quad (1.36)$$

と書き直すことができる。ただし、 L は

$$L = \frac{4\pi \Delta\nu}{h\nu \Delta n^0 g_2 B_{21}} \quad (1.37)$$

であり、これは無飽和成長幅と呼ばれる量である。

unsaturated maser

$I \ll I_s$ のとき、 $\frac{I}{I_s} \approx 0$ と近似できるため、(1.36) 式は

$$\frac{dI(s)}{ds} = \frac{1}{L} I \quad (1.38)$$

とできる。この解は

$$I(s) = I(0) e^{\frac{s}{L}} \quad (1.39)$$

であり、放射強度が I_s より十分小さい間、放射強度は視線方向に沿って指数関数的に増幅される。これを不飽和状態という。

saturated maser

$I \gg I_s$ のとき、 $\frac{I}{1 + \frac{I}{I_s}} \approx I_s$ と近似できるため、(1.36) 式は

$$\frac{dI(s)}{ds} = \frac{I_s}{L} \quad (1.40)$$

となり、この解は

$$I(s) = I_s + I_s \frac{s - a}{L} \quad (1.41)$$

となる。これを飽和状態と呼び、不飽和状態と比べて強度の増幅がおだやかである。 a は、飽和状態から不飽和状態の遷移が起こる $I \approx I_s$ となるとき、つまり $I(a) = I_s$ を満たす見通し幅である。

このようにしてメーザーの増幅率は放射場の強度によって異なる。

1.3 methanol maser

宇宙物質はとても希薄であるために同種粒子間の衝突が減多に発生せず、放射による励起、脱励起が支配的となることから、反転分布が自然に実現されることがある。これを宇宙メーザーという。代表的な宇宙メーザーとして、星形成領域などの outflow や AGB 星に付随する水メーザーと OH メーザー、AGB 星に付随する SiO メーザー、大質量星形成領域に付随するメタノールメーザーが挙げられる。

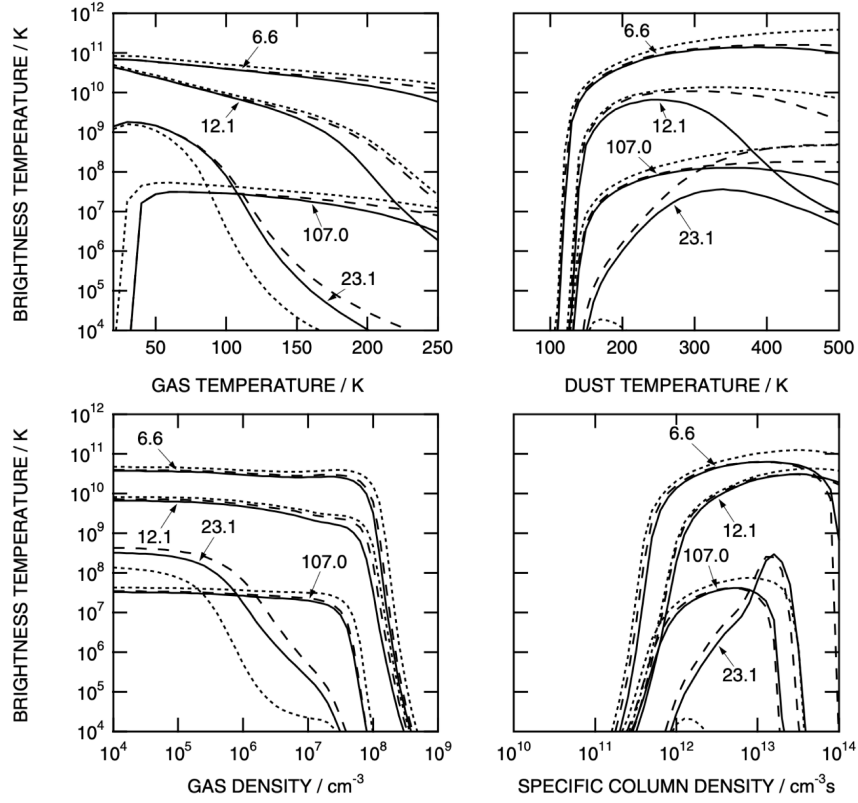


図 1.6: 左上: ガス温度 vs 輝度温度, 左下: ガス密度 ($n(\text{H}_2)$) vs 輝度温度, 右上: ダスト温度 vs 輝度温度, 右下: 柱密度 vs 輝度温度 (Cragg et al. 2005[15] より引用).

1.3.1 Class II methanol maser

Class II methanol maser は主に大質量星形成領域の early phase に付随するメーザーであり, 内部固有運動の研究により, 主に disk や outflow cavity に付随すると主張されている. (e.g., Sugiyama et al. 2016[14]). また, Cragg et al.(2005) のシミュレーションにより, Class II methanol maser の励起環境として図 1.6 のような結果が得られた. ガス密度 $n(\text{H}_2)$ が 10^8cm^{-3} を超えると, 分子間の衝突による脱励起が支配的になり, 反転分布が実現しなくなる. また, ダスト温度が約 100 K を超えるとダストの熱放射の遠赤外線強度が上がり, その放射によってメタノールが励起されるため, 反転分布が実現しやすくなり, それに伴い急激にメーザーの輝度温度も上昇する. このように, 放射励起により発生する methanol maser を Class II methanol maser といい, 他の原子との衝突 (outflow 等の中の水素など) によって励起されて発生する methanol maser を Class I methanol maser という. 元々, この Class I, II は, 赤外線で見える領域から 0.1–1 pc 離れたところに存在するものを I, 赤外線で見える領域に付随しているものを II と分類していた. Class II methanol maser は数 mas 程度の非常にコンパクトな放射が見られるため, VLBI 観測が有効である.

1.3.2 メーザースポットの空間分布

6.7 GHz methanol maser 天体の放射の空間分布は, 楕円状の分布を示す elliptical 型, 円弧状の分布を示す arched 型, 直線上に並ぶ linear 型, 2 極化した分布を示す paired 型, どれも当てはまらず, 複雑な形態を示す complex 型の 5 種類に分けられる (e.g., Fujisawa et al 2014[12]). 分布の例を図 1.7 に示す.

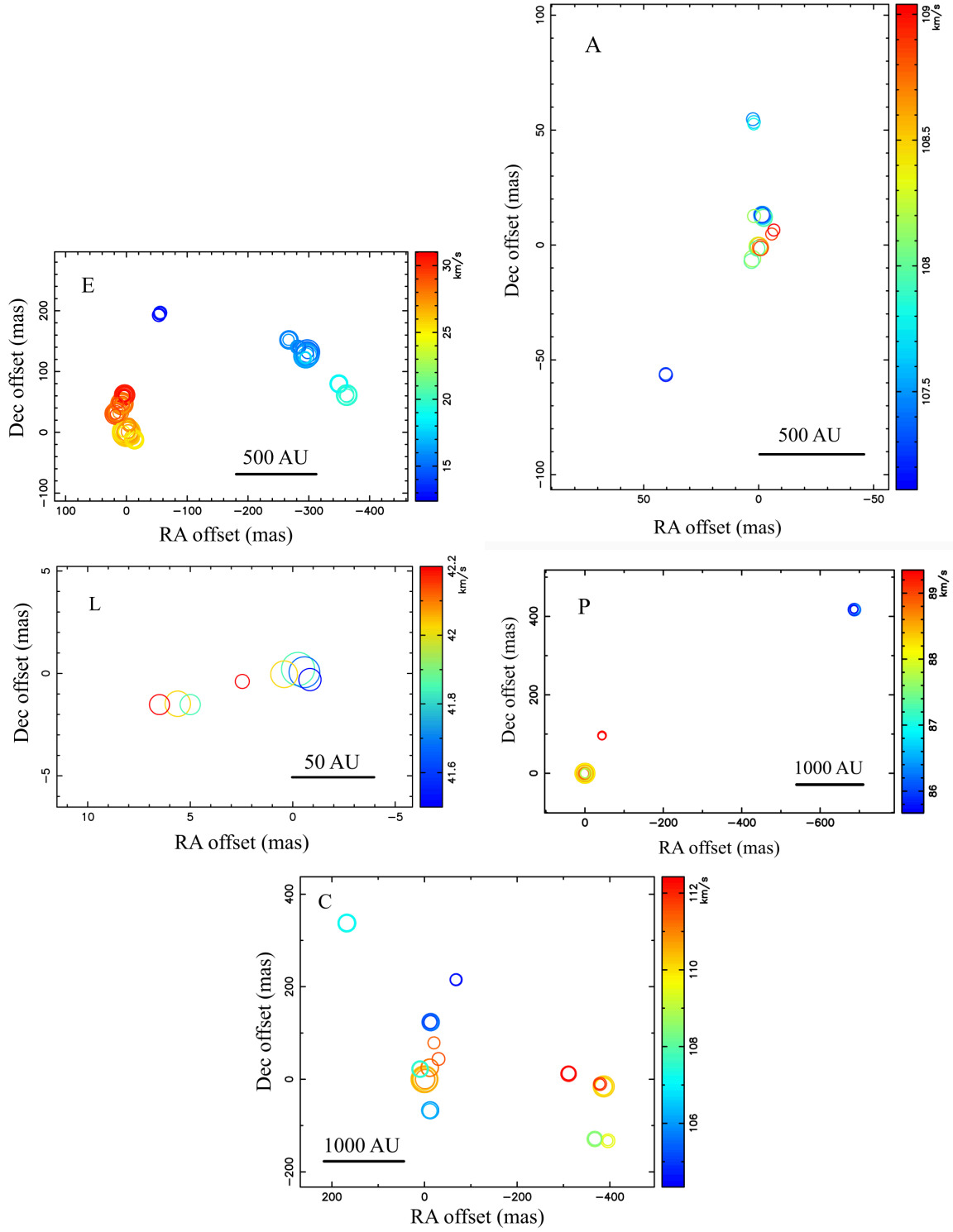


図 1.7: メーザースポットの空間分布の例 (Fujisawa et al. 2014[12] より引用). E (上段左): elliptical 型の分布を示す 006.79–0.025 のメーザースポットマップ. A (上段右): arched 型の分布を示す 012.02–00.03 のメーザースポットマップ. L (中段左): linear 型の分布を示す 025.65+01.05 のメーザースポットマップ. P (中段右): pair 型の分布を示す 030.70–00.06 のメーザースポットマップ. C (下段): complex 型の分布を示す 031.28+00.06 のメーザースポットマップ. プロットの大きさは強度の log スケールに比例.

第2章 研究背景

2.1 メーザー強度周期変動機構

茨城大学などで行われている Class II methanol maser の高頻度モニター観測により, 2023 年の時点で 1000 天体を越える methanol maser 天体のうち 29 天体が強度周期変動を示すことがわかっている (e.g., Tanabe et al. 2023[13]). また, さらに多くの天体が強度周期変動を示しうることがわかってきている.

強度変動は,

- $T_d \approx 100$ K の環境にあるメーザースポットが周期的な中心星の脈動などによってダストとガスを加熱されることによって励起環境が変化し強度周期変動が駆動されている (ガスの温度上昇よりも, ダストの温度上昇の方が methanol maser の強度変動に大きな影響を与えるため).
- メーザースポットを照らしているもの (例えば星の放射, HII 領域など) の放射強度の変動がそのままメーザーの明るさの変動として見えている.

の 2 通りのメカニズムによって引き起こされていると考えられており, 周期変動のモデルはこれまでに,

1. Colliding Wind Binary (CWB) モデル
2. 脈動モデル
3. Spiral shock モデル
4. Periodic accretion モデル
5. Eclipsing binary モデル

の 5 つが挙げられている. この節ではこの 5 つの強度周期変動モデルの解説を行う.

2.1.1 CWB モデル

Colliding Wind Binary (CWB) モデルは van der Walt (2009)[17] にて初めて提唱された, HII 領域が発達した大質量連星系にのみ適用可能なモデルであり

1. 連星近点において恒星風が衝突することで連星周囲のガスが衝撃波によって加熱され電離し, HII 領域内の電子密度が上昇して, それに伴いメーザーの種光子となる電子の free-free 放射の強度も上昇し, HII 領域の電離度が上昇した領域に観測者の視線方向に向かって照らされたメーザースポットの強度が上昇
2. 電離したガスが冷却を受け, 再結合することで, HII 領域内の電子密度が減少し, それに伴い free-free 放射の強度も減少し, HII 領域の電離度が減少した領域に観測者の視線方向に向かって照らされた領域に照らされたメーザースポットの強度が減少

の 2 つの過程を繰り返すことにより周期変動を駆動すると考えるモデルである. 概略図を図 2.1 に示す. このモデルは, 連星系の離心率によっては, 連続的, 間欠的どちらの変動パターンも示しうることが示唆されており, HII 領域に照らされたメーザースポットのみが周期変動を示しうる. また, HII 領域内の密度や温度が一様でないとき, HII 領域に照らされているメーザースポットにおいても位置の違いにより違う変動を示す可能性が示唆されている (図 2.2, 2.3).

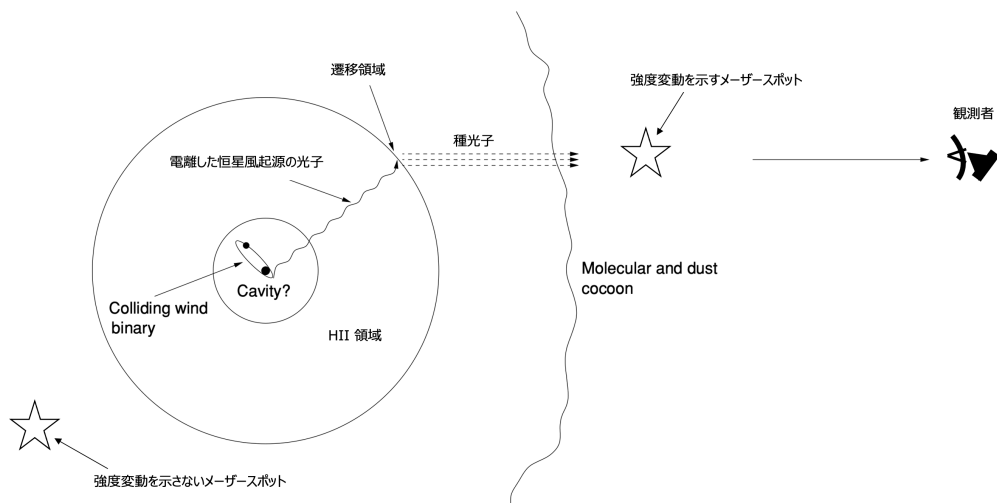


図 2.1: CWB モデル概略図 (van der Walt 2011[18] を一部改編). 強度変動しないメーザースポットの種光子は背景にあるガスなどの熱放射である.

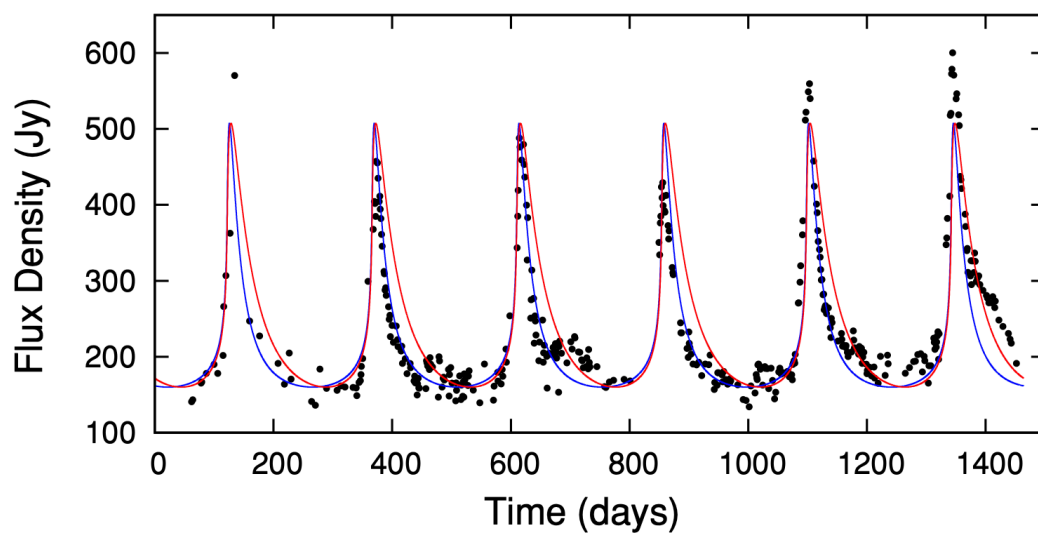


図 2.2: 間欠的な強度周期変動を示す methanol maser 天体 G9.62+0.20E の強度変動プロット (黒点) と, CWB モデルへのフィット結果 (赤線と青線) (van der Walt 2011[18] より引用)

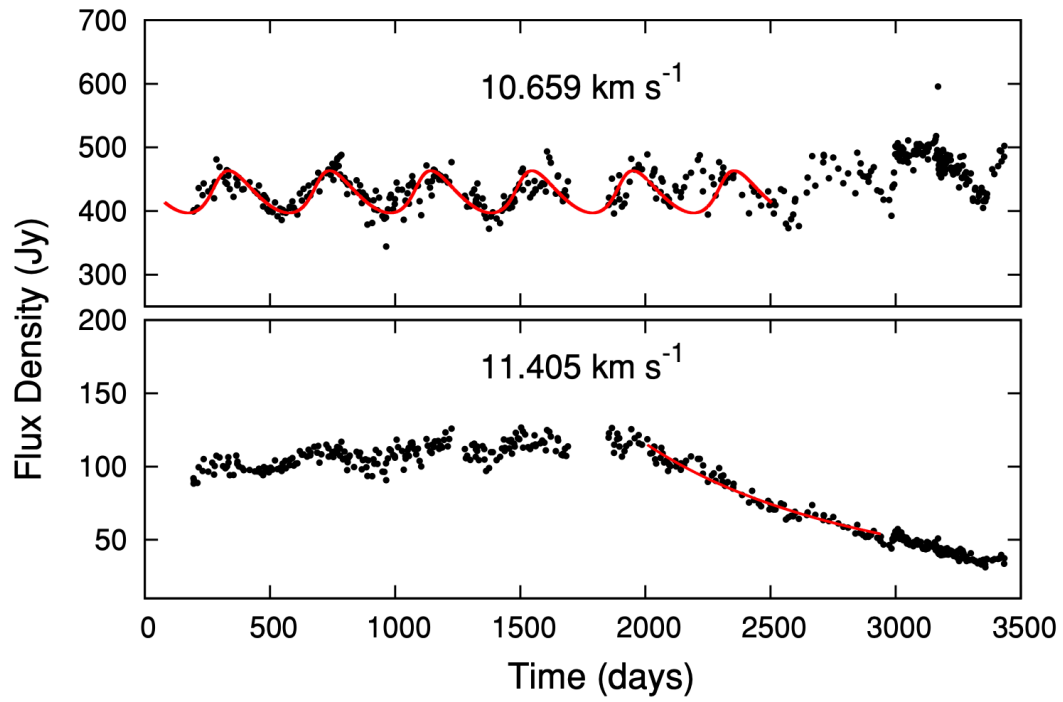


図 2.3: 上: 連続的な強度周期変動を示す methanol maser 天体 G188.95+0.89 の $V_{\text{lsr}} = 10.659 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 成分の強度変動プロット (黒点) と モデルへのフィット結果 (赤線), 下: G188.95+0.89 の $V_{\text{lsr}} = 11.405 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分の強度変動プロットと, 背景に, 水素の再結合により電子密度が減少傾向にある HII 領域があると考えるモデルへのフィット結果 (赤線) (van der Walt 2011[18] より引用). van der Walt (2011) において, $V_{\text{lsr}} = 10.659 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分は HII 領域のうち連星近点における恒星風の衝突の影響を受けている部分に照らされたメーザースポットであり, $V_{\text{lsr}} = 11.405 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分は, HII 領域のうち恒星風の衝突の影響が効かず, 水素の再結合により電子密度が減少しつつある部分に照らされているメーザースポットであると主張されている.

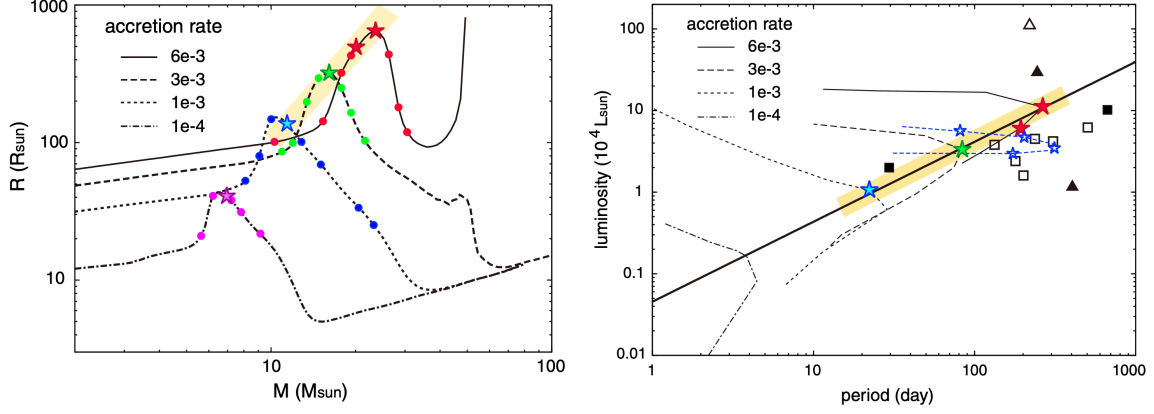


図 2.4: 左: $\dot{M} = 10^{-4} - 6 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ における原始星進化トラック. 右: 周期-光度関係. 黄色の四辺形で色付けされている領域が脈動不安定帯 (Inayoshi et al. 2013[16] より引用).

2.1.2 脈動モデル

このモデルは Inayoshi et al. (2013)[16] にて提唱されたモデルで ZAMS 直前の原始星が主に κ mechanism によって脈動不安定になり, その脈動がダストの温度に反映されることで $T_d \approx 100 \text{ K}$ 程度の環境下にあるメーザースポットが全て同じ周期で変動すると考えるモデルである. 原始星の脈動が強度変動の起源と考えるモデルのため, 変動パターンは連続的で, ライトカーブは正弦波に近い形状でなければならない.

原始星の脈動機構 κ mechanism

星内部の電離層にて密度が変動すると, それに応じて不透明度 κ も上昇し, それによって光学的に厚くなった電離層が内側からの放射で加熱され膨張する. そして, 今度はその膨張によって密度が下がると, それに応じて κ も減少し, 光学的に薄くなって放射冷却が効くようになり, 収縮する. このように, 星の不透明度 κ の変動によって星が脈動するメカニズムを κ mechanism という.

Inayoshi et al. (2013) にて大質量原始星の脈動解析を行なったところ, $\dot{M} \geq 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ の条件下で原始星の半径が最大となる膨張期と Kelvin-Helmholtz 収縮期の切り替わりの時期に脈動不安定状態になることがわかった.

