

修 士 学 位 論 文

G014.23–00.50 に付随する
6.7 GHz メタノールレーザーの高頻度モニター観測

2015年度
(平成27年度)

茨城大学大学院理工学研究科

理 学 専 攻

1 4 N M 1 6 2 X

永 瀬 桂

概要

大質量星は太陽程度の質量の恒星に比べ寿命が短く ($\sim 10^7$ 年)、その形成領域がより遠方 (> 1 kpc) にあることや星が高密度なガスに包まれているため、可視光で直接観測することが困難である。そのため、大質量星の形成過程についての理解は現在も不十分である。この大質量星形成領域では、原始星のごく近傍から H_2O や OH , CH_3OH など様々な分子のメーザー現象が確認されている。中でも 6.7 GHz 帯のメタノールメーザーは大質量星形成領域のみで検出され、その多くが原始星段階で出現している。そのため、可視光では観測が非常に困難な大質量原始星を選択的に研究する上で良い探針となる。また、6.7 GHz メタノールメーザーは、これまでに単調な増減や、周期的な変動、バースト現象などの傾向を持つ強度変動が確認されてきた。6.7 GHz メタノールメーザーはダストからの赤外線再放射により励起されるため、この強度変動が中心星およびその周囲のダストの変光に起因していると考えられている。従って本メーザーの強度変動をモニターする事で、大質量原始星やその周囲の変動現象を明らかにする事ができると期待される。本研究では、周期的なバースト現象という特徴的な変動傾向を示す G014.23-00.50 に着目した。周期的なバースト天体として過去に報告されている天体は 1 例のみである。

G014.23 に付随するメタノールメーザーは、Green et al. (2010) により 2007 年から 2009 年にかけて計 5 回観測が行われている。2007 年 8 月の観測で視線速度 $V_{\text{lsr}} = 25.3 \text{ km/s}$ の位置にスペクトルが初検出されて以降、2009 年 1 月に再度検出されたが、他の 3 回の観測日ではスペクトルが完全に消失しており、G014.23 の 6.7 GHz メタノールメーザーが強度変動していることが確認されていた。また、2012 年 12 月 30 日から 2014 年 1 月 10 にかけて、日立 32 m 電波望遠鏡を使用したモニター観測を実施した。観測頻度は 9-10 日に 1 回で、G014.23 の周期的なバースト現象が検出された。このモニター観測により推定された G014.23 の変動周期は 165 日であり、Green et al. (2010) での観測結果とも概ね一致している。以上の観測結果から、(1) 周期性の有無、変動周期の正確な導出、(2) より短いタイムスケールの変動の可能性、(3) バーストの立ち上がりをつめる、の 3 つに焦点を当て、高頻度モニター観測を行った。

観測には日立 32 m 電波望遠鏡を使用し、2014 年 5 月 7 日から現在まで 1 日に 1 回の頻度で行った。観測の結果、541 日の観測期間で 16 回のバースト現象を検出した。その発生間隔は、2014 年 1 月の時点での推定周期 165 日より短い間隔であることが確認された。更に、バースト成分以外に $V_{\text{lsr}} = 21 \sim 25 \text{ km/s}$ の範囲に新たな成分が検出された。これらの成分は特定の期間 (MJD 56788 - 56924) のみ検出されており、過去の観測でも検出はされておらず、バースト成分とこれらの成分に変動の相関は見られない。

観測結果から更に短い変動周期が確認されたため、Lomb-Scargle 法を使用してバースト周期を計算したところ、これまでに 6.7 GHz メタノールメーザーで報告されている周期の中では最も短い ~ 24 日と導出された。この周期での予想日の前後 2 日程度以内に実際にバースト成分が検出された日の割合は約 80 % であるが、バースト時の強度が検出感度以下であるために検出できなかったバースト現象が存在する可能性もある。