周期-光度関係と物理量

脈動解析により, 図 2.4 のように周期-光度関係が導かれた. 原始星の物理量は降着率によって決まるので, 同様にして周期-半径, 質量, 降着率関係を求め, それぞれを幂関数で fit することにより, 以下の関係式が導かれた. 図 2.5 は式 2.1-2.4 をグラフにしたものである.

$$L_* = 41687 \left(\frac{P}{100 \text{ days}} \right)^{0.98} \quad (2.1)$$

$$M_* = 17.5 M_{\odot} \left(\frac{P}{100 \text{ days}} \right)^{0.30} \quad (2.2)$$

$$R_* = 350 R_{\odot} \left(\frac{P}{100 \text{ days}} \right)^{0.62} \quad (2.3)$$

$$\dot{M} = 3.1 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \left(\frac{P}{100 \text{ days}} \right)^{0.73} \quad (2.4)$$

これにより強度周期変動のパターンが連続的であり, 強度周期変動を示す成分が全て同じ周期である Class II methanol maser 天体は, 遠赤外線等による観測で見積もられた原始星の光度 L_{bol} が, メーザーの周期を (2.1) 式に代入することにより得られる光度と矛盾しないならば脈動モデルが適用可能であり, 分解能, 光学的厚みなどに

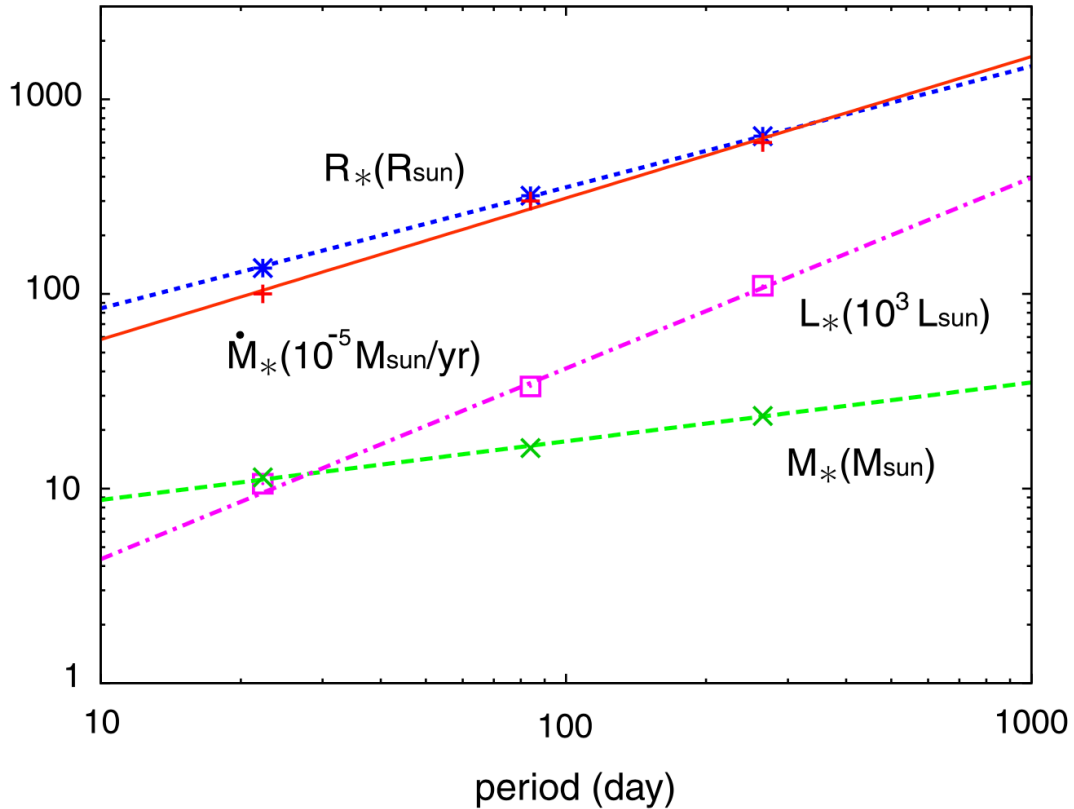


図 2.5: 周期—半径, 質量, 光度, 降着率関係 (Inayoshi et al. 2013[16] より引用).

より直接観測できない, 大質量星形成領域の中心より数 au 程度の範囲の物理量を強度周期変動の周期のみから推定することができる.

2.1.3 Spiral shock モデル

Spiral shock モデルは Parfenov & Sobolev (2014)[19] にて提唱されたモデルで, 大質量連星系の主星に対しての降着流が bow shock を発生させ, 伴星があることによって bow shock が公転し, bow shock に disk が加熱されることによって視線方向にメーザー放射に適した環境が広がり, メーザー放射領域の柱密度が高くなることで, bow shock とメーザースポットが視線上で重なる領域のみが周期変動を示すと考えられるモデルである. このモデルの強度変動周期は連星の公転周期に一致し, 強度変動パターンは間欠的であることが示唆されており, このモデルを適用するには, 星周円盤が edge-on であること, ひとつの天体内で, 周期変動を示さないメーザースポットと, 周期変動を示すメーザースポットが空間的に離れていることが要請される一方で, CWB モデルとは異なり HII 領域が無い大質量原始星の初期段階にも適用可能である.

Spiral shock モデルの概略図を図 2.6 に示す.

2.1.4 Periodic accretion モデル

Periodic accretion モデルは, Araya et al. (2010)[20] にて提唱されたモデルで, 重力不安定な降着円盤から, 定期的に分裂したガスの塊が中心星へ落下し, 原始星へ突発的にエントロピーが持ち込まれることから原始星の光度が上がり, メーザースポットの周囲のダストが加熱されることによってメーザーの強度上昇を駆動すると考えるモデルである. このモデルが適用可能な天体は「準」周期的な変動を示し, 他に付随するメーザー (他の周波数の methanol maser など) が存在するならば, それらでも同様の間欠的な変動が見られることが要請される. Araya et al. (2010)[20] にて得られた Periodic accretion が適用可能であると考えられている G37.55+0.20 のライトカーブを図 2.7 に示す.

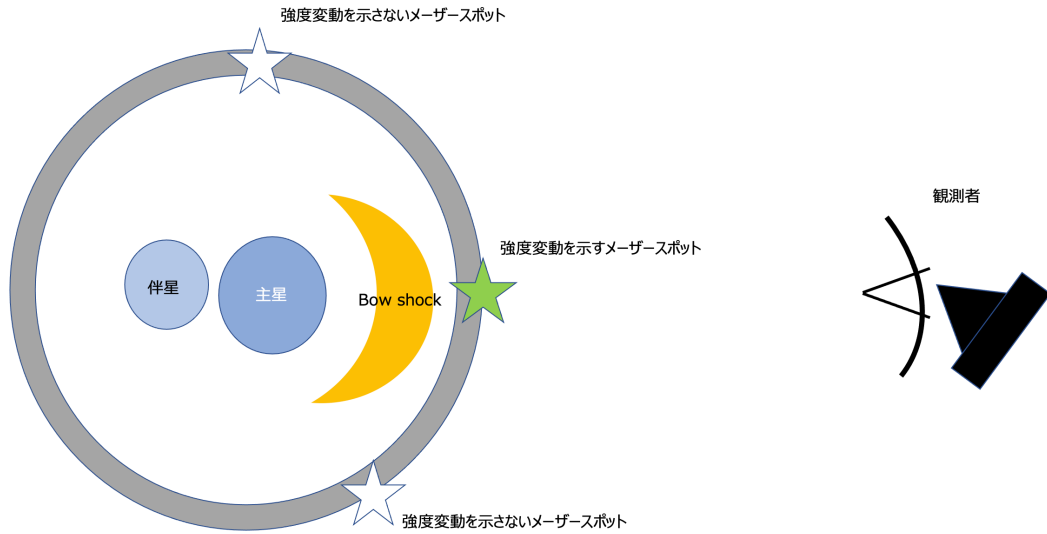


図 2.6: Spiral shock モデルの概略図

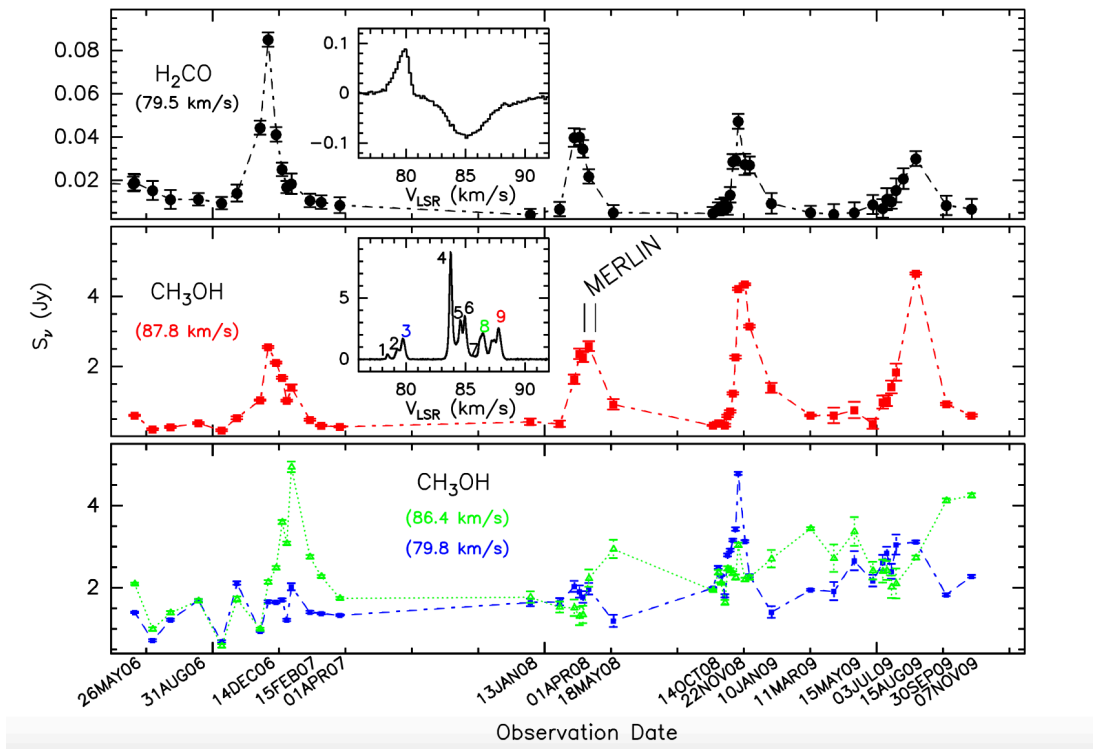


図 2.7: G37.55+0.20 のライトカーブ. (Araya et al. 2010[20] より引用). 上: 4.8 GHz H_2CO maser のライトカーブ, 中, 下: 6.7 GHz methanol maser の各速度成分のライトカーブ. H_2CO と メタノールの両方のメーザーで同様なフレアが確認できる.

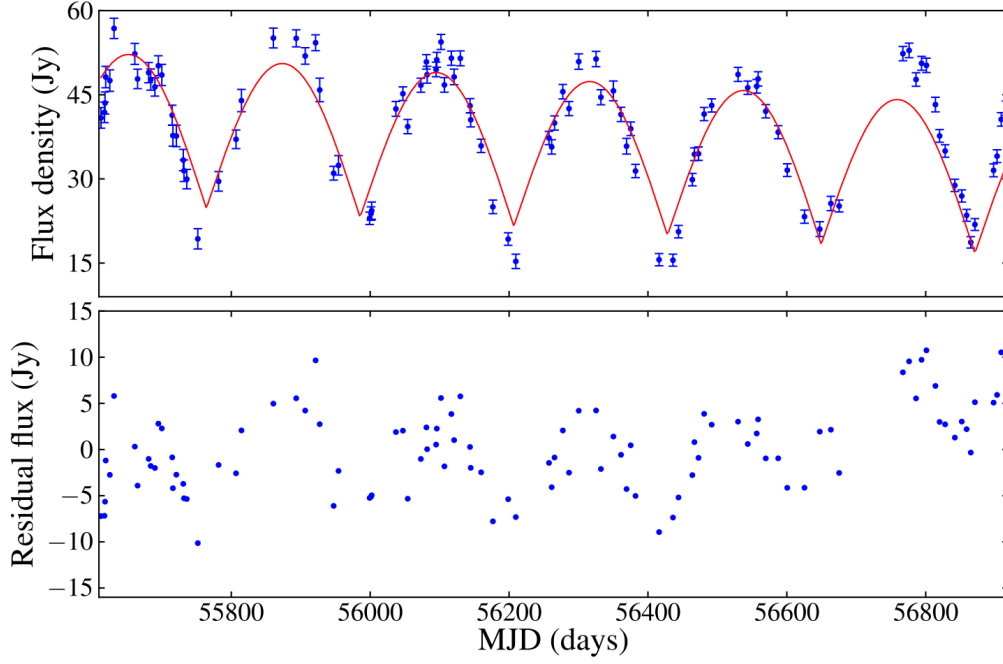


図 2.8: 上: 6.7 GHz methanol maser 天体 G 358.460-0.391 の周期 220 日を示す $V_{\text{lsr}} = 1.129 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のライトカーブ (プロット) と fit した関数 (赤色の実線). 縦軸: フラックス密度, 横軸: MJD. 下: フィット関数と観測値の差 (Maswanganye et al. 2015[21] より引用). 縦軸: フラックス密度, 横軸: MJD.

2.1.5 Eclipsing binary モデル

Eclipsing binary モデルは Maswanganye et al. (2015)[21] にて提唱されたモデルで, 連星系において伴星が, 主星周りの HII 領域-メーザースポット間を横切ることによって, メーザースポットに供給される種光子が減り, 一時的に暗くなることで周期変動が駆動されると考えるモデルである. 公転面が edge-on な連星系で, かつ伴星が主星と比べて質量が小さく, 図 2.8 のようなライトカーブを示す天体に適用可能となる.

2.2 メーザースポットの構造

Minier et al. (2002)[22] による Class II methanol maser 天体の VLBI 観測により, Visibility の uv に対する分布図 (Visibility plot) が 2 成分のガウシアンで fit 可能であることから, メーザースポットの構造を非常にコンパクトで輝度が高い種光子に対して不飽和な core と, 広がった構造を持ち, 種光子に対して飽和している halo の 2 つの構造の組み合わせであると説明している (図 2.9). このことから, メーザースポットを観測することで得られるフラックスは core と halo の立体角, 強度をそれぞれ $\Omega_{\text{core}}, I_{\text{core}}, \Omega_{\text{halo}}, I_{\text{halo}}$ とすると,

$$F \sim I_{\text{core}}\Omega_{\text{core}} + I_{\text{halo}}\Omega_{\text{halo}} \quad (2.5)$$

と近似できることからメーザースポットのサイズが変動することが強度変動を引き起こす可能性もあると考えられる. メーザースポットのサイズの変動は, 例えば劇的な温度上昇によってメーザー放射可能な領域が視線方向に対して垂直な方向に大きく広がること, 構造の変動は, 例えば乱流による密度の変動によって core/halo の発達, 消失によって発生すると考えられているため, メーザースポットのサイズの推定, 構造の解析を行うことにより, 適用可能な変動モデルの候補や物理環境の制限が可能となる.

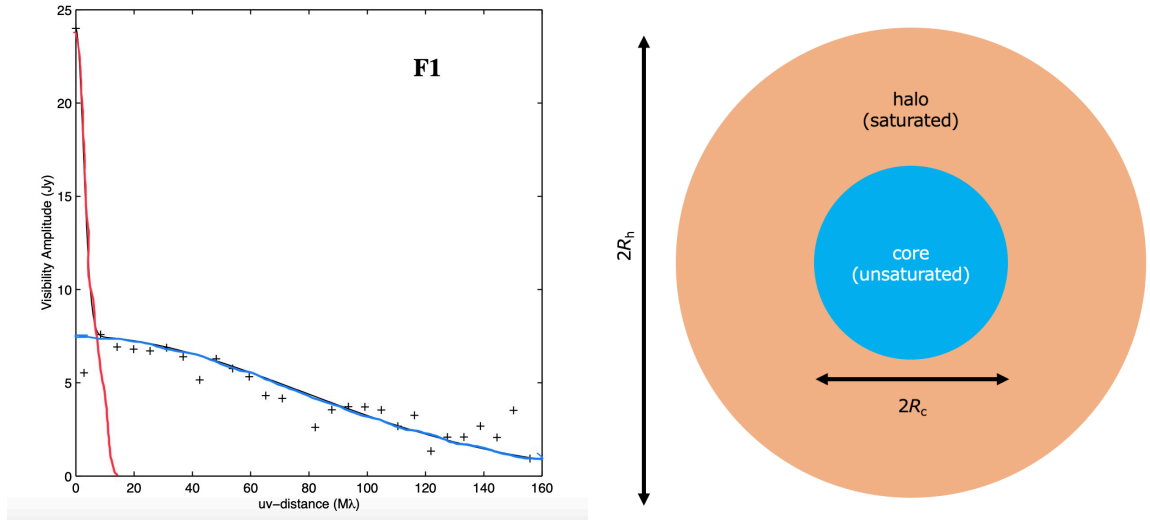


図 2.9: 左: 12.2 GHz methanol maser 天体 G9.62+0.20 の Visibility plot (Minier et al. 2002[22] を一部改編) Visibility plot が鋭いガウシアン (赤線) と広がったガウシアン (青線) の 2 成分を持つことがわかる. 右: メーザースポットの構造. メーザースポットはコンパクトな core 成分 ($R_c = 2\text{--}20$ au, Visibility plot の青線の成分に相当) と広がった構造を持つ halo 成分 ($R_h = 12\text{--}190$ au, Visibility plot の赤線の成分に相当) を持つ.

第3章 研究目的

2章で述べた5つのClass II methanol maserの強度周期変動モデルのうち、Periodic accretion モデルは準周期的であり、間欠的な変動パターンを示すものに適用でき、Eclipsing Binary モデルに関しては図2.8のようなライトカーブであることが要請される。このように、この2つのモデルはライトカーブのみから適用可能な天体を選出可能である一方、CWB モデル、Spiral shock モデル、脈動モデルの3つはライトカーブのみでは分類できない。そのため、周期変動する天体で、かつ Eclipsing Binary モデルに適用不可能な天体に対して VLBI 観測によって最も明るい時期（活動期と呼ぶ）、と最も暗い時期（静穏期と呼ぶ）それぞれにタイミングを合わせて高い空間分解能を誇る VLBI 観測を行うことにより、どこかのメーザースポットが、強度変動を示すのかを調べることで適用可能なモデルを分類可能であると考えた。そのため、1. 強度変動周期が EAVN の観測期間内（半年以内）であること、2. 適用可能なモデルの特定がライトカーブのみでは困難であること、の2点を満たす、複数の強度変動周期を持つ 6.7 GHz methanol maser 天体 G32.045+0.059 をターゲット天体とした。分類方法を表3.1に示す。

変動パターン	HII 領域の有無	すべての放射領域が強度変動	一部の放射領域のみが強度変動
連続的	あり	Pulsation	CWB
連続的	なし	Pulsation	Pulsation ^{*1}
間欠的	あり	CWB ^{*2}	CWB ^{*3}
間欠的	なし	Spiral shock ^{*2}	Spiral shock

表 3.1: 強度周期変動モデルの分類方法. ^{*1}: 複数の天体が同一視野内に存在しているとみなせるとき適用可能. ^{*2}: 放射領域が一箇所にコンパクトにまとまっている場合のみ適用可能. ^{*3}: 強度変動する領域と強度変動しない領域が空間的に十分離れている場合適用可能.

第4章 先行研究

この章では本研究の対象天体である G32.045+0.059 の先行研究を紹介する

距離, 光度

G32.045+0.059 は HC HII 領域に付随する Class II methanol maser であり (図 4.1), 大質量原始星の光度は波長 $8.3\ \mu\text{m}$, $14.7\ \mu\text{m}$, $21.3\ \mu\text{m}$ での観測により得られた SED と, 銀河の回転曲線を用いた距離の推定により得られた距離 $D = 4.9\ \text{kpc}$ を用いて $L_{\text{bol}} = 20400L_{\odot}$ [24] と算出されている. その後, Sato et al. (2014) にて 12 GHz methanol maser の年周視差が測定され距離が $D = 5.18^{+0.22}_{-0.21}\ \text{kpc}$ [23] と算出された. Sato et al. (2014) にて得られた距離を用いて大質量原始星の光度を再計算したところ, 大質量原始星の光度は $L_{\text{bol}} = 23000L_{\odot}$ となった.

単一鏡観測

G32.045+0.059 は茨城大学における高頻度モニター観測により強度変動周期が算出されており [25],[26], 複数の強度変動周期を持ち, 最も短い周期は約 58 日, 最も長い周期は約 716 日であることがわかっている (表 4.1, 図 4.2–4.3).

メーザースポット分布・固有運動

メーザースポットの分布は, Fujisawa et al. (2014)[12] にて (図 4.4), 固有運動は會川氏の修士論文 [28] にて得られている (図 4.5). メーザースポットの分布は Pair 型を示しており, 固有運動は概ね膨張している傾向を示している.

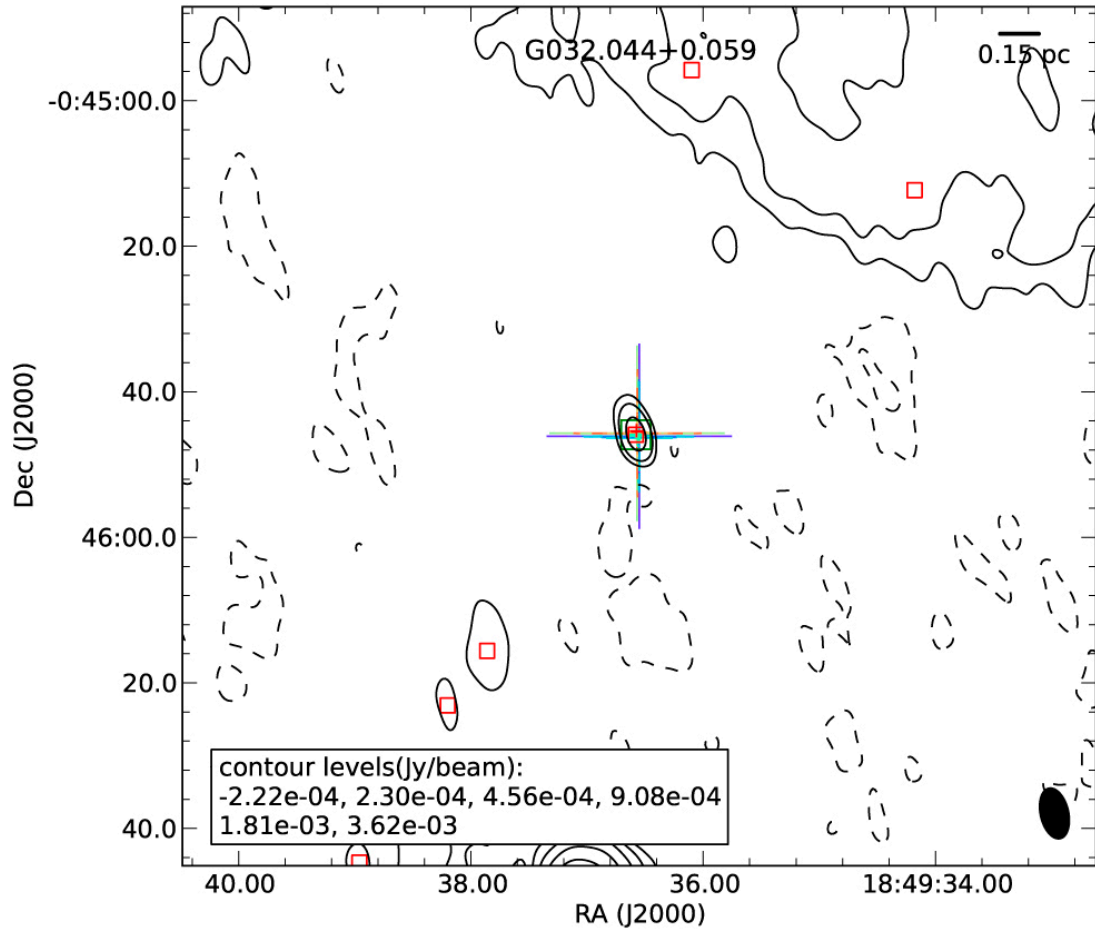


図 4.1: VLA による観測で得られた G32.045+0.059 の連続波イメージ (Hu et al. 2016[27] より引用). 色付きの十字が 6.7 GHz methanol maser のメーザースポットの位置である. ビームサイズ (図右下の黒の楕円) 程度の大きさの連続波源にメーザースポットが付随していることがわかる.

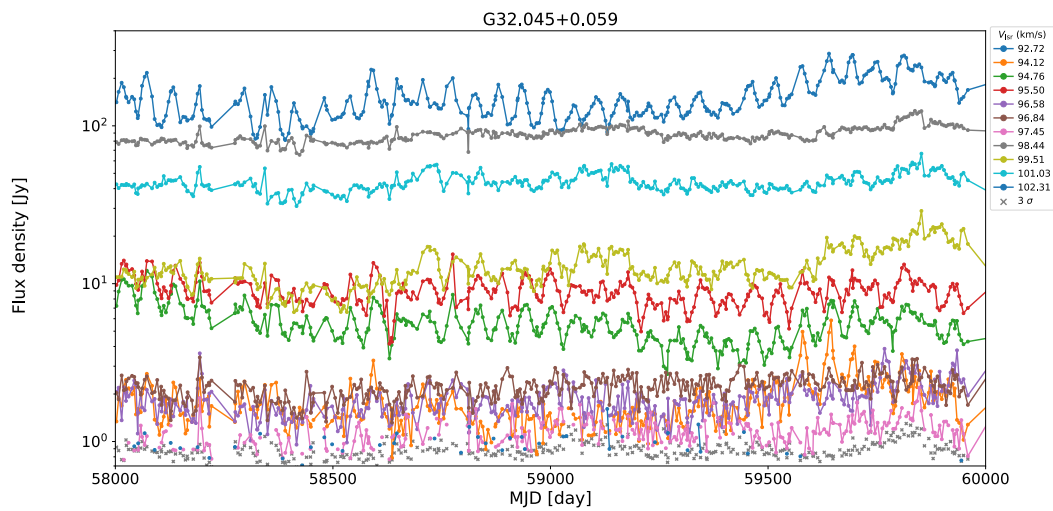


図 4.2: 日立局における高頻度モニター観測により得られた G32.045+0.059 のライトカーブ. 横軸: MJD, 縦軸: Flux (Jy).

速度成分 ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	周期 (日)
92.72	57.7
94.76	57.9
95.50	57.7
98.44	366.9
99.51	716.3

表 4.1: G32.045+0.059 の強度周期変動を示す速度成分とその周期. (平野氏の卒業論文 [25] を一部改編).

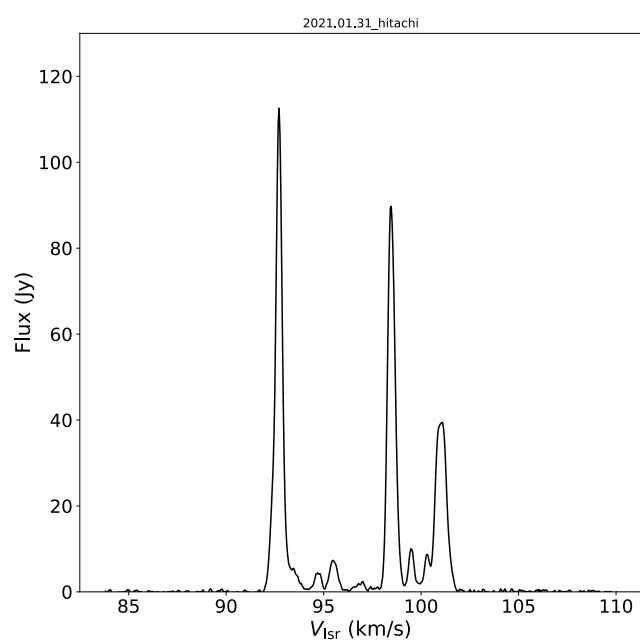


図 4.3: 日立局にて 2021 年 1 月 31 日に得られた G32.045+0.059 のスペクトル. 横軸: V_{LSR} , 縦軸: Flux (Jy).

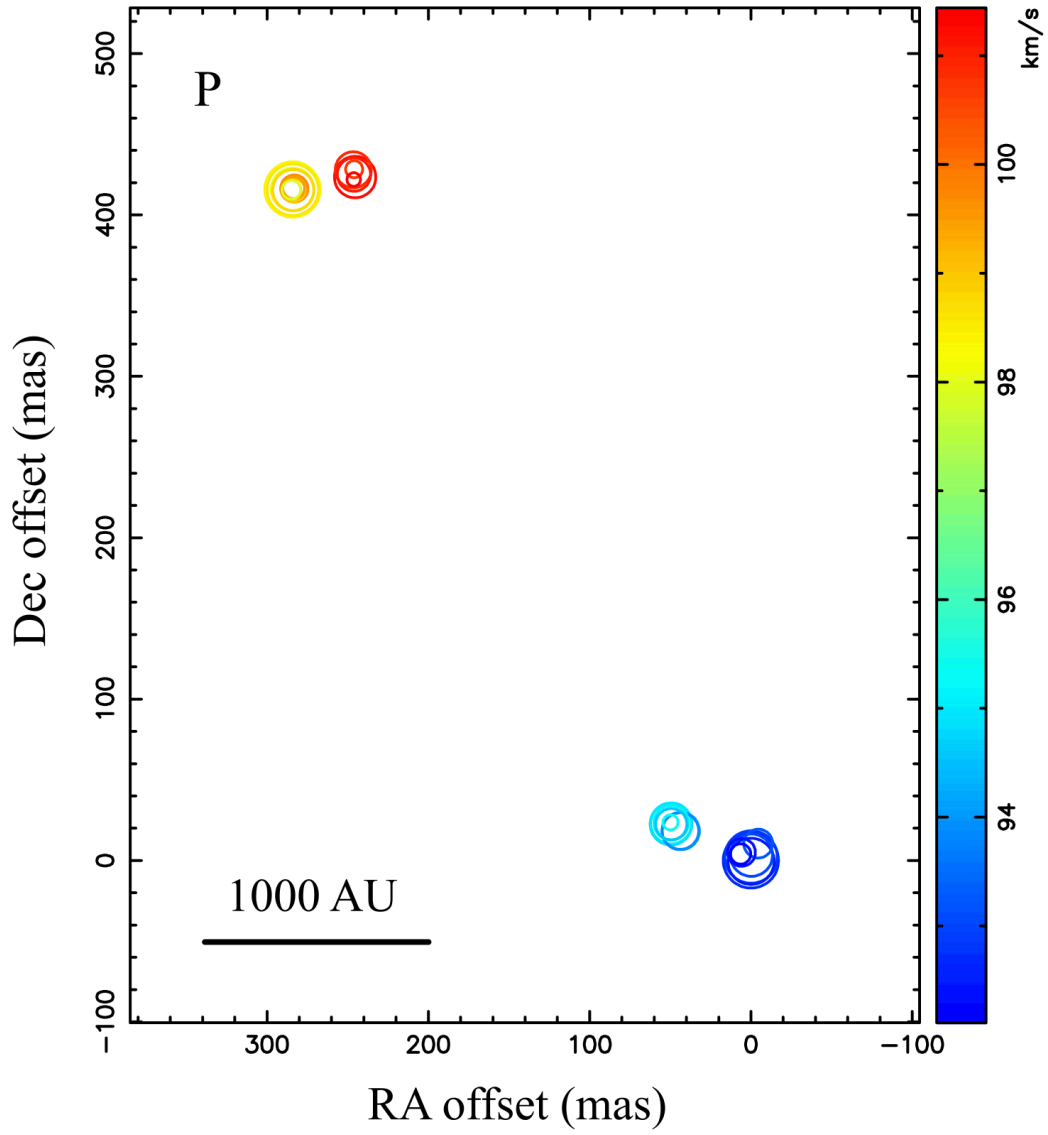
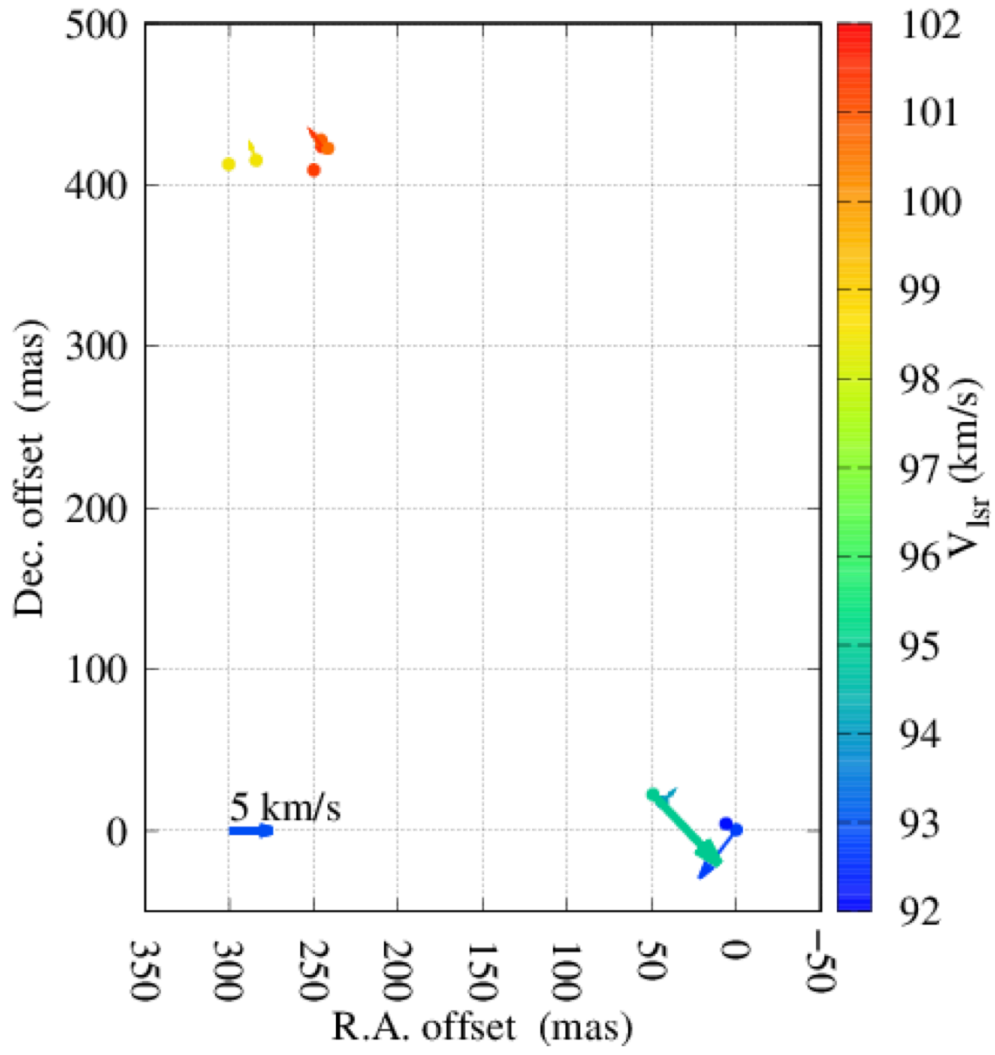


図 4.4: Fujisawa et al.(2014) にて得られたメーザースポットマップ (Fujisawa et al. (2014)[12] より引用). スポットの大きさはスポットの強度の $\log$ スケールに比例.



第5章 観測と解析

5.1 観測概要

本研究は G32.045+0.059 の $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速度成分 (周期約 58 日) の静穏期 (2021 Feb. 04–05, MJD 59249– 59250) と活動期 (2021 Mar. 06–07, MJD 59279–59280) にタイミングを合わせて東アジア VLBI 観測網を用いて観測を行なった。観測データは大気遅延較正を行うために、広帯域 (16 MHz $\times$ 16 IF, 分光点数 256 点/IF) を記録した較正用データと、線幅が狭いメーザーが検出できるように較正用データの IF 5 番に対して高い分光点数 (8192 点) で再計算を行なった解析用データの 2 つを取得した。観測パラメータを表 5.1¹, 観測日近辺のライトカーブを図 5.1, 参加局の位置を図 5.2 に示す。

Epoch	1	2
観測参加局	MIZ [†] , IRK, ISG, OGA, KUS, HIT, YAM, SHA	
観測周波数 および帯域幅	(6.664–6.680 GHz) 16 MHz	
分光点数	8192	
速度分解能	0.0878 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	
観測偏波	LHCP	
ビームサイズ	4.99 (mas) $\times$ 3.44 (mas)	5.04 (mas) $\times$ 3.16 (mas)
PA	-23 °	-38 °
Image rms (1 σ)	0.07 Jy/beam (1481 ch)	0.08 Jy/beam (1605 ch)

表 5.1: 観測パラメータ。†: Epoch 2 のみ参加。MIZ: 水沢局, IRK: 入来局, ISG: 石垣局, OGA: 小笠原局, KUS: 蔚山局 (ウルサン), HIT: 日立局, YAM: 山口局, SHA: 上海 25 m。

5.2 解析

Astronomical Image Processing System (AIPS) と difmap を用いて以下の手順でデータ解析を行なった。「」内の大文字の文字列は AIPS における各作業を行う task の名称を示す。

- データの読み込み・データチェック ‘FITLD, INDXR, LISTR, PRTAN, POSSM, VPLOT, UVPLT, UVFLG’ (較正用データ, 解析用データ両方)
- 自己相関関数を用いた振幅の規格化 ‘ACCOL, CLCAL’ (較正用データ, 解析用データ両方)
- 振幅バンドパス較正 ‘BPASS’ (較正用データ, 解析用データ両方)
- 装置起因の位相の遅延較正 ‘FRING, CLCAL, UVFLG’ (較正用データ, 解析用データ両方)
- 位相バンドパス較正 ‘BPASS’ (較正用データ, 解析用データ両方)
- ドップラー較正 ‘SPLAT, TABED, SETJY, CVEL, TABED’ (解析用データのみ)
- 振幅較正 ‘ACFIT, APCAL’ (解析用データのみ)

¹観測周波数, 分光点数, 速度分解能, ビームサイズ, PA は解析用データにおける値を採用した。解析データにおいて明らかにメーザー放射が認められないチャンネルを各 Epoch で 1 つずつ選び, そのチャンネルにおける Image rms (1 σ) をそれぞれの Epoch における Image rms (1 σ) とした。

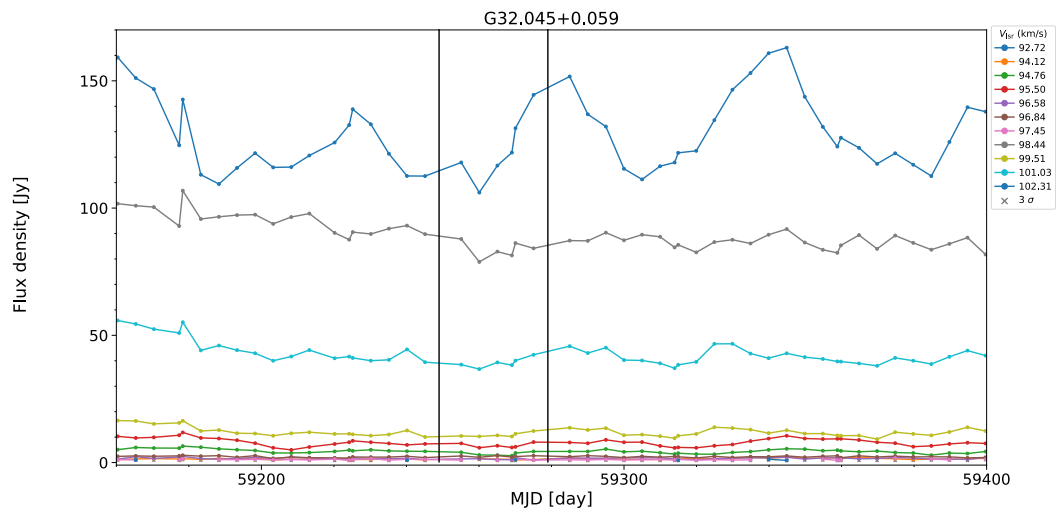


図 5.1: 日立局における高頻度モニター観測により得られた G32.045+0.059 のライトカーブ. 黒の縦線がそれぞれ左から Epoch 1, 2 である. 横軸: MJD, 縦軸: Flux (Jy).



図 5.2: 参加局の位置. (Google map を一部改編).

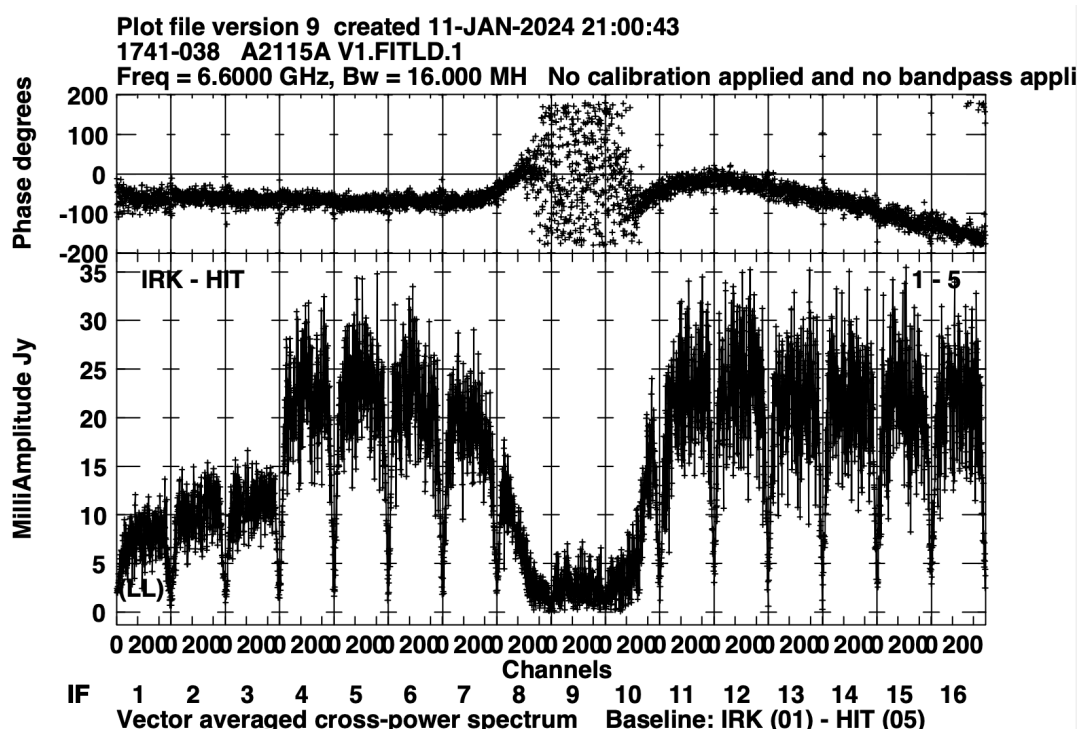


図 5.3: 日立-入来基線にて観測された較正天体 1741-038 のクロスパワースペクトル. 上段: 横軸: ch, 縦軸: 位相, 下段: 横軸: ch, 縦軸: 振幅. 振幅は較正前であるためスケールは任意である. IF 1-3 付近, 8-10 付近で縦軸の値が減衰しているのがわかる. IF 8-10 付近はフリンジが検出できていない上に振幅の減衰が見られたため FLAG した. 一方で IF 1-3 付近に関しては, フリンジの検出ができていたため, 自己相関関数による規格化を行うことで振幅の減衰を改善することができると判断し FLAG を行わなかった.

8. 大気による位相の遅延較正 'FRING' (較正用データのみ)
9. 大気遅延較正解を解析用データにコピー 'SNCOR, TACOP'
10. メーザーのピークチャンネルでフリンジフィッティング (解析用データのみ)
11. difmap にてセルフキャリブレーション 'SPLIT, FITTP, FITLD, CALIB, CLCAL' (解析データのみ)
12. CLEAN image の作成 'IMAGR' (解析用データのみ)
13. メーザースポット候補のパラメータの取得 'SAD, KNTR, JMFIT'

5.2.1 手順 1: データの読み込み, データチェック

観測データを AIPS 内に task FITLD を用いて読み込み, データチェックを行なった. まず最初に観測スケジュールの内容, アンテナ情報を cat file から生成するために task INDXR を行い, task LISTR にて観測スケジュールファイルを, task PRTAN にてアンテナ情報をテキストファイル形式で出力した. その後 task POSSM にて各時刻における観測天体のスペクトルを, task VPLOT にて各時刻の visibility の振幅を, task UVPLT にて uv-coverage を確認した. データチェックの結果, Epoch 1, 2 の両方の較正用データにおいて, 日立局がらみの基線にて天体のクロスパワースペクトルにて IF 8-10 付近 (6720-6750 MHz) で大幅に振幅が落ちており, フリンジが検出できていない様子が見られ (図 5.3), Epoch 1 の解析用データにおいてのみ, 上海 25 m にて G32.045+0.059 が検出できていない様子が見られたため (図 5.4), task UVFLG にて 較正用データの日立局の IF 8-10 を, Epoch 1 の解析用データにて上海 25 m のデータを除外した. 日立局については RFI 対策のため, IF 8-10 付近 (6720-6750 MHz) の振幅を意図的に落としているとの報告があったことに矛盾しない結果となった.