更に、バーストの立ち上がりからピーク到達までの変動をつめるため、2015 年 8 月以降のバースト予想日の前後数日間において、より高頻度な 1 日に複数回の観測を行った。この観測によりバースト時の強度上昇のタイムスケールが 1 日以内である事が判明した。これらの観測結果から G014.23 の強度変動のメカニズムとして、脈動モデル、CWB モデル、磁気リコネクションの 3 つのシナリオを検証したが、いずれのモデルでも不十分な点が残し、G014.23 の変動メカニズムを決定することはできなかった。

今後の展望として、(1) 他波長による観測を行い、周期的バーストを引き起こすメカニズムを究明、(2) VLBI 観測によるバースト時の空間分布の取得、(3) バースト以外の成分について、真に G014.23 の放射であるかを決定 (近傍天体との切り分け)、の 3 点が挙げられる。

目 次

1	研究背景	2
1.1	大質量星形成	2
1.1.1	大質量星形成のシナリオ	2
1.1.2	大質量星形成領域におけるメーザー現象	2
1.2	メタノールメーザー	3
1.2.1	メーザー現象	3
1.2.2	6.7 GHz メタノールメーザー	5
1.2.3	6.7 GHz メタノールメーザーに見られる強度変動	5
2	観測対象天体 G014.23–00.50	8
2.1	天体までの距離	8
2.2	G014.23–00.50 に付随する 6.7 GHz メタノールメーザー	10
2.2.1	Parkes 64 m 電波望遠鏡及び ATCA による観測	10
2.2.2	日立 32 m 電波望遠鏡によるモニター観測 (2012 – 2014)	10
2.3	観測目的	11
3	観測	13
3.1	観測概要	13
3.2	観測方法	13
4	結果	15
4.1	観測結果	15
4.2	各視線速度成分の同定	15
4.3	強度変動プロット	16
5	考察	19
5.1	バースト成分	19
5.1.1	バースト周期	19
5.1.2	1 日以内の連続観測	21
5.1.3	バーストのエネルギー	24
5.1.4	強度変動のメカニズム	25
5.2	その他の成分	28
6	まとめ	30
	謝辞	31
A	ポインティング補正の方法	32
B	Lomb-Scargle Periodogram	41
B.1	ピリオドグラムの正規化	41
B.2	False-Alarm Probability	42

1 研究背景

1.1 大質量星形成

1.1.1 大質量星形成のシナリオ

この節は「シリーズ現代の天文学 6 星間物質と星形成」(福井康雄 他 2008)を参考に記述する。恒星は大質量星と中・小質量星の2つに大別される。太陽質量程度以下の小質量星の形成過程に関しては、以下のような標準的なシナリオが存在する。

- i. 高密度な分子雲コアの重力崩壊の結果、内部に原始星が形成される。
- ii. 外層の物質の降着により原始星の質量が増加する。
- iii. 降着が終了すると中心星はケルビン-ヘルムホルツ収縮により収縮し、内部の温度が上昇する。
- iv. 水素の核燃焼による発熱で重力収縮が止まって主系列星となる。

このシナリオは観測的な検証も充分に行われており、太陽の数倍程度の中質量星形成においても同様のシナリオが適用できると考えられている。

一方で太陽の8倍程度以上の質量をもつ大質量星の場合、その形成領域がより遠方(>1 kpc^{*1})にあることや、大質量原始星の周囲を高密度な星間物質が覆っているために、可視光では吸収が激しく直接的な観測が困難である。さらに、上記の標準シナリオと同様の降着進化により数10 – 100 $M_{\odot}$ 以上の大質量星が形成されるとすると、以下のような問題が生じる。

- a. 大質量星の典型的な寿命 10^7 年程度の間降着が続いたとしても、20 – 30 $M_{\odot}$ 程度までしか成長できない。
- b. 中心星の質量が約8 $M_{\odot}$ に達すると中心星は主系列星となり、やがて星の輻射圧によって降着が止まってしまう。