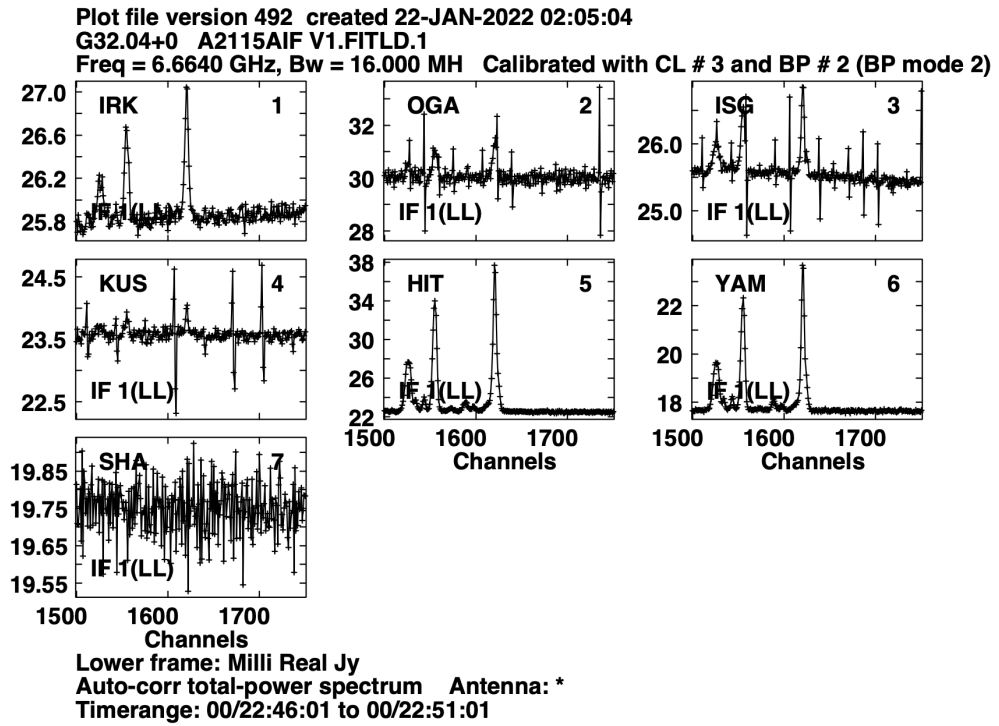


図 5.4: Epoch 1 の各局にて 1 scan 目の最初の 5 分間を積分し得られた G32.045+0.059 のトータルパワースペクトルに対し振幅のバンドパス較正を行なったもの。下段左が上海 25 m のスペクトルである。手順 3 にて行った振幅のバンドパス較正により上海 25 m でも G32.045+0.059 の成分が見られることを期待したが結局見られなかった。横軸: ch, 縦軸: 振幅較正前のため, スケールは任意である。

5.2.2 手順 2: 自己相関関数による相関関数の規格化

相関器より出力されたままの相関関数は、量子化による変調を受けており、振幅が大幅に変わってしまっているため task ACCOR にて自己相関関数による規格化を行なった。AIPS は、較正を行う task を走らせるのみでは SN table という較正解の情報が含まれるファイルが作られるのみで、その較正解がアプライされないので task CLCAL によって SN table を 実際にデータに較正解を作用させることができる CL table というファイルに格納し、CL table をアップグレードさせた。

5.2.3 手順 3: 振幅バンドパス較正

各局の振幅における帯域通過特性 (バンドパス特性) を除去するために、明るい連続波天体 1741-038, 3C454.3 の 2 つを較正天体に採用し、task BPASS によってバンドパス較正解の情報が格納されるファイルである BP table を作成した。

5.2.4 手順 4: 装置起因の位相の遅延較正

各局に設置されている、時刻を正確に測るための水素メーザー周波数標準器 (以下、水素メーザーと省略する) やその他の装置の特性、性能により、相関関数の位相に遅延が加わる。これを除去するために、task FRING によってフリンジフィッティングを行った。2 Epoch の観測期間中、山口局にて水素メーザーの不調が報告されていたため、山口局の位相遅延の時間変動が激しいと仮定し、1 分刻みに解を算出し、細かい位相の時間変動の較正解を求め、CL table に格納した。Epoch 1 ではこれにより山口局の位相の較正解を求めることができたが、Epoch 2 では山口局、上海 25 m の 2 局でフリンジが検出できず、この 2 局の位相の較正解を求めることができなかった。VLBI においては数 ns 程度の遅延時間の差が大きな変化を生むため、Epoch 2 において位相の較正が行えないために、数 ns を超える位相の不確定性を持ちうる山口局と上海 25 m は使用不可であると判断し、task UVFLG にて除外した。

5.2.5 手順 5: 位相バンドパス較正

装置起因の遅延較正を行ったことで、バンドパス特性による細かい位相遅延の較正を行えるようになったため、task BPASS を用いて、較正用データと task CVEL によって新しく作成された解析用データ両方に対して位相バンドパス較正解を作成した。

5.2.6 手順 6: ドップラー較正

AIPS の仕様により、VLBA を用いて観測されたデータ以外は、ドップラー較正の際に地球回転のパラメータが正常に作動せず、較正後の速度に $1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 程の誤差を含むことが報告されているので、ドップラー較正を行う際に擬似的に VLBA によって観測を行ったデータであるように書き換えなければならない。一方で観測アレイ名を書き換えるとバンドパス較正解がうまく作動しなくなってしまう、スペクトルが乱れる可能性があることも報告されている。そのため、task SPLAT にて、バンドパス較正解があらかじめアプライされている解析用データを新しく作成し、新しく作成した解析用データの観測周波数、アンテナの位置、観測アレイ名などの情報が格納されている AN table を task TABED を用いて編集し、観測アレイ名をデフォルトの状態の KVN から VLBA に変更した。その後 task SETJY にてドップラー較正を行うためのパラメータ (最も明るい成分の ch と速度、静止周波数) を入力し、task CVEL にて入力したパラメータに合わせるようにドップラー較正を行った。

5.2.7 手順 7: 振幅較正

Epoch 1 は山口局の T_{sys}^* 、開口能率の時間変動の情報が得られていなかったため、入来局の 1 scan 目の G32.045+0.059 のスペクトルをテンプレートスペクトルとし、task ACFIT を用いてテンプレート法によって振幅のスケールングを行なった。Epoch 2 では使用可能な全ての局の T_{sys}^* 、開口能率の時間変動の情報が事前に作成されていたため、アプリアリ較正を task APCAL を用いて行った。

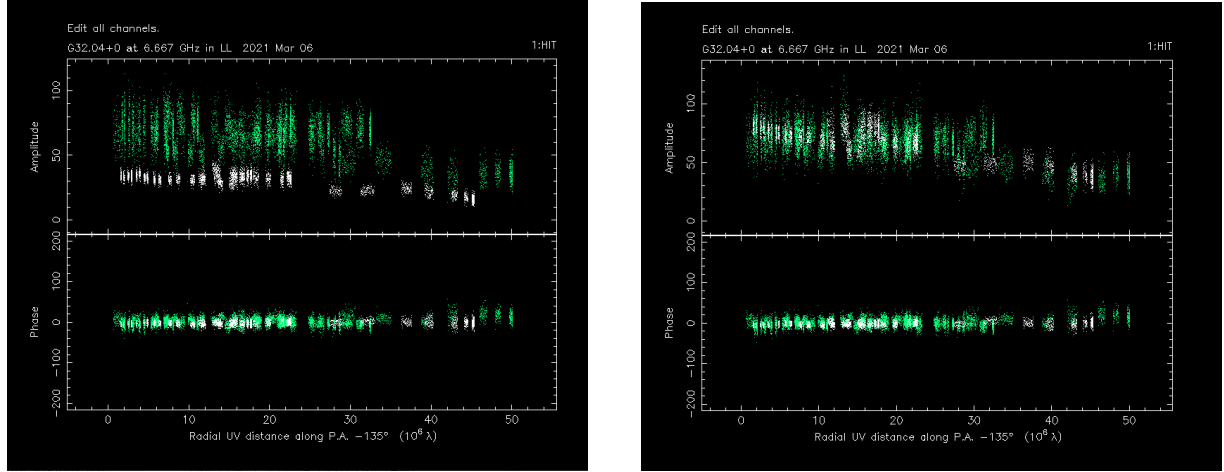


図 5.5: G32.045+0.059 の $92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分の visibility plot. 左: セルフキャリブレーション前, 右: セルフキャリブレーション後. 白色のプロットが日立局がらみの基線の visibility plot である. 上段: 横軸: uv-distance (M λ), 縦軸: 強度 (Jy). 下段: 横軸: uv-distance (M λ), 縦軸: 位相.

5.2.8 手順 8: 大気遅延較正

干渉計で得られる相関関数の位相の遅延は装置の影響のみではなく, 大気の影響を受ける. そのため G32.045+0.059 に近い連続波天体 1853+027 を較正天体として採用した. この天体は 1741-038, 3C454.3 と比べて放射強度が高くないため周波数方向に積分して感度をかせぐ必要があったため, 解析用データよりも 16 倍周波数幅が広い較正用データのみでフリンジフィッティングを行い, その較正解を解析用データにコピーすることにした.

5.2.9 手順 9: 大気遅延較正解を解析用データにコピー

大気遅延較正解は, 各 IF ごとに作成されており, 何も処理をせずに解析用データにコピーしようとする, 解析用データは IF 5 番を高い分光点数で計算を行なったものであるにもかかわらず, 較正用データの IF 1 番の解がコピーされてしまう. そのため, task SNCOR を用いて, IF 5 番の解を IF 1 番にコピーした較正解を作成し, task TACOP にて解析用データにコピーし, CL table をアップグレードした.

5.2.10 手順 10: メーザースポットによるフリンジフィッティング

大気遅延較正後の解析用データにおいて, G32.045+0.059 の最も明るい成分 ($V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) がマップの中心となるように task FRING を用いてフリンジフィッティングを行い, CL table をアップグレードした.

5.2.11 手順 11: difmap にてセルフキャリブレーション

G32.045+0.059 の $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分のみを task SPLIT を用いて新しいデータとして出力し, そのデータを task FITTP を用いて FITS ファイルとして出力し, difmap で読み込んでセルフキャリブレーションを行った. セルフキャリブレーションとは, ターゲット天体自身の構造に合わせて visibility をフィットさせることで細かい振幅や位相の較正を行い, より正確なイメージを得るための較正作業である. 天体の構造は点源の集合体であると仮定し, CLEAN image を difmap にて作成した. ここで, difmap にてセルフキャリブレーション前の visibility を確認したところ, 日立局がらみの基線における visibility の振幅が他の局の約半分に落ちているエラーが発生していることがわかった. そのため, difmap にて一旦日立局を除外し, 日立局を除く 5 局で CLEAN image を作成し, その CLEAN image に対して日立局を含む 6 局で観測された visibility を task CALIB を用いてフィットさせることにより, 日立局で見られたエラーを取り除いた. セルフキャリブレーション前と後の $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分の visibility を図 5.5 に示す.

5.2.12 手順 12: CLEAN image の作成

セルフキャリブレーション後の visibility から、メーザーの放射が認められる全てのチャンネルの CLEAN image を task IMAGR を用いて作成した。

5.2.13 手順 13: メーザースポット候補の抽出

自動的に CLEAN image の全範囲からメーザースポット候補のパラメータを抽出する task SAD を用いて、強度が 5σ Jy/beam を超えるメーザースポット候補を取り出した後、task SAD にて認識できない、「複数のメーザースポット候補が重なっている領域」(図 5.6) を等高線マップを描く task KNTR にて等高線マップを描いて探し、手動でメーザースポット候補のパラメータを抽出する task JMFIT を用いて、task SAD にて認識されなかったメーザースポット候補のパラメータを抽出した。

5.3 visibility のガウシアンフィット

単一のメーザースポットより得られる visibility はガウシアンで近似でき、van Cittert-Zernike の定理より、visibility と天球面上の輝度分布がフーリエ変換の関係にある。例として、core のみから成るメーザースポットから得られた visibility について考える。この visibility の半値半幅が $u_{\text{core}}(\lambda)$ だったとき、そのフーリエ変換は

$$I(l) = \int V(u) e^{-2\pi i u l} du = \int V e^{-\frac{\ln 2}{u_{\text{core}}^2} u^2} e^{-2\pi i u l} du = \sqrt{\frac{\pi u_{\text{core}}^2}{\ln 2}} V \exp \left(-\frac{l^2}{\left(\frac{\sqrt{\ln 2}}{\pi u_{\text{core}}} \right)^2} \right) \quad (5.1)$$

であるから、core の輝度分布の半値幅 l_{core} は

$$l_{\text{core}} = \sqrt{\ln 2} \left(\frac{\sqrt{\ln 2}}{\pi u_{\text{core}}} \right) = \frac{\ln 2}{\pi u_{\text{core}}} \quad (5.2)$$

と表すことができる。よってメーザースポットの core のサイズを輝度分布の半値全幅であると定義すると、core のサイズ s_{core} は

$$s_{\text{core}} = 2 l_{\text{core}} = \frac{2 \ln 2}{\pi u_{\text{core}}} \text{ (rad)} \approx \frac{91000}{u_{\text{core}}} \text{ (arcsec)} \quad (5.3)$$

となり、core の最大輝度は、輝度分布が 2 次元ガウシアンであることを考慮すると

$$I_{\text{max}} = \sqrt{\frac{\pi u_{\text{core}}^2}{\ln 2}} V \approx 4.5 V u_{\text{core}}^2 \text{ (Jy)} \quad (5.4)$$

となる。halo についても同様にサイズ・最大輝度の推定が可能である。この解析は、複数個のメーザースポットが存在するチャンネルにおける visibility に対しては行えないため、Epoch 間でのメーザースポットのサイズ・構造の変化について議論するために 1 つのメーザースポットしか存在しない、または、最も明るいメーザースポットに対して他のメーザースポットが十分暗いチャンネルを選定し、そのチャンネルの visibility に対してガウシアンフィットを行なった。

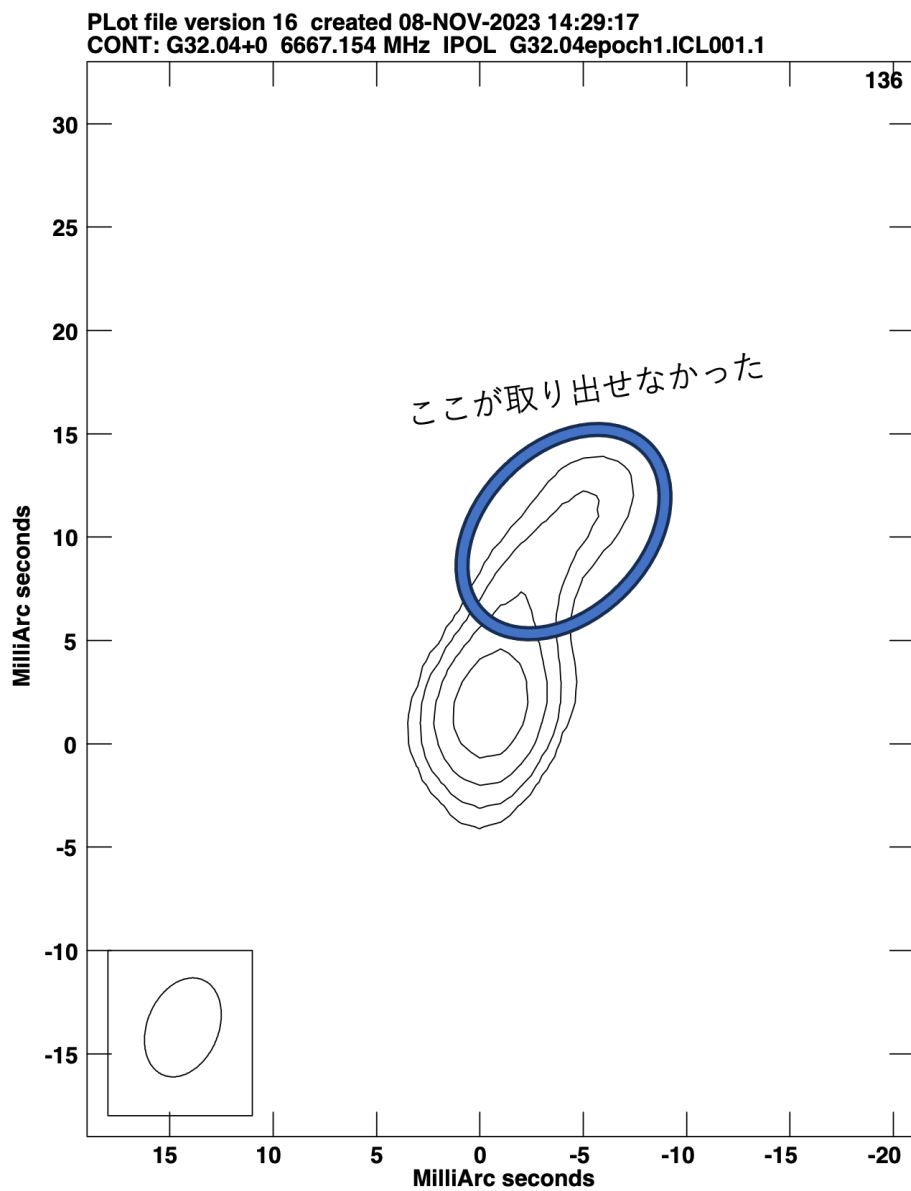


図 5.6: G32.045+0.059 の task SAD にて抽出ができなかった成分の例の等高線マップ。一番外側の等高線が 5σ である。青枠で囲んだ部分のように、明るい放射に付随するように重なった放射が抽出されない傾向にあった。

第6章 結果

6.1 スペクトル

2 Epoch 間で入来局にて得られたトータルパワースペクトルを用いて強度の比較を行なった. スペクトルを図 6.1 に示す. $92 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分は 101 Jy から 108 Jy へ 7 Jy 上昇した. $98 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分は 72 Jy から 58 Jy へ 14 Jy 減少した. コンポーネントスペクトル (検出されたメーザースポットを用いて作成したスペクトル) については $92 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のピークチャンネルにおいて 54 Jy から 69 Jy へ 15 Jy 上昇した. $98 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のピークチャンネルは 48 Jy から 40 Jy へ 8 Jy 減少した.

6.2 メーザースポット・フィーチャー

6.2.1 メーザースポット

メーザースポットを

1. 放射強度 $F_\nu \geq 5 \times (\text{image rms})$ である.
2. 隣り合うチャンネルの位置のずれが合成ビームの長軸以内であるスポットが存在する.
3. 1 つのチャンネル内で, 最も明るいメーザースポット候補に対して合成ビームのサイドローブがある方向に整列していない

の 3 点を満たすものであると定義し, メーザースポット候補の中からメーザースポットの選定を行った. その結果, Epoch 1 にて 145 点, Epoch 2 にて 172 点のメーザースポットが検出された. メーザースポットの分布は pair 型となり, $V_{\text{lsr}} = 98\text{--}101 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ は北東方向, $V_{\text{lsr}} \leq 96 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ は南西方向に集中する分布を示し, 北東方向に集中しているメーザースポットと南西方向に集中しているメーザースポット間の投影距離は概ね 2500 au となった. この結果は先行研究 [12, 28] の結果に矛盾しない. 表 4.1 と比較すると, 周期 58 日で強度変動する速度 ($92\text{--}96 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) を持つメーザースポットは南西側に, 周期 367 日, 716 日で強度変動するメーザースポットは北東側に集中していることがわかる. 北東側は RA offset = 300 mas, Dec offset = 400 mas 程度の場所に集中しているのに対し, 南西側は RA offset = 90 mas, Dec offset = 30 mas 付近, reference position 付近, RA offset = -10 mas , Dec offset = -270 mas 付近の 3 箇所に分かれた. メーザースポットマップを図 6.2 に示す.

6.2.2 メーザーフィーチャー

メーザーを放射する“雲”の定義を「隣り合うチャンネルにあり, 位置のずれが合成ビームの長軸以下であるメーザースポットのグループ」とし, 今後このグループをメーザーフィーチャーと呼ぶ. メーザーフィーチャーの速度, 位置はメーザーフィーチャー内のメーザースポットの速度, 位置を単純平均した値とし, メーザーフィーチャーの放射強度は速度方向に積分したものとした. また, n 個のメーザースポットより成るメーザーフィーチャーの座標のエラーは以下の式で定義する [29].

$$\sigma_{\text{feature}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2}{(n-1)^2} + \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n}} \quad (6.1)$$

その結果, Epoch 1 で 18 個, Epoch 2 で 21 個のメーザーフィーチャーが検出された. Epoch 1 のメーザーフィーチャーのパラメータを表 6.1, Epoch 2 のメーザーフィーチャーのパラメータを表 6.2 に, Epoch 1, 2 で得られたフィーチャーマップを図 6.3 に示す.

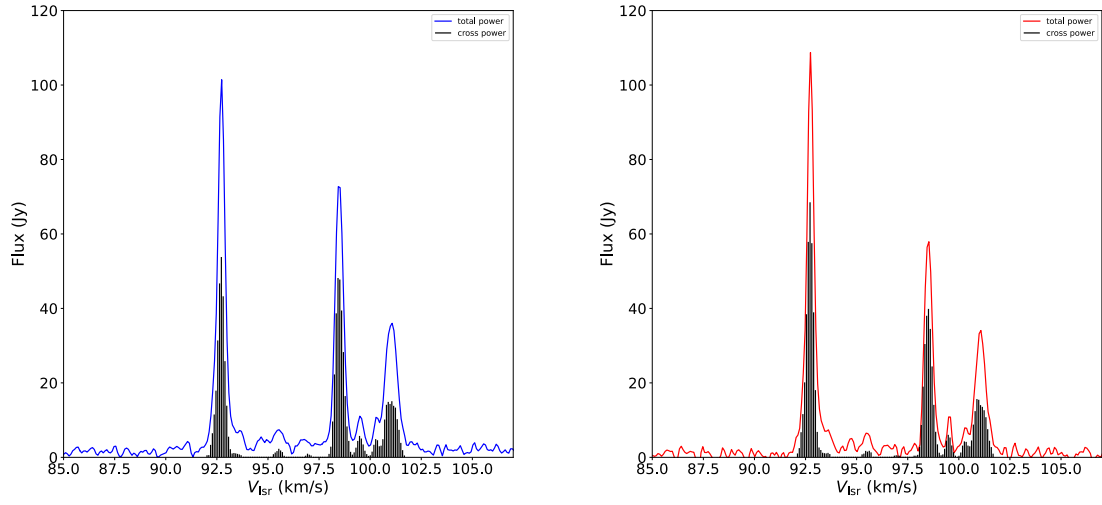


図 6.1: 入来局にて得られた G32.045+0.059 のトータルパワースペクトル (実線) とコンポーネントスペクトル (黒線). (左: Epoch 1, 右: Epoch 2). 横軸: V_{LSR} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$), 縦軸: Flux (Jy)

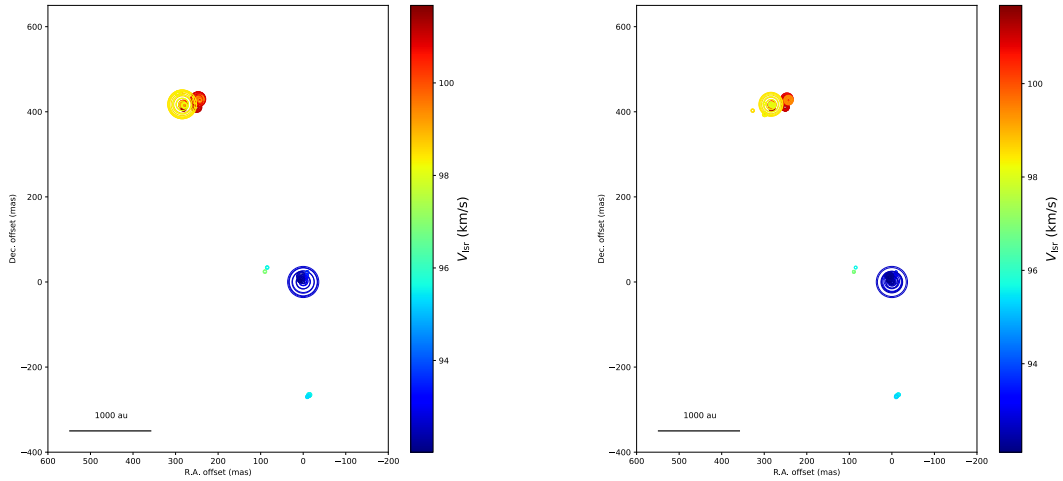


図 6.2: メーザースポットマップ. (左: Epoch 1, 右: Epoch 2). スポットの大きさは放射強度に比例し, スポットの色は V_{LSR} に対応している. 強度変動周期 58 日を示す $V_{\text{LSR}} < 96 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザーフィーチャー (水色-青色) が南西側にのみ存在, 強度変動周期 367 日, 716 日を示す $V_{\text{LSR}} = 98.44, 99.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザーフィーチャー (オレンジ) は北東側にのみ存在することがわかる. また, RA offset = -10 mas, Dec offset = -267 mas 付近の位置に先行研究 [12, 28] では見られなかった $V_{\text{LSR}} = 95.50 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットが新検出となった.

Feature No.	V_{lsr} (km·s ⁻¹)	velocity width (km·s ⁻¹)	Flux (Jy·km·s ⁻¹)	σ_F (Jy·km·s ⁻¹)	RA offset (mas)	σ_{RA} (mas)	Dec offset (mas)	σ_{Dec} (mas)	number of spots
1	101.46	0.44	3.93	0.23	281.39	0.39	408.21	0.44	8
2	101.26	0.61	16.60	0.35	250.53	0.47	410.68	0.56	9
3	100.98	0.88	68.50	0.66	246.28	0.42	428.14	2.04	12
4	100.75	0.44	4.53	0.22	242.27	0.65	423.86	0.78	8
5	100.14	0.97	19.90	0.73	282.20	0.51	416.53	0.53	12
6	99.52	0.61	14.08	0.31	243.11	0.20	427.67	0.72	8
7	98.65	0.09	0.04	0.01	286.15	0.96	442.92	0.52	2
8	98.60	1.32	341.22	1.60	283.86	0.24	417.04	0.38	19
9	98.47	0.44	1.84	0.17	294.32	0.17	443.11	0.11	6
10	98.30	0.26	1.57	0.07	279.28	0.24	414.99	0.07	4
11	96.97	0.26	0.70	0.08	89.90	0.31	24.61	0.82	5
12	95.66	0.26	0.56	0.07	84.75	1.93	33.95	2.14	4
13	95.48	0.53	4.05	0.29	- 12.24	0.37	- 267.38	0.22	11
14	93.64	0.09	0.09	0.01	- 9.598	1.76	23.19	2.25	2
15	93.38	0.61	3.68	0.27	- 6.57	0.51	13.06	0.34	8
16	92.74	0.88	202.51	0.67	- 0.07	0.43	0.72	1.34	12
17	92.37	0.35	5.68	0.11	4.68	0.41	13.35	1.15	5
18	92.26	0.53	7.54	0.33	5.91	0.72	5.45	1.52	10
sum									145

表 6.1: Epoch 1 におけるレーザーフイーチャーのパラメータ

Feature No.	V_{lsr} (km.s ⁻¹)	velocity width (km.s ⁻¹)	Flux (Jy.km.s ⁻¹)	σ_F (Jy.km.s ⁻¹)	RA offset (mas)	σ_{RA} (mas)	Dec offset (mas)	σ_{Dec} (mas)	number of spots
1	101.48	0.35	3.40	0.22	281.09	0.73	407.73	0.73	9
2	101.26	0.79	25.98	0.78	250.39	0.67	410.45	0.63	14
3	100.98	0.88	60.92	0.99	246.16	0.67	428.13	2.07	16
4	100.97	0.18	0.25	0.04	253.78	1.98	433.90	0.80	3
5	100.73	0.44	3.70	0.25	242.18	0.48	423.91	0.92	8
6	100.28	0.53	9.27	0.33	282.10	0.72	416.03	0.58	9
7	99.52	0.61	14.73	0.34	243.04	0.27	427.58	0.45	8
8	98.60	0.18	0.33	0.04	327.22	1.92	402.72	0.91	3
9	98.51	0.53	3.76	0.27	298.73	0.28	393.82	0.19	7
10	98.44	1.32	277.27	1.86	283.41	0.42	416.92	0.50	20
11	98.25	0.35	1.75	0.12	278.59	1.57	415.18	0.22	5
12	98.30	0.09	0.09	0.01	299.27	0.41	419.21	0.45	2
13	96.98	0.26	0.51	0.07	89.41	2.33	23.78	2.01	4
14	95.66	0.09	0.09	0.01	85.10	0.34	33.93	0.44	2
15	95.50	0.44	3.12	0.26	- 12.98	1.05	- 266.95	1.62	9
16	93.64	0.09	0.08	0.01	- 9.73	0.32	22.97	0.73	2
17	93.36	0.61	4.75	0.42	- 6.73	0.65	13.43	1.36	10
18	92.75	0.97	277.10	1.28	- 0.09	0.95	0.78	0.66	19
19	92.72	0.35	4.96	0.20	8.69	0.38	14.95	1.14	8
20	92.34	0.44	7.27	0.21	4.83	0.41	13.23	1.28	7
21	92.29	0.35	4.25	0.17	5.79	0.37	5.12	0.30	7
								sum	172

表 6.2: Epoch 2 におけるレーザーフーチャーのパラメータ

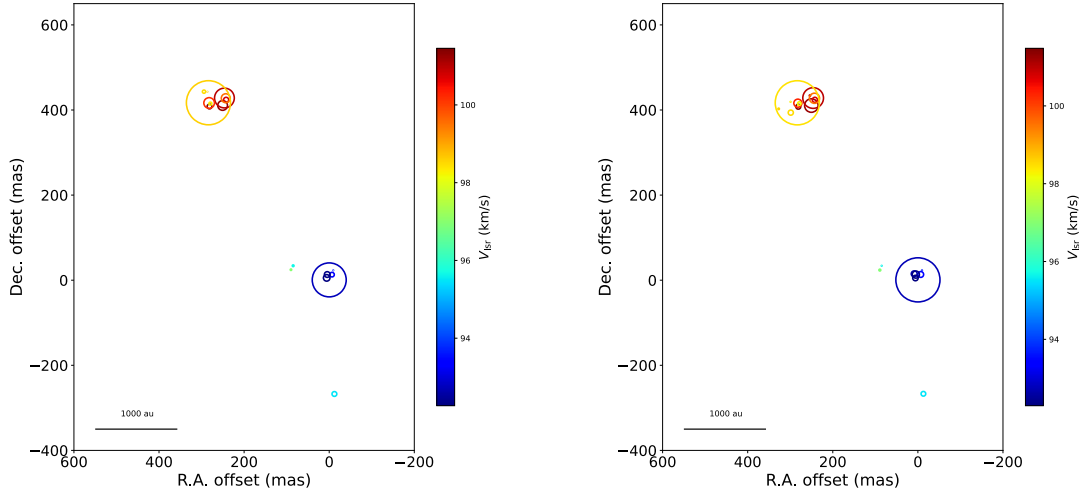


図 6.3: メーザーフィーチャーマップ. (左: Epoch 1, 右: Epoch 2). 横軸: RA offset, 縦軸: Dec offset. フィーチャーの大きさは放射の積分強度に比例. フィーチャーの色は V_{lsr} に対応している.

6.3 強度の比較

空間上での強度の比較を行う上で, どのメーザーフィーチャーが Epoch 間で共通で, どのフィーチャーが一方の Epoch にしか存在しないものなのかを明確にするため, Epoch 間での速度のずれが $1\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 以内, 位置のずれが 2 epoch の合成ビームの長軸程度の値である 5 mas 以内であるメーザーフィーチャー同士を同一のメーザーフィーチャーであるとした. また, 共通なメーザーフィーチャーであっても Epoch 間で Feature No. が異なる場合があったため, 全てのメーザーフィーチャーにアルファベットで ID をふりなおした. その結果 23 個のメーザーフィーチャーが同定された. Epoch 間で共通しているメーザーフィーチャーの V_{lsr} は 2 Epoch 間の平均の値であるとした. 表 6.1, 6.2 の Feature No. と Feature ID の対応を表 6.3 に示す.

2 Epoch 間の強度変動の様子を理解するために,

1. 「フィーチャースペクトル」による比較
2. フィーチャーの積分強度による比較

の 2 つの比較方法を用いた. 各結果を以下にまとめる.

6.3.1 「フィーチャースペクトル」による比較

強度変動の比較を定性的に行うために, メーザーフィーチャー毎にフィーチャーを構成するスポットの強度と速度を用いてスペクトルを作成し, 速度幅の変化があるか, 強度の変化が有意に見られるかを調査した.

北東成分

北東方向に分布するメーザーフィーチャーは ID = a–n であった. フィーチャー a–n のマップを図 6.4 に, フィーチャースペクトルを図 6.5–6.8 に示す.

北東成分において, フィーチャー b, g ではエラーバーの範囲を超えた有意な強度増加が見られたのに対し, c, e, f, k では強度が減少しており, 特に f では線幅が狭くなる様子が顕著に見られた. フィーチャー a ではピークの強度はエラーバーの範囲では変動していないが, スペクトルの裾の部分にて強度が減少する様子が見られた. d, i, j, n が Epoch 2 で新検出となり, h, l は Epoch 2 では非検出となった. m ではスペクトルの形状が変わり, 速度の小さい側では強度上昇, 速度の大きい側では強度減少が見られた.

Feature ID	V_{lsr} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	RA offset (mas)	Dec offset (mas)	Averaged flux ($\text{Jy}\cdot\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	Epoch 1	Epoch 2
a	101.47	281.24	407.97	3.67	1	1
b	101.26	250.46	410.56	21.29	2	2
c	100.98	246.22	428.14	64.71	3	3
d	100.97	253.78	433.90	0.25		4
e	100.74	242.22	423.89	4.11	4	5
f	100.21	282.15	416.28	14.59	5	6
g	99.52	243.07	427.63	14.41	6	7
h	98.65	286.15	442.92	0.04	7	
i	98.60	327.22	402.72	0.33		8
j	98.51	298.73	393.82	3.76		9
k	98.52	283.63	416.98	309.25	8	10
l	98.47	294.32	443.11	1.84	9	
m	98.27	278.94	415.09	1.66	10	11
n	98.30	299.27	419.21	0.09		12
o	96.97	89.66	24.19	0.45	11	13
p	95.66	84.93	33.94	0.32	12	14
q	95.49	− 12.61	− 267.16	3.59	13	15
r	93.64	− 9.66	23.08	0.06	14	16
s	93.37	− 6.65	13.25	4.22	15	17
t	92.75	− 0.08	0.75	239.80	16	18
u	92.72	8.69	14.95	4.96		19
v	92.36	4.75	13.29	6.47	17	20
w	92.28	5.85	5.29	5.89	18	21

表 6.3: 各 Epoch の Feature No. と Feature ID の対応表. V_{lsr} は 2 Epoch 間の平均をとった.

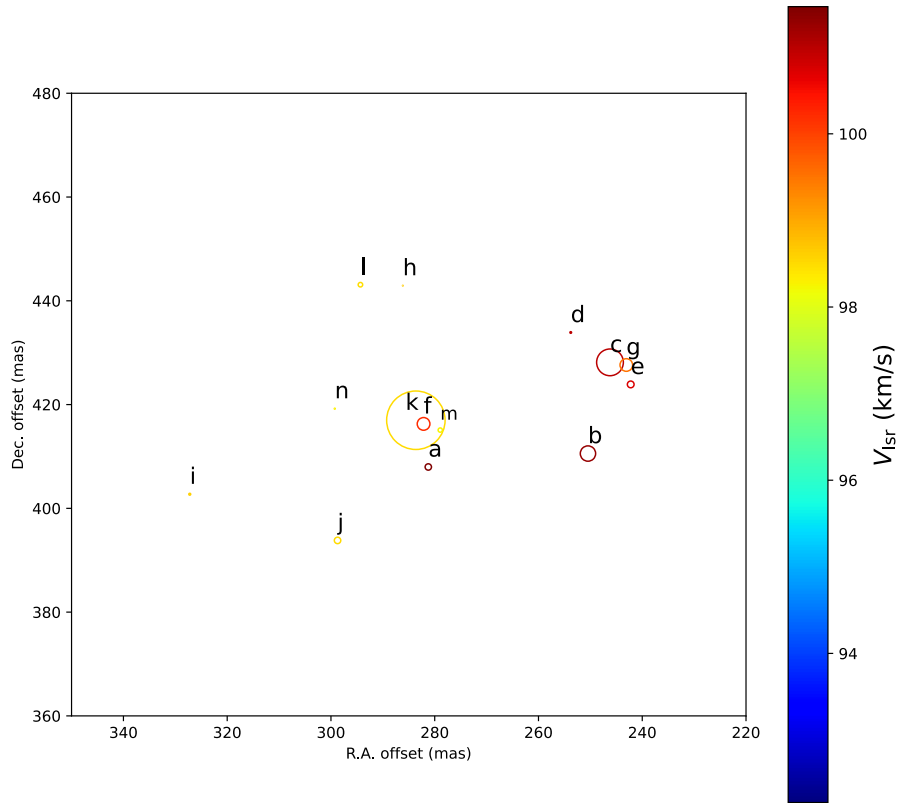


図 6.4: 北東方向にあるメーザーフィーチャーのマップ. 横軸: RA offset, 縦軸: Dec offset. 強度, 位置, V_{lsr} は 2 Epoch 間の平均をとり, 片方の Epoch のみで検出されたフィーチャーに関しては検出された Epoch の値を参照した. プロットの大きさは放射の積分強度に比例.

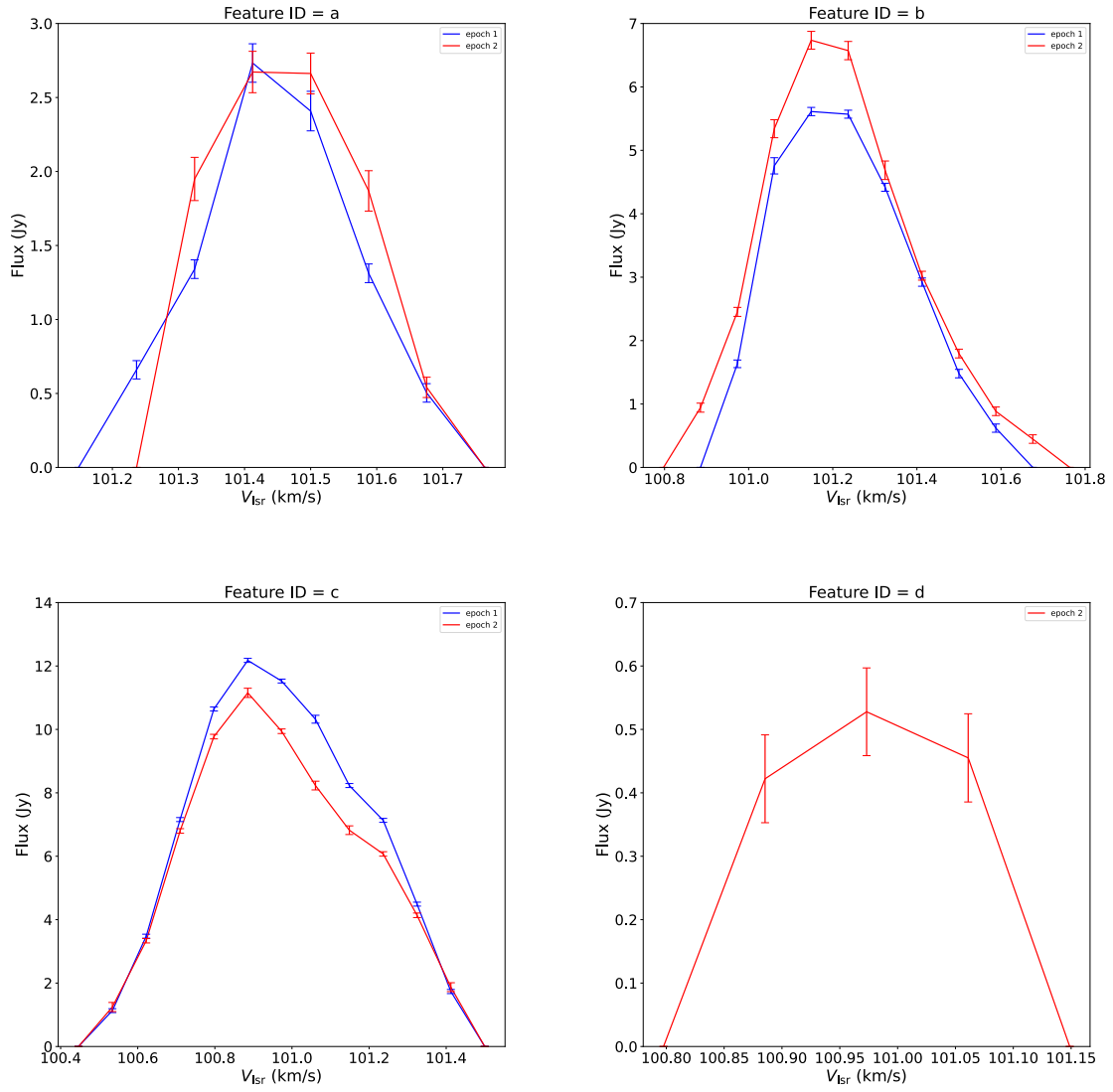


図 6.5: 北東にあるフィーチャー a-d のフィーチャースペクトル. 横軸: V_{LSR} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$), 縦軸: Flux (Jy). 青: Epoch 1, 赤: Epoch 2. エラーバーの大きさは, 各 Epoch の各 ch の 1σ の値を参照した.

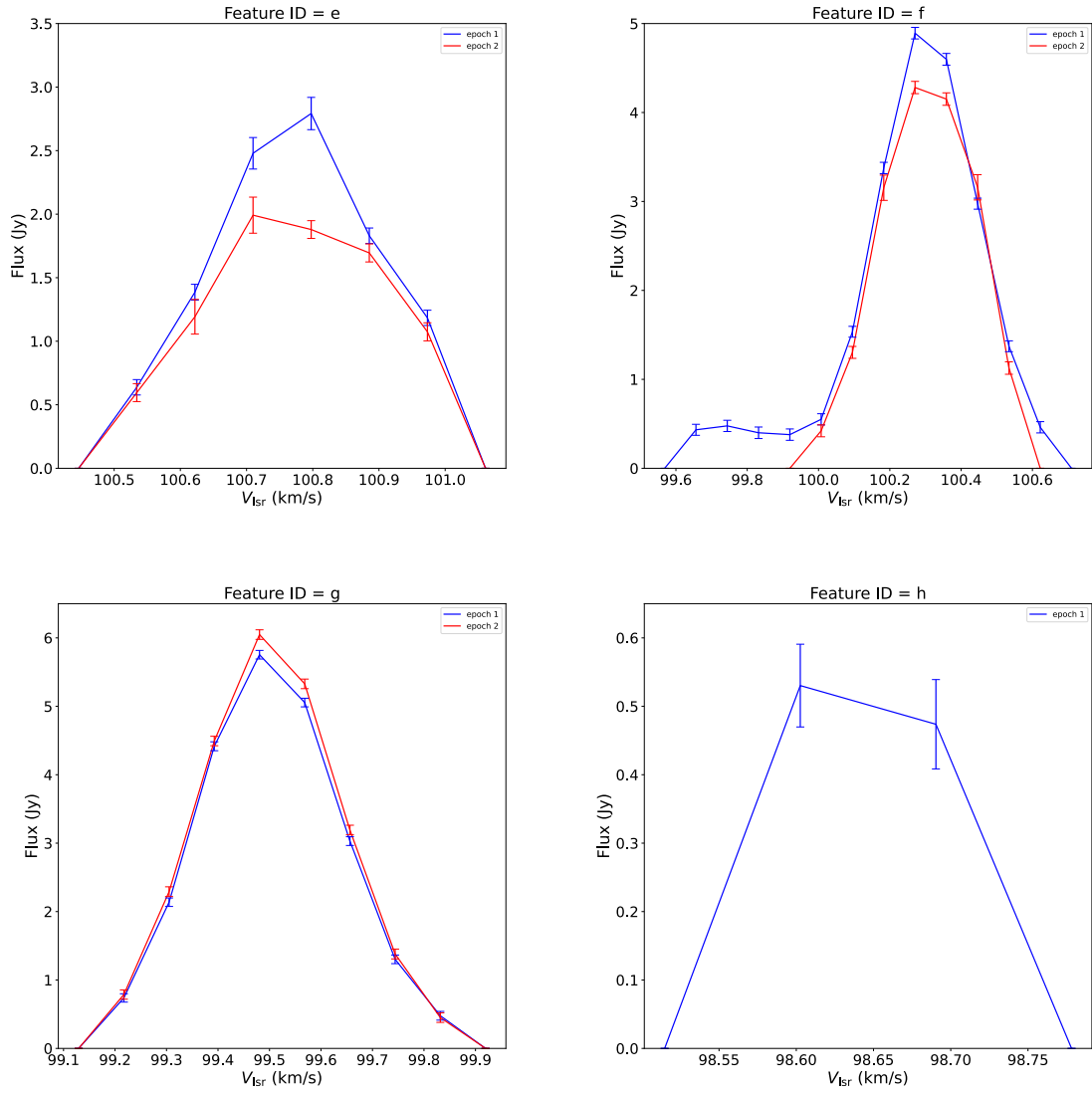


図 6.6: 北東にあるフィーチャー e-h のフィーチャースペクトル. 横軸: V_{lsr} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$), 縦軸: Flux (Jy). 青: Epoch 1, 赤: Epoch 2. エラーバーの大きさは, 各 Epoch の各 ch の 1σ の値を参照した.

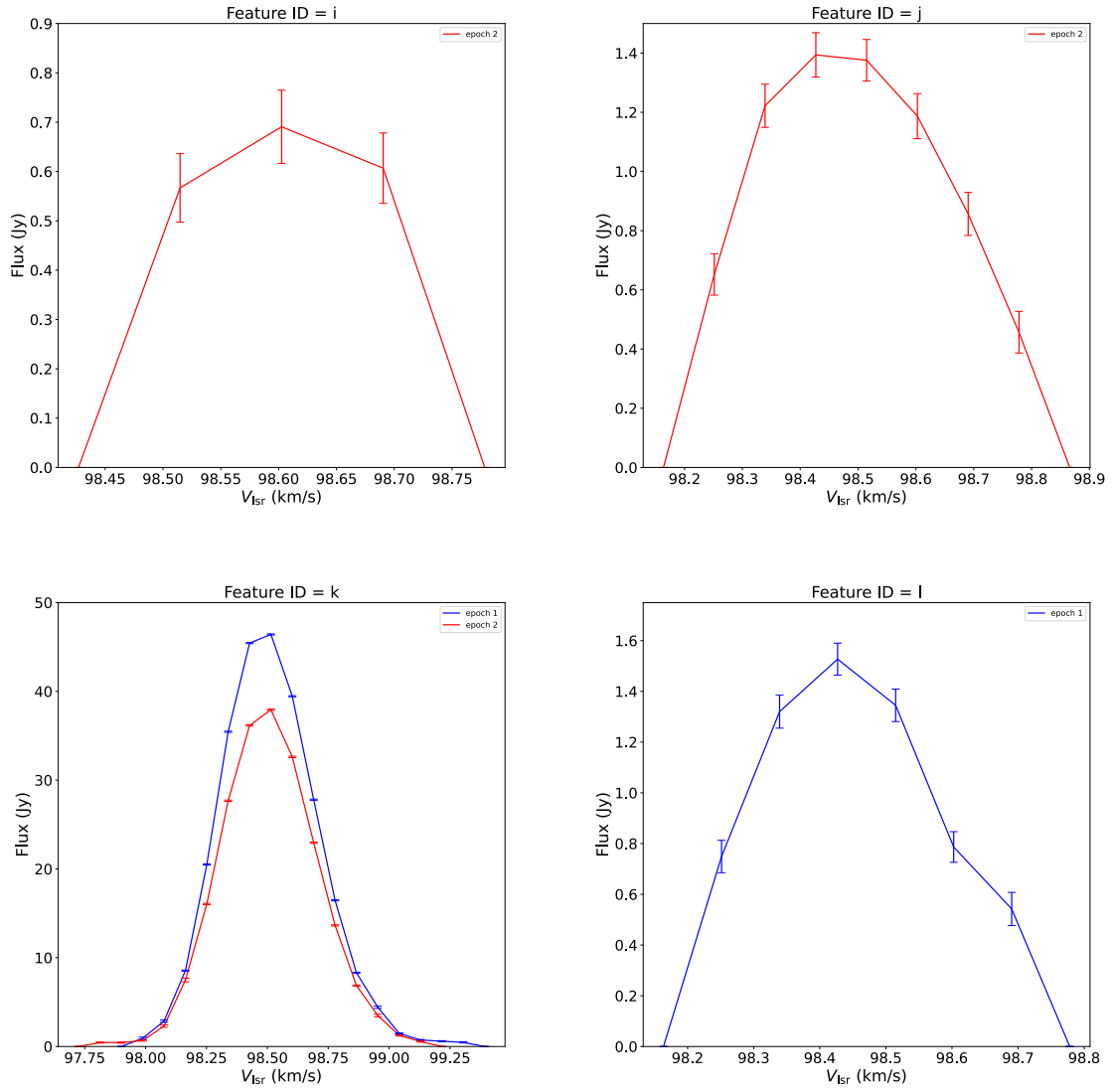


図 6.7: 北東にあるフィーチャー i-l のフィーチャースペクトル. 横軸: V_{LSR} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$), 縦軸: Flux (Jy). 青: Epoch 1, 赤: Epoch 2. エラーバーの大きさは, 各 Epoch の各 ch の 1σ の値を参照した.