すなわち、小質量星の形成過程を単純に延長しただけでは大質量星は形成できない。

この問題点は質量降着率が極めて高い場合に解決できると考えられている。この場合、大質量星も小質量星と同様に質量降着によって進化していくが、降着率が高い場合は輻射圧による降着の妨げが少なくなり、数10 $M_{\odot}$ 程度以上の大質量星も形成可能となる(Hosokawa & Omukai 2009)。また、実際の降着進化では降着物質が角運動量を持つために原始星の周囲に降着円盤を形成する。このため、原始星から見て赤道面方向(円盤方向)は非常に光学的に厚く、逆に円盤に垂直な極方向は光学的に薄くなる。これにより、輻射は極方向に強く円盤方向には弱くなり、円盤に沿った降着は妨げられずに継続できる(Hosokawa et al. 2010)。現在では、このような降着円盤を観測により発見するための試みが成されている(Sánchez-Monge et al. 2013, Hirota et al. 2014)。

1.1.2 大質量星形成領域におけるメーザー現象

大質量星形成領域では、原始星のごく近傍から H_2O や OH , CH_3OH など様々なメーザー現象 (§1.2 にて詳細に記述) が確認されている。メーザー源は放射サイズが数 AU^{*2} で非常にコンパクトで、かつ高輝度であるため、超長基線電波干渉計 (VLBI : Very Long Baseline Interferometer)

^{*1}年周視差が1秒角となる距離。1pc = 3.08×10^{16} m

^{*2}地球と太陽の平均距離。1AU = 1.50×10^{11} m

観測が可能となる。VLBI 観測では数ミリ秒角の空間分解能を達成することができるため、VLBI を使用したメーザー源の観測によって、大質量星形成領域の高空間分解能なデータが取得できる。 H_2O や OH メーザーも大質量星形成領域を研究する際の有益な探針になると考えられていたが、小質量星形成領域にも付随 (Wilson & Barrett 1972) しているために、大質量星形成領域との切り分けが困難である。また、 H_2O メーザーは固有運動の検出から、一般的に中心星からのアウトフローをトレースしていることが知られており (Genzel et al. 1981)、降着円盤の探査をするには適していないと考えられる。6.7 GHz 帯のメタノールメーザーは大質量星形成領域にのみ付随 (Minier et al. 2003) しているため、小質量星形成領域との切り分けが可能である。さらに降着円盤に付随する可能性が示唆されている (Minier et al. 2000, Bartkiewicz et al. 2009, Sugiyama et al. 2014) ためこのメーザーの発生領域の理解が、大質量星形成過程の解明において重要な役割を果たすことが期待されている。

1.2 メタノールメーザー

1.2.1 メーザー現象

通常の輝線スペクトルは分子との衝突で励起されたイオン・原子・分子が自発的に下の準位に落ちるときに電波を放出するもので、非常に微弱なものである。しかし、強い赤外線にさらされたコンパクトな高密度ガス (水素分子個数密度 $n_{\text{H}_2} \sim 10^{12} \text{ m}^{-3}$) や衝撃波の通過によって圧縮された高密度ガスでは、特定の準位が選択的に励起され通常のボルツマン分布から存在確率分布が反転し、低い準位より高い準位の存在確率分布が相対的に大きくなることもある。このような反転分布の状態にある分子が、何らかのきっかけで高い準位から粒子が落ちるとそれが引き金となり、カスケード的に低い準位に遷移する誘導放射が起きて強い輝線が観測される。これがメーザー (MASER : Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) と呼ばれる現象である。1965 年に HII 領域で OH メーザーが発見されてから数十年の間に、 H_2O 、 SiO 、 CH_3OH 、 H_2CO などの様々な種類のメーザーが発見されてきた。このようなメーザーは星形成領域から晩期型星まで様々な進化段階の星・領域に付随していることが多い。

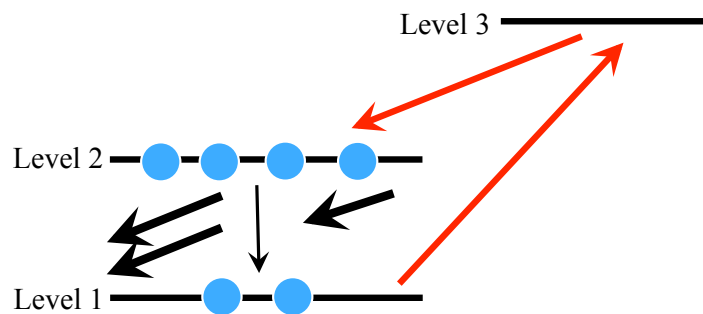


図 1.1: 三準位メーザーの模式図。

以下は、「宇宙電波天文学」(赤羽賢司 他 1988) を参考に記述する。ここでは図 1.1 のような単純な三準位メーザーを考える。2 つのエネルギー準位 1 と 2 の間の平衡式は、