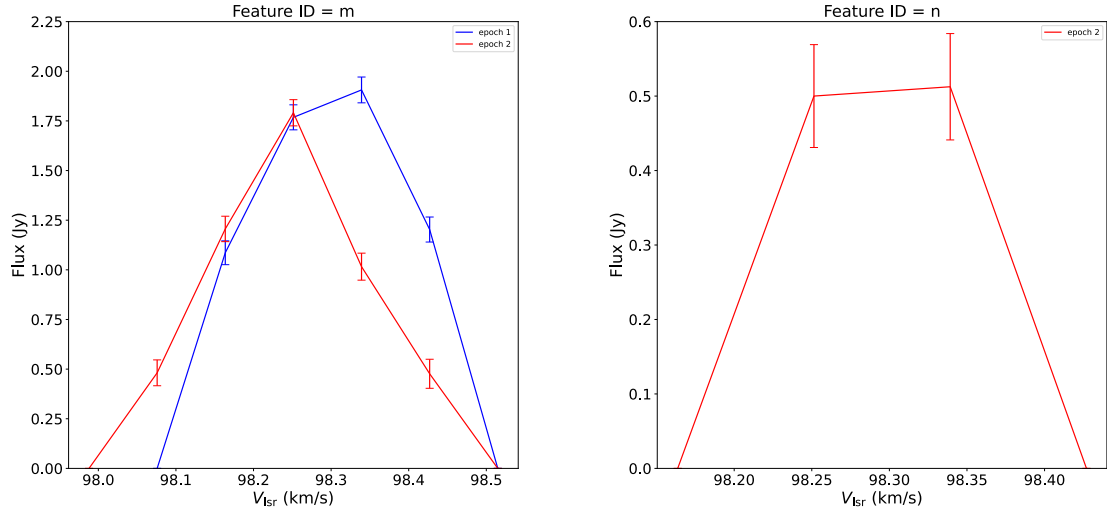


図 6.8: 北東にあるフィーチャー m,n のフィーチャースペクトル. 横軸: V_{LSR} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$), 縦軸: Flux (Jy). 青: Epoch 1, 赤: Epoch 2. エラーバーの大きさは, 各 Epoch の各 ch の 1σ の値を参照した.

南西成分

南西方向に分布するメーザーフィーチャーは ID= o-w であった. フィーチャー o-w のマップを図 6.9, 6.10 に, フィーチャースペクトルを図 6.11, 6.12 に示す.

$V_{\text{LSR}} = 95.5\text{--}97.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザーフィーチャー o-q は概ね強度減少傾向にあった. reference position 付近のメーザーフィーチャーは r は強度はエラーバーの範囲では変動なし, w は減少傾向にあるが, それ以外のフィーチャーはピークの強度は上昇傾向にあり, 特に最も強度が大きいフィーチャー t で顕著な強度上昇が見られ, フィーチャー u が新検出となった.

6.3.2 フィーチャーの積分強度による比較

変動影響率

単一鏡観測にて得られるスペクトルの, ある速度範囲における強度変動は

1. Epoch 間で共通のメーザーフィーチャーの強度変動
2. Epoch 1 に存在していたメーザーフィーチャーが Epoch 2 では非検出となることによる強度減少と Epoch 1 にて検出されなかったメーザーフィーチャーが Epoch 2 で検出される事による強度上昇 “消失・出現”

の 2 点が要因となっていると考えられる. それぞれの要因が, 単一鏡にて得られるスペクトルにて見られる強度変動にどれくらいの影響を与えるのかを調べるために, フィーチャー (Feature ID = i) の変動影響率 Δ_i を Epoch 間のフィーチャーの積分強度の変動量と, そのフィーチャーを含む輝線の色速度範囲内に存在する全てのフィーチャーの積分強度の変動量の絶対値の総和の比

$$\Delta_i = \frac{|F_i^{\text{Epoch2}} - F_i^{\text{Epoch1}}|}{\sum_{\text{feature in } V} |F_k^{\text{Epoch2}} - F_k^{\text{Epoch1}}|} \quad (6.2)$$

で定義する. 「消失・出現」の場合は, 検出されなかった方の Epoch におけるフィーチャーが, 検出限界とした 5σ の強度のメーザースポットより成ると仮定して計算を行った. 定義により, 1 に近い値を持つほど, そのフィーチャーが強度変動に与える影響が大きいことを示す.

変動の 2 要因のうちどちらが支配的かを調べるために, 全てのフィーチャースペクトルを図 6.13 のように 1 つの図に表示したとき 3 つ以上のフィーチャースペクトルが速度方向に重なりながら存在している速度範囲を変動

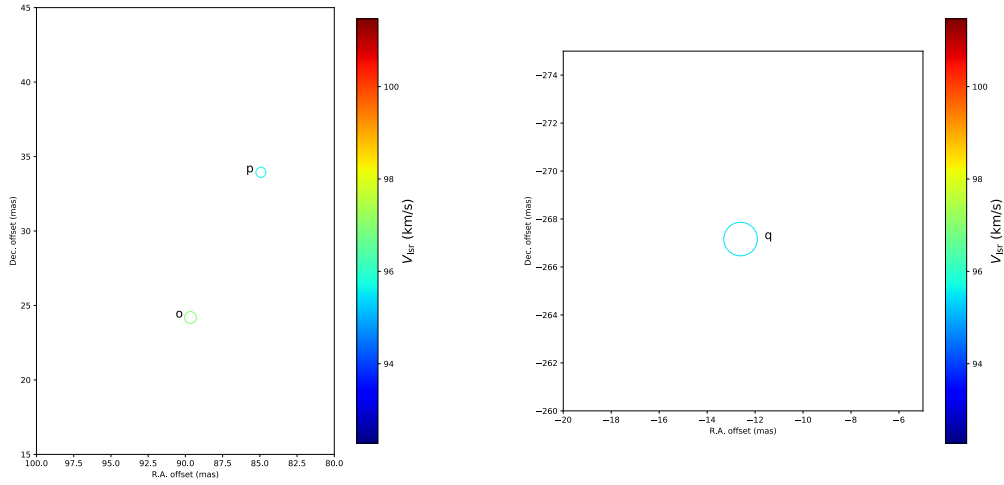


図 6.9: 南西方向にある $V_{\text{lsr}} = 95.5\text{--}97.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のフィーチャーマップ。左: RA offset = 90 mas 付近, Dec offset = 30 mas 付近。右: RA offset = -10 mas 付近, Dec offset = -267 mas 付近。横軸: RA offset, 縦軸: Dec offset. 強度, 位置, V_{lsr} は 2 Epoch 間の平均をとり, 片方の Epoch のみで検出されたフィーチャに関しては検出された Epoch の値を参照した。プロットの大きさは放射の積分強度に比例。

影響率の調査を行う速度範囲とした。この基準に基づき, 変動影響率の調査を行う速度範囲は, $92.0\text{--}94.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $97.5\text{--}99.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $99.9\text{--}102.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ とした。

その結果得られた $V_{\text{lsr}} = 92.0\text{--}94.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のフィーチャ毎の積分強度とその変動量, 変動率, 変動影響率は, 表 6.4, 変動要因毎の変動影響率は表 6.5, $V_{\text{lsr}} = 95.5\text{--}97.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のフィーチャ毎の積分強度とその変動量, 変動率, 変動影響率は, 表 6.6, $V_{\text{lsr}} = 97.5\text{--}99.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のフィーチャ毎の積分強度とその変動量, 変動率, 変動影響率は, 表 6.7, 変動要因毎の変動影響率は表 6.8, $V_{\text{lsr}} = 99.9\text{--}102 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のフィーチャ毎の積分強度とその変動量, 変動率, 変動影響率は, 表 6.9, 変動要因毎の変動影響率は表 6.10 のようになった。

$V_{\text{lsr}} = 92.0\text{--}94.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

表 6.4 によると, フィーチャー r, w が強度減少している以外は強度上昇傾向にあると言える。また, フィーチャ毎の変動影響率はフィーチャー t が最も高く, 次いで u が高いことがわかる。表 6.5 によると要因毎の変動影響率は, 共通のメーザーフィーチャーの強度変動の変動影響率が 0.94 と 1 に近い値を示しており, 共通のメーザーフィーチャーの強度変動が主に $V_{\text{lsr}} = 92\text{--}94 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速度範囲における強度変動を引き起こしていると言える。ただし, 共通のメーザーフィーチャーの強度変動の変動影響率 0.94 に対してフィーチャー t の変動影響率が 0.87 であることから, 最も明るいフィーチャーである t の強度変動が $V_{\text{lsr}} = 92\text{--}94 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速度範囲における強度変動に対して支配的であることがわかる。

$V_{\text{lsr}} = 95.5\text{--}97.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

表 6.6 によると, $V_{\text{lsr}} = 95.5\text{--}97.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速度範囲において全てのメーザー強度が減少傾向にあると言える。

$V_{\text{lsr}} = 97.5\text{--}99.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

表 6.7 によると, $V_{\text{lsr}} = 97.5\text{--}99.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速度範囲において強度上昇, 強度減少の両方が見られた。また, フィーチャ毎の変動影響率はフィーチャー k が最も高く, 次いで j が高いことがわかる。表 6.8 によると要因毎の変動影響率は, 共通のメーザーフィーチャーの強度変動の変動影響率が 0.92 と 1 に近い値を示しており, 共通のメーザーフィーチャーの強度変動が主に $V_{\text{lsr}} = 97.5\text{--}99.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速度幅における強度変動を引き起こしてい

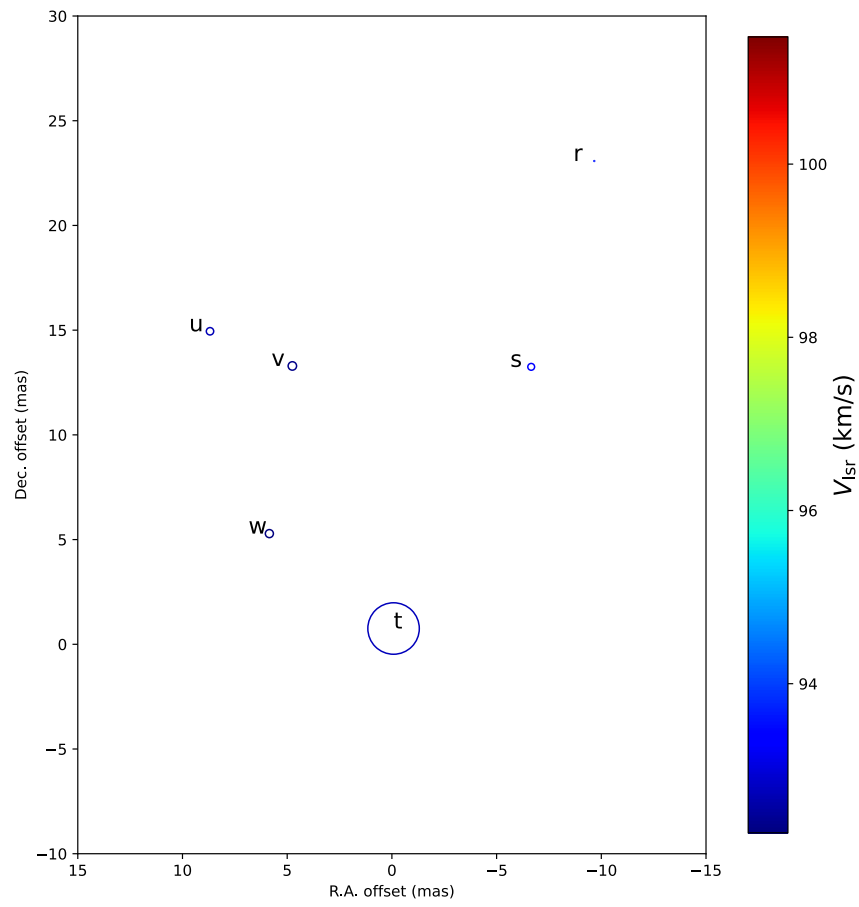


図 6.10: 南西方向にある reference position 付近のフィーチャーマップ. 横軸: RA offset, 縦軸: Dec offset. 強度, 位置, V_{lsr} は 2 Epoch 間の平均をとり, 片方の Epoch のみで検出されたフィーチャーに関しては検出された Epoch の値を参照した. プロットの大きさは放射の積分強度に比例.

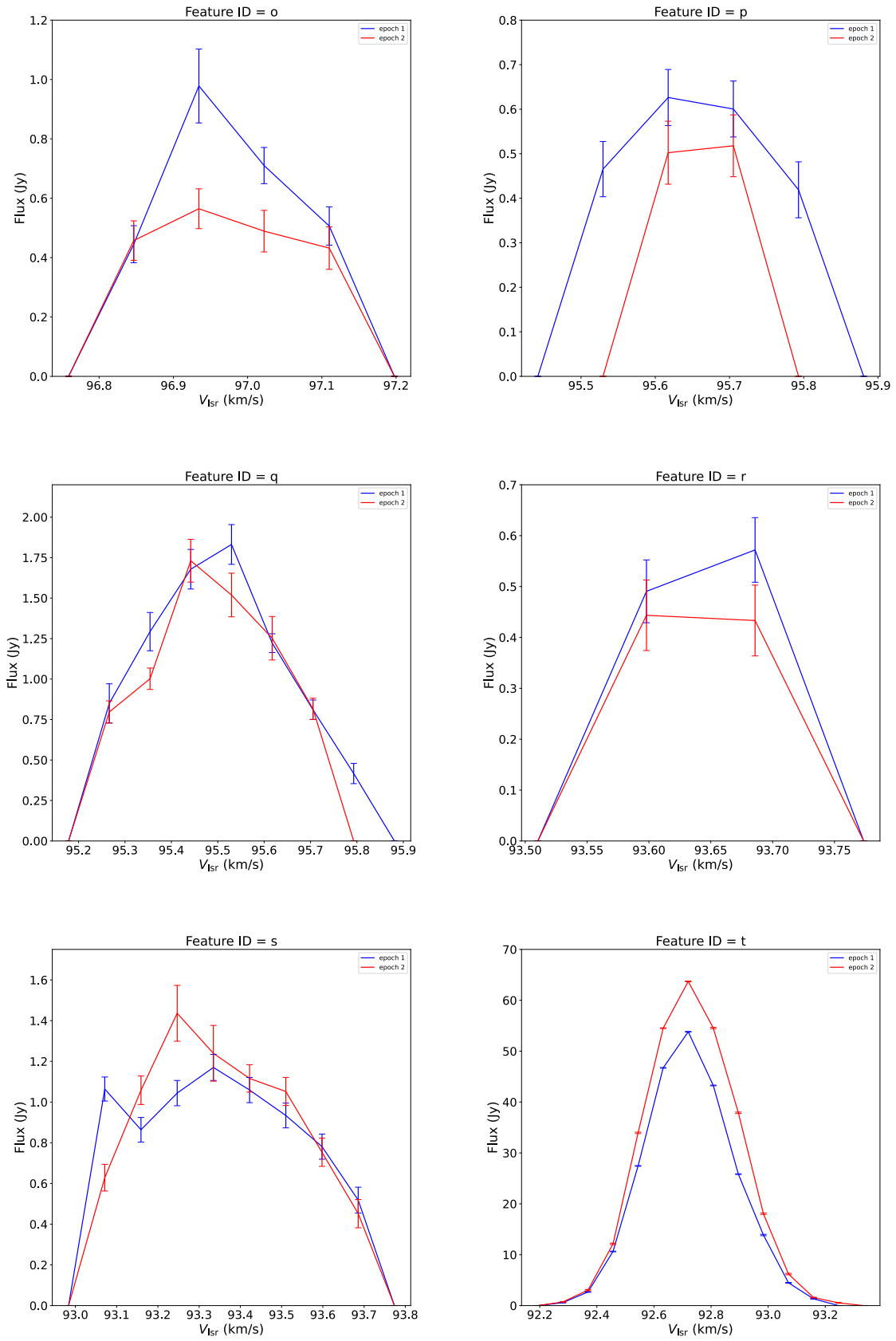


図 6.11: 南西にあるフィーチャー o-t のフィーチャースペクトル. 横軸: V_{1sr} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$), 縦軸: Flux (Jy). 青: Epoch 1, 赤: Epoch 2. エラーバーの大きさは, 各 Epoch の各 ch の 1σ の値を参照した.

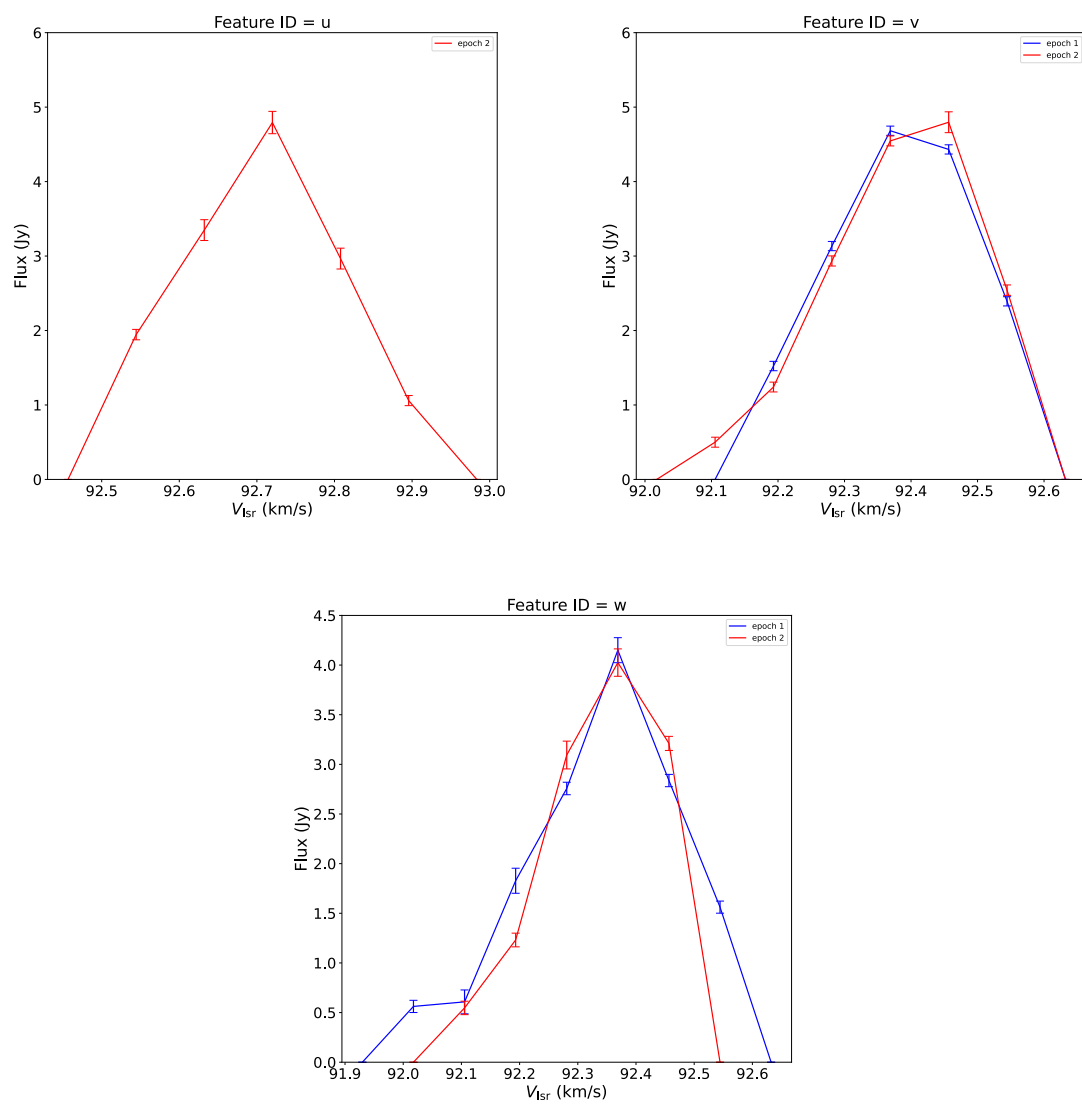


図 6.12: 南西にあるフィーチャー u-w のフィーチャースペクトル. 横軸: V_{LSR} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$), 縦軸: Flux (Jy). 青: Epoch 1, 赤: Epoch 2. エラーバーの大きさは, 各 Epoch の各 ch の 1σ の値を参照した.

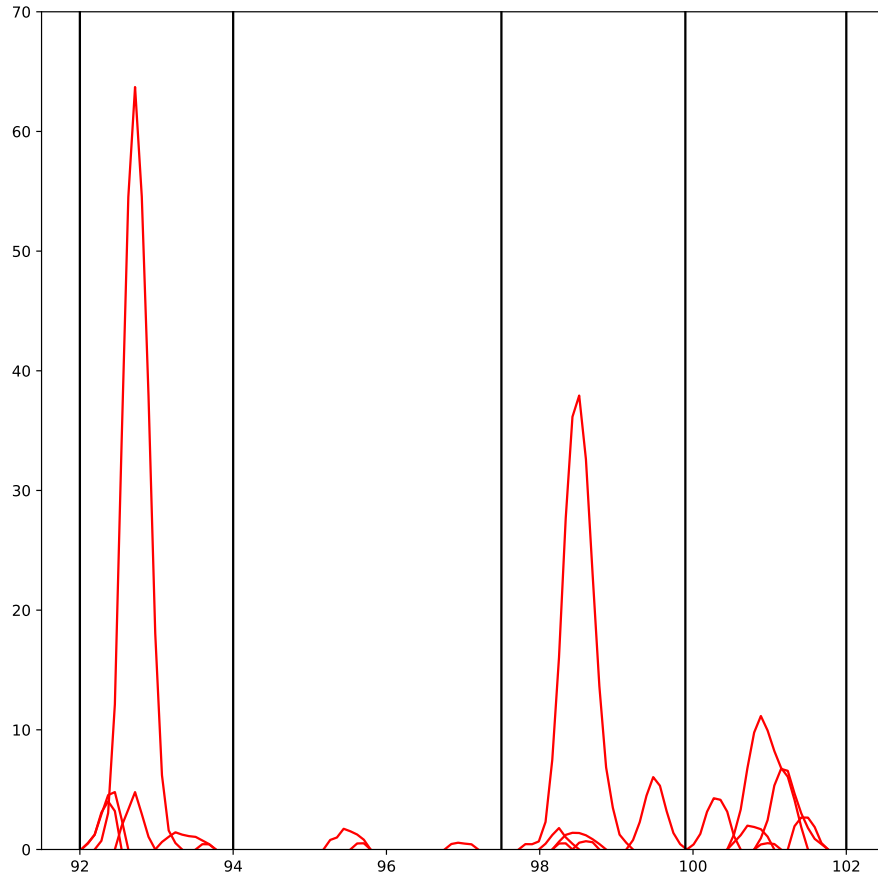


図 6.13: Epoch 2 における全フィーチャースペクトルの分布. 横軸: V_{LSR} ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$), 縦軸: 強度 (Jy). 黒線はそれぞれ左から $V_{\text{LSR}} = 92.0, 94.0, 97.5, 99.9, 102.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ である. それぞれの調査対象の速度幅内に一度も途切れることなくメーザーフィーチャーが存在していることがわかる. $V_{\text{LSR}} = 95.5\text{--}97.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の範囲は, $95.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 程度の輝線と $97.0 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の輝線の間が完全に速度的に離れており, それぞれ 2 つ, 1 つのメーザーフィーチャーにより構成されている輝線であったことから, 今回の変動影響率の調査範囲から除外した.

Feature ID	F_1 (Jy·km·s ⁻¹)	F_2 (Jy·km·s ⁻¹)	$F_2 - F_1$ (Jy·km·s ⁻¹)	$\frac{F_2}{F_1}$	Δ_i
r	0.093	0.077	- 0.016	0.825	< 0.001
s	3.676	4.754	1.077	1.293	0.013
t	202.506	277.098	74.592	1.368	0.872
u	0.025 [†]	4.956	4.931	201.592	0.058
v	5.677	7.270	1.593	1.281	0.019
w	7.535	4.252	- 3.283	0.564	0.038

表 6.4: $V_{\text{lsr}} = 92.0\text{--}94.0$ km·s⁻¹ の各 Epoch の積分強度, Epoch 間の強度変動量, 変動率, 変動影響率. [†]: 検出されなかったため, Image rms 程度の強度を持つと仮定して強度を推定したメーザーフィーチャー.

要因	変動影響率
共通のフィーチャーの変動	0.942
消失・出現	0.058

表 6.5: $V_{\text{lsr}} = 92.0\text{--}94.0$ km·s⁻¹ における要因毎の変動影響率.

と言える. ただし, 共通のメーザーフィーチャーの強度変動の変動影響率 0.92 に対してフィーチャー k の変動影響率が 0.90 であることから, 最も明るいフィーチャーである k の強度変動が $V_{\text{lsr}} = 97.5\text{--}99.9$ km·s⁻¹ の速度幅における強度変動に対して支配的であることがわかる.

$V_{\text{lsr}} = 99.9\text{--}102.0$ km·s⁻¹

表 6.9 によると, $V_{\text{lsr}} = 99.9\text{--}102.0$ km·s⁻¹ の速度範囲において強度上昇, 強度減少の両方が見られた. また, フィーチャー毎の変動影響率はフィーチャー f が最も高く, 次いで b が高いことがわかる. 表 6.10 によると要因毎の変動影響率は, 共通のメーザーフィーチャーの強度変動の変動影響率が 0.99 と 1 に限りなく近い値を示しており, 共通のメーザーフィーチャーの強度変動が $V_{\text{lsr}} = 99.9\text{--}102$ km·s⁻¹ の速度幅における強度変動を引き起こしていると言える.

これらより G32.045+0.059 の強度変動は, 主に共通のメーザーフィーチャーの強度変動によって引き起こされており, メーザーフィーチャーの消失・出現による影響も僅かに受け, 同じ速度範囲内において見られるメーザーフィーチャー全てで強度増加, または全てで強度減少が見られるのではなく, 同じ速度範囲内でも強度増加するもの, 減少するもの, 変化しないものが存在し, 変動傾向は必ずしも一致するわけではないことがわかった. また, $V_{\text{lsr}} = 92\text{--}94$ km·s⁻¹, $V_{\text{lsr}} = 97.5\text{--}99.9$ km·s⁻¹ の速度範囲においては, 最も明るいメーザーフィーチャーの影響が最も顕著であり, 次いでメーザーフィーチャーの消失・出現の影響が大きいことがわかった.

6.4 メーザースポットのサイズ

2.2 節で示したように, メーザースポットの halo と core のサイズの推定のために visibility plot のガウシアンフィットが可能である「メーザースポットが 1 つのみである, または最も明るいメーザースポットに対して他のメーザースポットが十分暗いチャンネル」を選定したところ, 北東成分で最も明るい $V_{\text{lsr}} = 98.51$ km·s⁻¹ のメー

Feature ID	F_1 (Jy·km·s ⁻¹)	F_2 (Jy·km·s ⁻¹)	$F_2 - F_1$	$\frac{F_2}{F_1}$	Δ_i
o	0.695	0.512	- 0.184	0.736	-
p	0.556	0.090	- 0.467	0.161	-
q	4.049	3.124	- 0.924	0.772	-

表 6.6: $V_{\text{lsr}} = 95.5\text{--}97.0$ km·s⁻¹ の各 Epoch の積分強度, Epoch 間の強度変動量, 変動率.

Feature ID	F_1 (Jy·km·s ⁻¹)	F_2 (Jy·km·s ⁻¹)	$F_2 - F_1$ (Jy·km·s ⁻¹)	$\frac{F_2}{F_1}$	Δ_i
g	14.080	14.732	0.652	1.046	0.009
h	0.042	0.006 [†]	- 0.035	0.148	< 0.001
i	0.012 [†]	0.327	0.315	26.630	0.004
j	0.037 [†]	3.764	3.727	102.067	0.053
k	341.221	277.273	- 63.948	0.813	0.904
l	1.840	0.035 [†]	- 1.805	0.019	0.0256
m	1.571	1.746	0.175	1.111	0.002
n	0.006 [†]	0.089	0.083	14.465	0.001

表 6.7: $V_{\text{lsr}} = 97.5\text{--}99.9$ km·s⁻¹ の各 Epoch の積分強度, Epoch 間の強度変動量, 変動率, 変動影響率. [†]: 検出されなかったため, Image rms 程度の強度を持つと仮定して強度を推定したメーザーフィーチャー.

要因	変動影響率
共通のフィーチャーの変動	0.916
消失・出現	0.084

表 6.8: $V_{\text{lsr}} = 97.5\text{--}99.9$ km·s⁻¹ における要因毎の変動影響率

Feature ID	F_1 (Jy·km·s ⁻¹)	F_2 (Jy·km·s ⁻¹)	$F_2 - F_1$ (Jy·km·s ⁻¹)	$\frac{F_2}{F_1}$	Δ_i
a	3.932	3.405	- 0.527	0.866	0.018
b	16.601	25.984	9.383	1.565	0.322
c	68.503	60.917	- 7.587	0.889	0.260
d	0.061 [†]	0.247	0.185	4.014	0.006
e	4.525	3.700	- 0.825	0.818	0.028
f	19.902	9.270	- 10.633	0.466	0.365

表 6.9: $V_{\text{lsr}} = 99.9\text{--}102.0$ km·s⁻¹ の各 Epoch の積分強度, Epoch 間の強度変動量, 変動率, 変動影響率. [†]: 検出されなかったため, Image rms 程度の強度を持つと仮定して強度を推定したメーザーフィーチャー.

要因	変動影響率
共通のフィーチャーの変動	0.994
消失・出現	0.006

表 6.10: $V_{\text{lsr}} = 99.9\text{--}102.0$ km·s⁻¹ における要因毎の変動影響率

ザースポットを含むチャンネル, 南西方向で最も明るい $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットを含むチャンネルが該当した. これらの visibility plot に対してガウシアンフィットを行った.

6.4.1 $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (南西成分)

$V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの visibility plot と 2 成分ガウシアンフィットの結果を図 6.14 に示す. 図 6.14 の $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの visibility plot に対する 2 成分ガウシアンフィットにおいて, メーザースポットのフィット結果の誤差の値が, 無限大となるエラーが発生した. このことから, 比較を行う上で十分な精度で core, halo のサイズを推定できていないと判断し, cross power のみの visibility で再度フィッティングを行い, core のサイズの推定を行なった, フィット結果を図 6.15 に示す.

ガウシアンフィットの結果, Epoch 1 における $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの core の最大輝度と, サイズはそれぞれ

$$I_{\text{core}}^{\text{peak}} = 8.1 \times 10^{17} \pm 7.4 \times 10^{16} \text{ (Jy)} \quad (6.3)$$

$$s_{\text{core}} = 4.57 \pm 0.20(\text{au}) \quad (6.4)$$

となり, Epoch 2 における $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの core の最大輝度と, サイズはそれぞれ

$$I_{\text{core}}^{\text{peak}} = 9.0 \times 10^{17} \pm 5.4 \times 10^{16} \text{ (Jy)} \quad (6.5)$$

$$s_{\text{core}} = 4.79 \pm 0.14(\text{au}) \quad (6.6)$$

となった. このことから, $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの最大輝度および core のサイズに有意な変動は見られなかった.

6.4.2 $V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (北東成分)

$V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの visibility plot と 2 成分ガウシアンフィットの結果を図 6.16 に示す. ガウシアンフィットの結果, Epoch 1 における $V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの halo, core それぞれの最大輝度と, サイズはそれぞれ

$$I_{\text{halo}}^{\text{peak}} = 2.2 \times 10^{15} \pm 2.3 \times 10^{15} \text{ (Jy)} \quad (6.7)$$

$$s_{\text{halo}} = 30.04 \pm 14.19(\text{au}) \quad (6.8)$$

$$I_{\text{core}}^{\text{peak}} = 2.5 \times 10^{18} \pm 8.4 \times 10^{16} \text{ (Jy)} \quad (6.9)$$

$$s_{\text{core}} = 2.28 \pm 0.50(\text{au}) \quad (6.10)$$

となり, Epoch 2 における $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの core の最大輝度と, サイズはそれぞれ

$$I_{\text{halo}}^{\text{peak}} = 3.6 \times 10^{15} \pm 2.2 \times 10^{15} \text{ (Jy)} \quad (6.11)$$

$$s_{\text{halo}} = 26.80 \pm 7.30(\text{au}) \quad (6.12)$$

$$I_{\text{core}}^{\text{peak}} = 1.8 \times 10^{18} \pm 4.8 \times 10^{16} \text{ (Jy)} \quad (6.13)$$

$$s_{\text{core}} = 2.62 \pm 0.29(\text{au}) \quad (6.14)$$

となった. このことから, $V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットは, core halo 共に強度, サイズに有意な変動は見られなかったが, core 成分にて最大輝度の減少が確認された.

式 (6.3)–(6.14) より, メーザースポットの core のサイズの有意な変動は北東成分, 南西成分ともに見られず, 北東成分の halo のサイズも有意な変動は見られず, $V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の core 成分を除いては Epoch 間で輝度に有意な変動は見られなかった. このことから G32.045+0.059 が強度変動する間にメーザースポットのサイズを変化させるほどの励起環境の変化 (乱流によるメーザー放射領域の濃集・崩壊, 劇的な温度上昇による大幅なサイズの増大) は発生していない可能性が高いことがわかった. また, 少なくとも $V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットにおけるメーザースポットの強度変動は, 種光子の強度変動, ダスト温度の変動のような輝度に変化するような現象に起因している可能性が高いことがわかった.

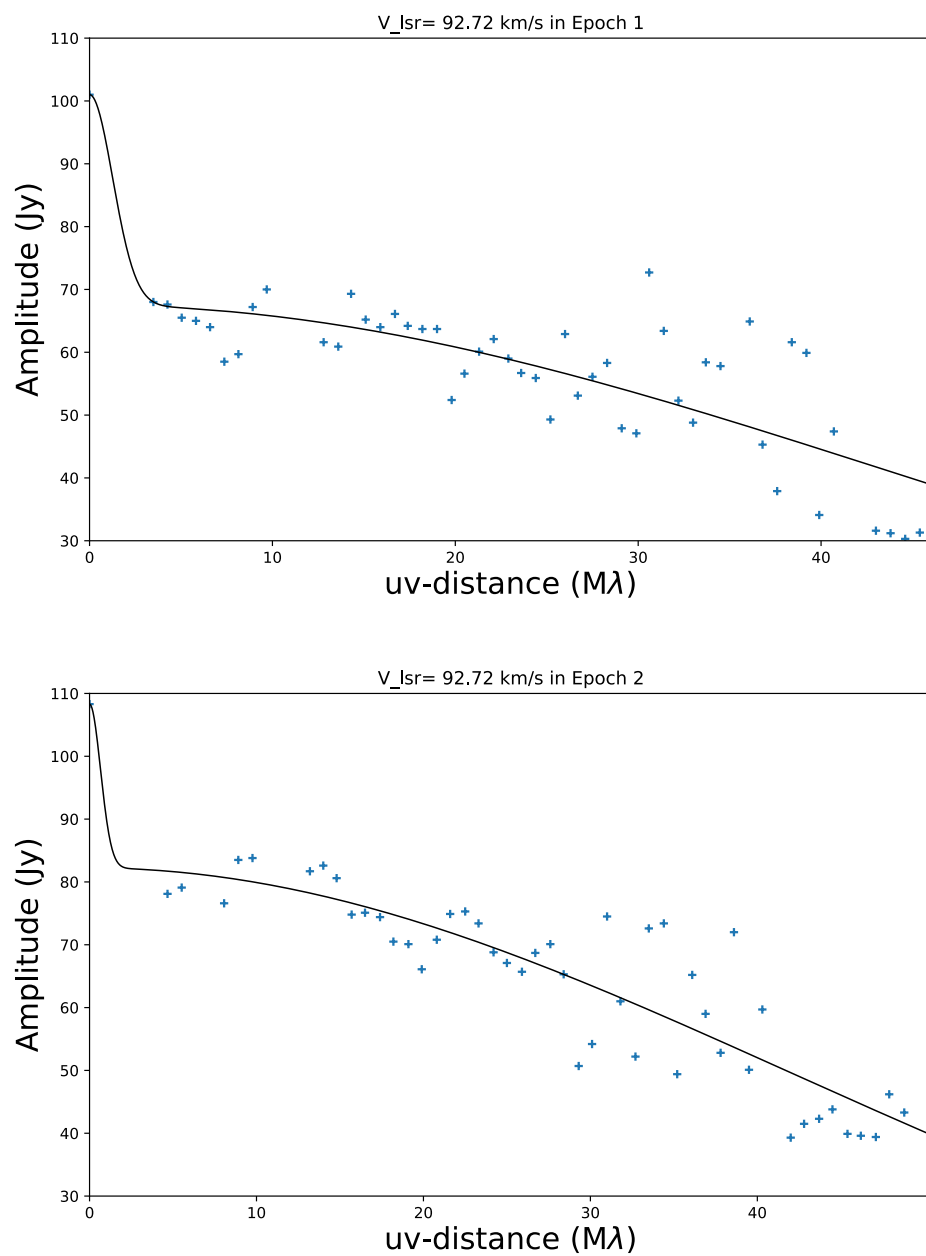


図 6.14: $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ のメーザースポットの visibility plot (青十字) と 2 成分ガウシアンフィット結果 (黒線). (左 : Epoch 1, 右 : Epoch 2). 横軸: 空間周波数 ($M\lambda$), 縦軸: Visibility amplitude (Jy).

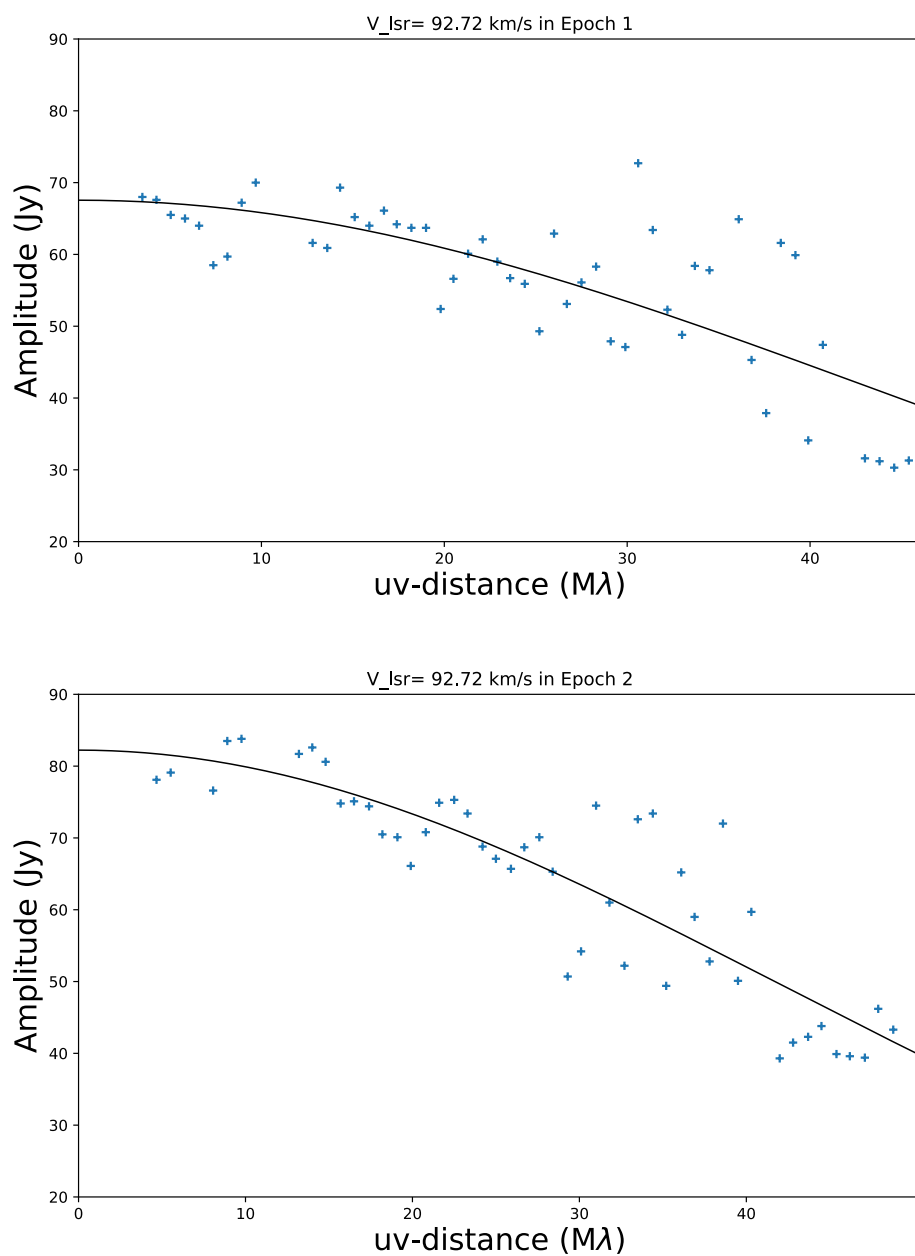


図 6.15: $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ のメーザースポットの $uv\text{-distance} = 0$ の点を除いた visibility plot (青十字) と 1 成分ガウシアンフィット結果 (黒線). (左 : Epoch 1, 右 : Epoch 2). 横軸: 空間周波数 ($M\lambda$), 縦軸: Visibility amplitude (Jy).

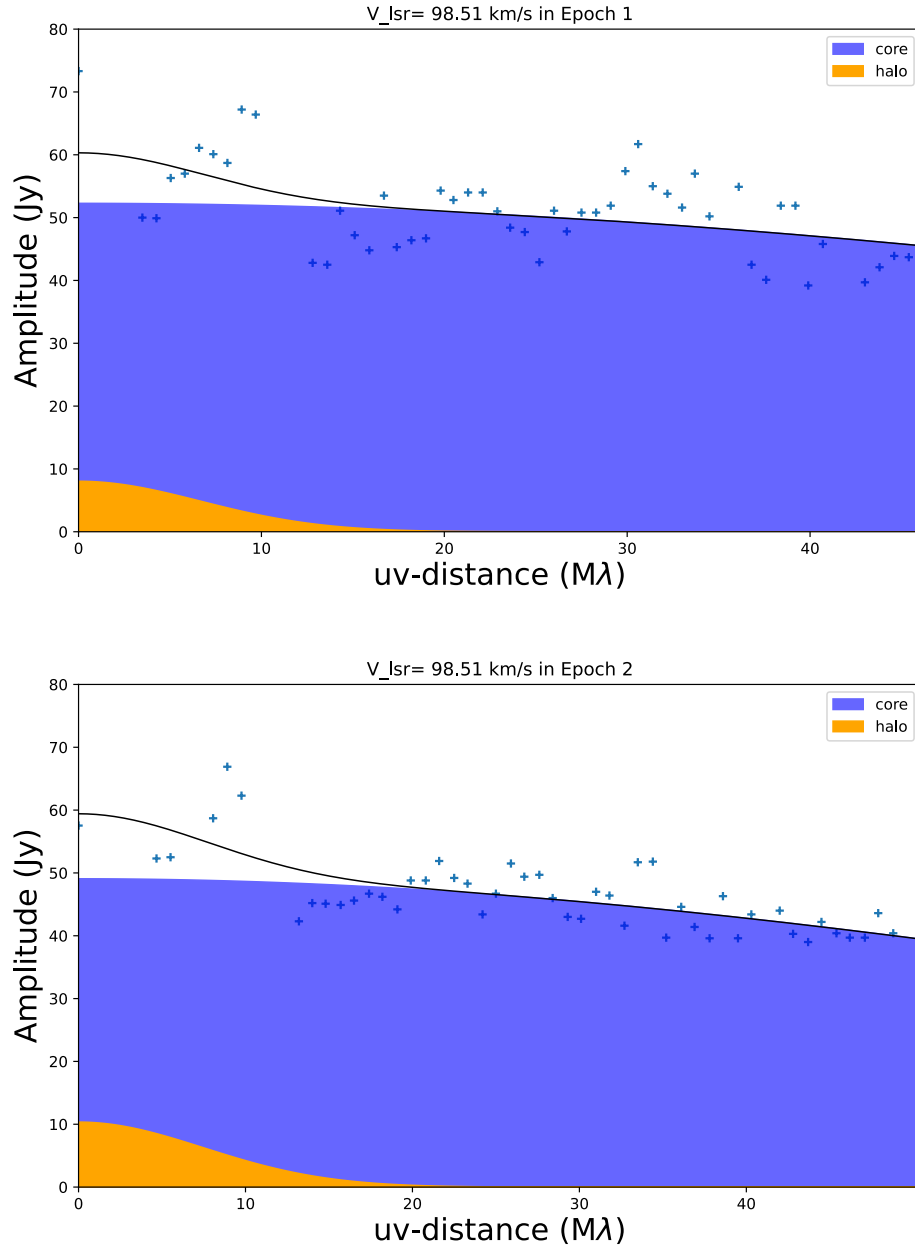


図 6.16: $V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ のメーザースポットの visibility plot (青十字) と 2 成分ガウシアンフィット結果 (黒線). (左 : Epoch 1, 右 : Epoch 2). 横軸: 空間周波数 ($\text{M}\lambda$), 縦軸: Visibility amplitude (Jy).

第7章 考察

7.1 CWB モデル

この天体は HC HII 領域に付随する 6.7 GHz methanol maser 天体であるため、CWB モデルが適用できる可能性がある。この節では、CWB モデルが適用可能な場合について議論する。

CWB モデルは、原始連星系の連星近点における恒星風の衝突によって、原始連星周りの HII 領域に電子が供給されることによって HII 領域からの種光子の数が増加することで、“HII 領域-観測者間にあるメーザーフィーチャー”が、数が変動する種光子を増幅することで強度周期変動すると考えるモデルであるため、メーザーフィーチャーの位置によっては周期変動を示すメーザーフィーチャーと示さないフィーチャーの両方が観測される可能性がある。

6.3 節にて、速度範囲内で変動傾向が一致していないのは各メーザーフィーチャーと種光子源の HII 領域間の距離が異なることによるものであると考えられる。また一方で、G32.045+0.059 は複数の変動周期を持つ天体であるため、単純な CWB モデルへの適用は不可能である。例えば、58 日の変動周期が CWB モデルによって生じると考える場合、367 日、716 日の変動周期は別の何らかの機構により周期変動をしていると考えなければならない。図 7.1 は変動周期 58 日が CWB モデルによるものであると仮定したときの G32.045+0.059 の概略図である。

2 章でも述べたようにメーザーフィーチャーを照らす HII 領域の中でも、恒星風の衝突の影響を受ける部分とそうでない部分があり、それぞれに照らされたメーザーフィーチャーは異なる変動を示すことが示唆されている (図 2.3[18])。そのため、G32.045+0.059 の周期変動が CWB モデルによって引き起こされており、南西成分を照らす HII 領域が恒星風の影響を受ける一方で、北東成分を照らす HII 領域が恒星風の衝突の影響を受けていないと考えることも可能である。このときの概略図を図 7.2 に示す。しかし、恒星風の影響を受けない領域は、電子の再結合により種光子の強度を減衰させることはあっても強度周期変動は示さないため、複数の周期を説明するためには、やはり連星の公転周期以外の周期のパラメータを考えなければならないことが予想される。

このことから、CWB モデルを用いて G32.045+0.059 の強度周期変動を説明する場合、他の周期変動機構との組み合わせであると考えべきである。

7.2 Spiral shock モデル

周期 58 日の成分と、その他の周期を持つ成分が完全に空間的に離れている点は観測者の視線方向にメーザー放射が可能な領域が広がることでメーザーの強度が上がり、メーザー放射領域の周期変動に位置の依存性があると考えられる Spiral shock での説明が可能であるように思われるが、こちらのモデルも強度周期変動を引き起こす要因は連星の公転周期のみであるため複数の周期を同時に説明することは不可能である。

なお、Spiral shock モデルを適用するにはライトカーブの形状について議論する必要があるが、本研究にてライトカーブの形状の解析は未だ行っていないため、現時点で Spiral shock モデルの適用可否について言及することは難しい。

7.3 脈動モデル

脈動モデルは $T_d \approx 100$ K 程度である領域にあるメーザースポットが原始星の脈動によってくりかえし加熱、冷却されることでメーザーの励起環境が周期変動するために強度周期変動を引き起こすと考えられるモデルである。このモデルも CWB モデル、Spiral shock モデル同様に単一の変動周期しか説明できないので、G32.045+0.059 が単一の大質量星形成領域であると考えられる場合、複数の周期変動モデルを用いる必要がある。

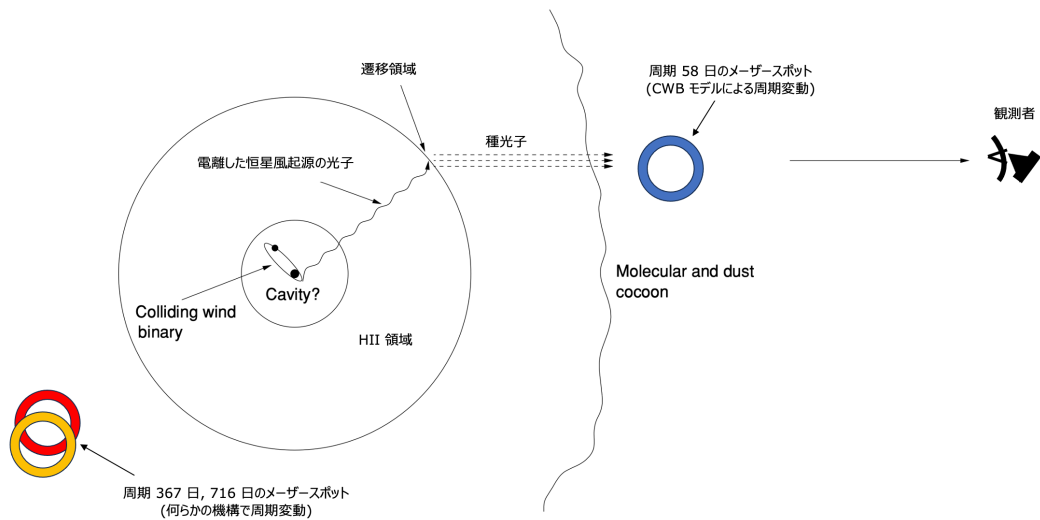


図 7.1: 変動周期 58 日が CWB モデルによるものであると考えるときの G32.045+0.059 の概略図 (van der Walt 2011[18] を一部改編). 367 日, 716 日の変動周期は, メーザースポットを観測者の視線方向に照らす HII 領域ではない背景光の周期変動, または原始星由来の CWB モデルではない別の機構により生じると考えられる.

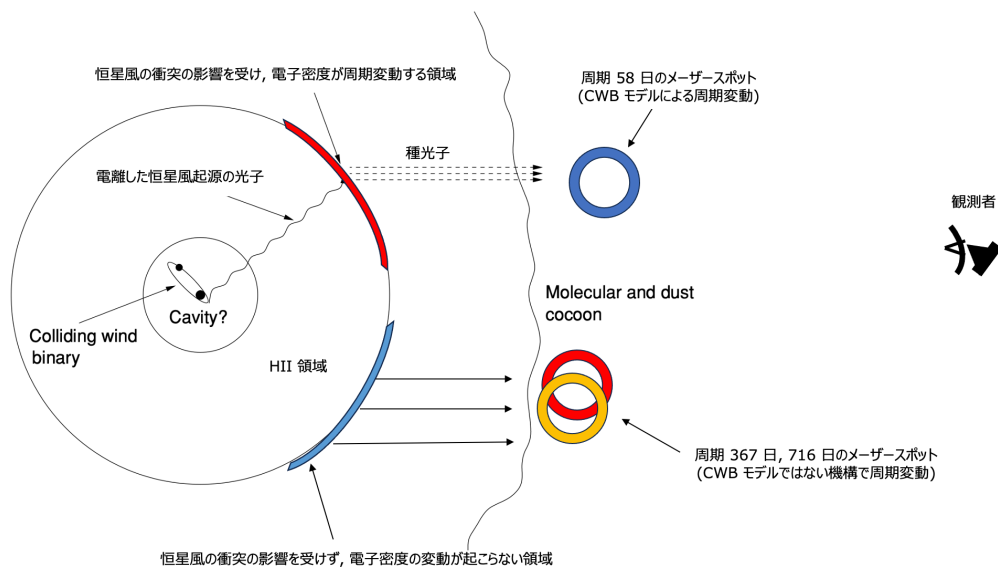


図 7.2: 変動周期 58 日が CWB モデルによるものであると考えるときの G32.045+0.059 の概略図 (van der Walt 2011[18] を一部改編). このとき, 367 日, 716 日の変動周期は, HII 領域で発生する CWB モデルではない別の機構により背景光が変動, または励起環境の変動によって生じると考えられる.

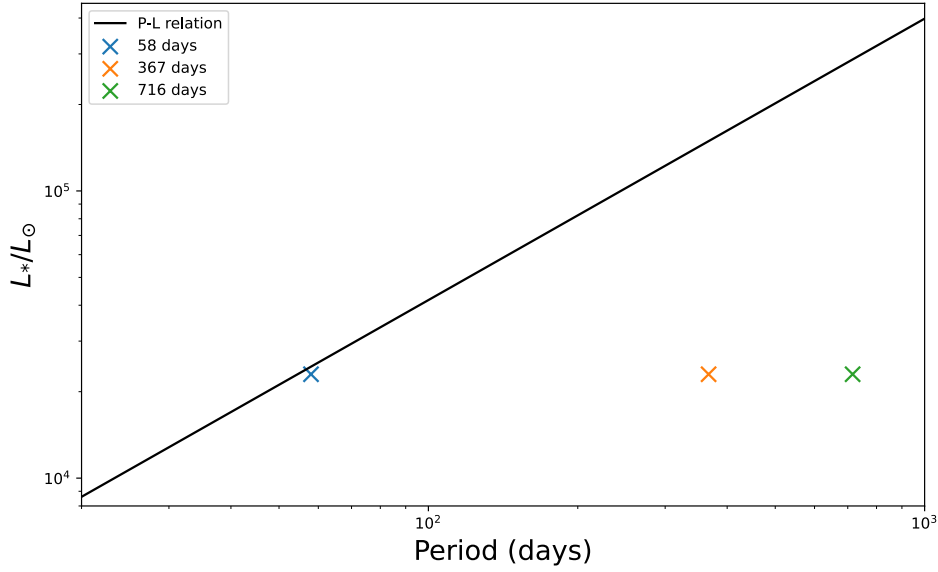


図 7.3: 周期-光度関係 (黒線) と G32.045+0.059 の各周期の比較. 周期 58 日は概ね脈動モデルに適用可能であると思われる.

ここで, Inayoshi et al. (2013)[16] により, 原始星の光度と, 脈動周期の関係式が

$$L_* = 41687 \left(\frac{P}{100 \text{ days}} \right)^{0.98} \quad (7.1)$$

と与えられていた. ここに平野氏の卒業研究 [25] により得られている変動周期と, 推定された大質量原始星の光度 $L_{\text{bol}} = 23000 L_{\odot}$ と周期-光度関係式との対応関係を調べた. 図 7.3 が, 各周期と周期-光度関係を比較したものである. 周期 367 日と 716 日は周期-光度関係から大きく外れている一方で, 周期 58 日は概ね周期-光度関係に沿っていることがわかる. このことから, G32.045+0.059 の強度周期変動機構として, 58 日の周期は脈動モデルでの説明ができる可能性があるが 367 日, 716 日の周期は別の機構により発生している可能性が高いと思われる. また, 6.3 節にて強度変動周期が 58 日である $V_{\text{lsr}} = 92.72, 94.76, 95.50 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の強度変動の傾向が一致していなかったのは, そのメーザーフィーチャーの T_d が 150 K を超えているために明確な強度変動を示さないため (図 1.6 参照), または加熱源の原始星とそれぞれのメーザーフィーチャー間の距離が異なることに起因しているためと考えられる.

なお, 58 日の周期が脈動モデルで説明できるとき, 原始星の質量, 半径, 原始星への降着率はそれぞれ

$$M_* = 14.86 M_{\odot} \quad (7.2)$$

$$R_* = 249.68 R_{\odot} \quad (7.3)$$

$$\dot{M} = 1.80 \times 10^{-3} M_{\odot}\text{yr}^{-1} \quad (7.4)$$

となる.

このことから, G32.045+0.059 が単一の大質量星形成領域に付随する Class II methanol maser である場合, 58 日の周期に対して脈動モデルの適用が可能で, 367 日, 716 日の周期には連星系起源の周期変動モデルが適用可能であることを考慮すると, 励起源は, 58 日の周期で脈動する ZAMS 直前の原始星をもち, 公転周期 367 日, 716 日の伴星が存在する 3 重連星系であると考えることが可能である (図 7.4). しかし, 公転周期 367 日, 716 日で主星を公転している伴星間の相互作用によってもメーザーの強度変動が発生しうることから 367 日, 716 日の周期を示す成分にて, さらに多くの周期的変動・準周期的変動が確認される必要があると考える.

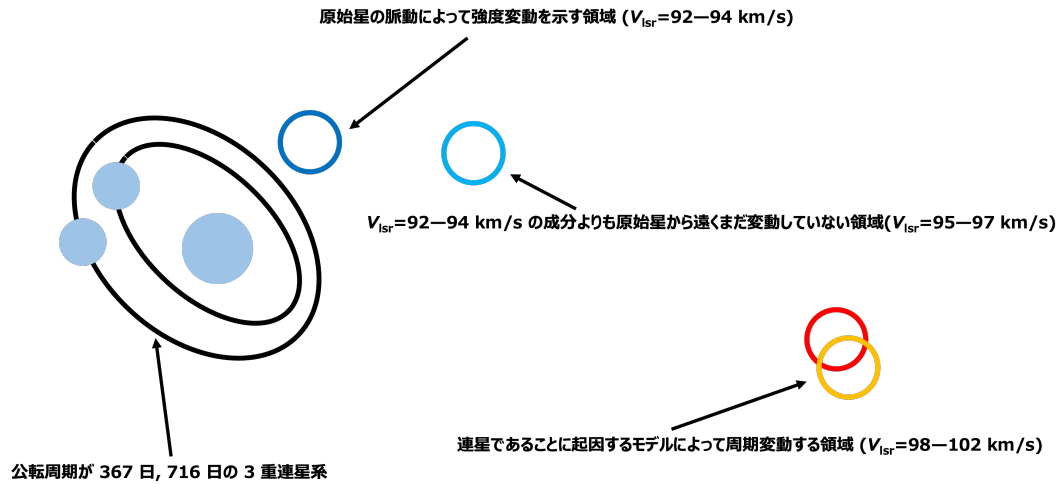


図 7.4: G32.045+0.059 が単一の大質量星形成領域を励起源に持つと仮定したときの例. 原始連星系を構成するいずれかの原始星が周期 58 日で脈動しており, 原始星の脈動の影響を受けて周期変動することができる位置にある成分が南西成分で, 原始星の脈動の影響を受けず, 連星起源の強度周期変動を示すのが北東成分である.

7.4 考察のまとめ

よって, G32.045+0.059 を単一の大質量星形成領域にのみ付随する Class II methanol maser と仮定したとき, 既存の単純なモデルへの適用は不可能であり, 58 日の周期で脈動する原始星が存在する 3 重連星系で, 公転周期 367 日, 716 日をもち, 周期 367, 716 日の強度周期変動は連星系起因の強度周期変動モデルにより引き起こされていると説明することは可能であると考えた. しかし, 367 日の公転周期をもつ伴星と 716 日の公転周期をもつ伴星の相互作用などの考慮が必要となり, 単純な強度周期変動を示しうるとは考えにくい. このことから, G32.045+0.059 の強度周期変動は複数的大質量星形成領域を励起源の存在によって説明できる可能性が高いと考えた. 複数的大質量星形成領域を励起源に持つと考える場合, 本研究における解析のみでは適用可能な変動モデルを特定することは不可能であり, ライトカーブの解析, 固有運動の導出を行う必要がある.

第8章 まとめ

Class II methanol maser の強度周期変動のメカニズムを解明するために、大質量星形成領域 G32.045+0.059 に付随する Class II 6.7 GHz methanol maser の周期 58 日で強度変動する $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の成分の活動期と静穏期それぞれにタイミングを合わせて高い空間分解能を誇る VLBI 観測を東アジア VLBI 観測網を用いて行い、メーザー放射の空間分布上での周期変動を調査した。

本天体のメーザースポットの分布の形状は概ね先行研究と一致しているが、南西方向にある $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットから、RA offset = -12.3 mas , Dec offset = -267.3 mas の位置にて $V_{\text{lsr}} = 96 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットが新検出となり、周期 58 日での強度変動を示す輝線の速度成分 ($V_{\text{lsr}} = 92\text{--}96 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) のメーザースポットは、南西側に集中し、そうでないメーザースポットは北東側に集中する分布を示した。

2 Epoch 間の強度の比較の結果、強度変動は、メーザーフィーチャーの強度変動、メーザーフィーチャーの出現、消失により引き起こされており、茨城大学における高頻度モニター観測にて強度の変動が起きていることが予想されていた $V_{\text{lsr}} = 92\text{--}96 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザーフィーチャーであっても、有意な変動を示さないものが見られたことから、周期変動が局所的に起きている可能性が示唆された。一方でモニター観測にて Epoch 1, 2 間では強度変動をしないことが予想されていた速度成分にて、メーザーフィーチャーの強度の減少、出現、消失が見られ、 $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速度成分に関しては強度変動は最も明るいメーザーフィーチャーの強度変動の影響が最も大きく、次いでメーザーフィーチャーの消失・出現の影響が大きかった。

メーザースポットのサイズは core に関しては北東成分、南西成分ともに有意な変化は見られなかった。halo に関しては、 $V_{\text{lsr}} = 98.51 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットにおいては変化が見られなかった一方で、 $V_{\text{lsr}} = 92.72 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ のメーザースポットの halo が本観測において resolved out してしまっており、サイズの推定ができなかった。メーザースポットのサイズが有意な変動をしていないことから、G32.045+0.059 にて見られる強度変動はメーザースポットのサイズの変化を伴う変動ではないことが明らかとなった。

G32.045+0.059 が単一の大質量星形成領域に付随している場合、単一の既存のモデルでは複数の周期を持つことが説明できないため、複数のモデルの複合を考える必要があった。しかし先行研究により得られた光度から、周期 367 日、716 日への脈動モデルの適用は非現実的であると考えられる一方で、周期 58 日については脈動モデルへの適用は可能であると思われる。G32.045+0.059 が単一の大質量星形成領域を励起源とするならば、脈動周期 58 日の ZAMS 直前の原始星とまだ ZAMS に至っていない、または、質量が小さく脈動不安定にならない原始星からなる 3 重連星系を励起源にもち、周期 58 日の成分は励起源となる原始星の脈動によって強度周期変動し、367 日、716 日の周期をもつ成分は CWB モデル、Spiral shock モデルなどの連星系に適用可能な強度周期変動モデルにより強度周期変動をしていると考えられるが、伴星となる原始星同士の相互作用を起因とするメーザーの強度変動が発生しうることから 367 日、716 日の周期を示す成分にて、さらに多岐にわたる周期的変動・準周期的変動が確認される必要があると考えられることから、G32.045+0.059 は複数の大質量星形成領域を励起源に持つ可能性が高いと考えた。しかし複数の大質量星形成領域を励起源に持つ場合、強度周期変動モデルを特定するためには、ライトカーブの解析、絶対固有運動の導出、他波長での観測とモニター観測の相関の調査を行う必要がある。

今後は、G32.045+0.059 に適用可能な変動モデルを特定するために、より短い基線を含んだ観測網を用いて他の速度成分の静穏期、活動期にタイミングを合わせて VLBI 観測を行い、より厳密なメーザースポットのサイズ推定・輝度の推定、より詳細な強度変動の様子を空間分布上で調査するとともに固有運動の調査を行い、適用可能な強度周期変動モデルを特定したい。

謝辞

タイ国立天文研究所 (NARIT) の杉山孝一郎氏には AIPS の使い方、解析手法とその原理、また、レーザーや星形成理論の基礎を教えていただきました。杉山さんの助力なしでは絶対にここまで研究を進めることはできなかったと思います。誠にありがとうございます。

また、研究員の田辺さんには、特に単一鏡のデータの取り扱い方、python のスクリプトの作成方法を教えていただきました。誠にありがとうございます。キャパオーバーすることが多々あるためにモニター観測をすっぽかすことが多くて誠に申し訳ありません。生活リズムを崩すことに起因する曜日感覚の喪失によるものであることは明確なのでなるべく流星群などの天文現象に左右されず規則正しい生活を送るよう善処します。

また指導教官の米倉先生には慎重なデータチェック、進捗管理、文章の添削、研究方針の面で大変お世話になりました。誠にありがとうございます。引き続きこれから 3 年お世話になりますのでお体に気をつけて食生活の面などの改善をしていただけると幸いです。

高萩市すばる天文同好会、並びに常陸大宮市花立山美スター天文台の皆様、私が宇宙に興味を持てたのは皆様のおかげです。今後も研究を続けていきたいと思いますので応援よろしくお願いします。

土浦第三高等学校の岡村典夫先生、松本現先生、あなた方に「こいつはバカだから大学入学できるか不安」などと言われていた僕が修士論文を書いています。お二方の元で高校生のときから分野問わず科学研究に携わってきたことが少なからず生きていると思います。本当にありがとうございます。

家族の皆様、まだあと 3 年間は学生をやりたいのもう少し待っていただけるとありがたいです。ご迷惑をおかけします。

各地の鉱物産地には息抜きの際にお世話になりました。修論執筆期間中に白丸ダムの水が抜かれた件に関してはとても残念に思いますが、2 度は訪れることができたので次回の機会に期待したいと思います。

参考文献

- [1] 福井康雄他, 2014. 星間物質と星形成 シリーズ現代の天文学 第6巻. 第3版 日本評論社.
- [2] Machida, M. N., et al. 2008, ApJ, 676, 1088.
- [3] McKee, C. F. & Tan, J. C., 2003, ApJ, 585, 850.
- [4] Bonnell, I. A., et al. 2004, MNRAS, 349, 2, 735.
- [5] Panja, L., et al. 2023, ApJ, 958, 17
- [6] Hosokawa, T. & Omukai, K., 2009, ApJ, 703, 1810.
- [7] Hosokawa, T., et al. 2010, ApJ, 721, 478.
- [8] Burns, R. A., et al. 2023, Nat Astron, 7, 557.
- [9] Meyer, D. M. A., et al. 2019, MNRAS, 464, 1, L90.
- [10] Meyer, D. M. A., et al. 2021, MNRAS, 500, 4, 4448.
- [11] 齋藤 偉 2018 茨城大学院理工学研究科修士論文
- [12] Fujisawa, K., et al 2014, PASJ, 66, 2, 31.
- [13] Tanabe, Y., et al. 2023, PASJ, 75, 2, 351.
- [14] Sugiyama, K., et al. 2016, PASJ, 68, 5, 72.
- [15] Cragg, D. M., et al. 2005, MNRAS, 360, 2, 533.
- [16] Inayoshi, K., et al. 2013, ApJL, 769, L20.
- [17] van der Walt, D. J., et al. 2009, MNRAS, 398, 2, 961.
- [18] van der Walt, D. J., 2011, AJ, 141, 152.
- [19] Parfenov, S. Y. & Sobolev, A. M., 2014, MNRAS, 444, 620.
- [20] Araya, E. D., et al. 2010, ApJL, 717, L133,
- [21] Maswanganye, J. P., et al. 2015, MNRAS, 446, 3, 2730–2737.
- [22] Minier, V., et al. 2002, A&A, 383, 2.
- [23] Sato, M., et al. 2014, ApJ, 793, 72.
- [24] Lumsden, S. L., et al. 2013, ApJS, 208, 11.
- [25] 平野 遥香 2020 茨城大学理学部卒業論文
- [26] 山口 貴大 2017 茨城大学院理工学研究科修士論文
- [27] Hu, B., et al. 2016, ApJ, 833, 18.
- [28] 會川 航平 2018 茨城大学院理工学研究科修士論文
- [29] 高木 奏人 2021 茨城大学院理工学研究科修士論文
- [30] Chatterjee S. & Tan, J. C., 2012, ApJ, 754, 152.