$$N_2(C_{21} + M_{21} + P_{21} + A_{21}) = N_1(C_{12} + M_{12} + P_{12}), \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで、 N_1, N_2 は各準位にある分子の数密度、 C_{ij} は衝突遷移確率、 $M_{ij} \equiv B_{ij} I \Omega_m / 4\pi$ は誘導放射及び吸収の確率である。 Ω_m は増幅の種となる放射ビームの立体角を表す。 A_{21} はアインシュタインの A 係数 (自然放射係数) に、 B_{12}, B_{21} はアインシュタインの B 係数 (それぞれ誘導放射係数、吸収係数) に相当する。 P_{ij} は他のエネルギー準位 3 を介しての遷移、即ちポンプアップまたはポンプダウンを表す。レーザーが放射されるには、エネルギー準位 1 から、一旦エネルギー準位 3 になり、その分子がエネルギー準位 2 に落ちることによって、反転分布がエネルギー準位 1 とエネルギー 2 の間に生じる必要がある。ここではポンピング源が粒子の衝突であるか外部からの放射であるかは問わないこととする。 A 係数は $10^{-6} - 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ 程度と非常に小さいため、 n_{H_2} が大きく、温度が高く、電波強度 I が大きいというレーザー源が生成される環境において、 C, M, P に対して A は無視でき、また $C_{12} \simeq C_{21} = C$ とおける。この場合、 $M = M_{12} = M_{21}$ として、

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{P_{12} + M + C}{P_{21} + M + C}, \quad (1.2)$$

と表せる。全ての効果を考慮した分布の反転は、 $P = P_{12} + P_{21}$ とおいて、

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{\Delta N_0}{1 + \frac{2(C+M)}{P}}, \quad (1.3)$$

ここで、 ΔN_0 は $M = C = 0$ のときの ΔN である。更に、電波の z 方向への伝搬を考える。輻射輸送方程式を全周波数にわたり積分すると、特定の方向 (z 方向) への伝搬式は、

$$\frac{dI}{dz} = \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu} \{ (N_2 - N_1)BI + N_2A_{21} \}, \quad (1.4)$$

と表せる。この式 (1.4) に式 (1.3) を代入すると、

$$\frac{dI}{dz} = \frac{\alpha_0 I}{1 + I/I_s} + \varepsilon, \quad (1.5)$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} \alpha_0 &\equiv \frac{h\nu B}{4\pi\Delta\nu} \frac{\Delta N_0}{1 + 2C/P}, \\ I_s &= \frac{1 + 2C/P}{B\Omega_m/2\pi P}, \\ \varepsilon &\equiv \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu} N_2 A_{21}, \end{aligned}$$

である。式 (1.5) における右辺第 1 項が反転分布状態の準位 2-1 間への入射電波 (強度) によって生じる誘導放射、即ちレーザー増幅分を表している。ただし、 α_0 は逆吸収係数であり、 I_s はレーザーが飽和する強度である。誘導放射が準位間の分布に影響を及ぼし始める放射強度、即ち $I > I_s$ の状態を“レーザーが飽和した状態”と呼ぶ。

$I < I_s$ である不飽和レーザーでは

$$I = I_0 e^{\alpha_0 z} + \frac{\varepsilon}{\alpha_0} (e^{\alpha_0 z} - 1), \quad (1.6)$$

となり、強度は $e^{\alpha_0 z}$ に比例し、見通す距離 z に伴い指数関数的に増加していくことがわかる。ここで $e^{\alpha_0 z}$ を不飽和利得と呼ぶ。このような不飽和レーザーの増幅を行う媒質は反転分布そのものであり、その準位の分布はポンピングの仕組みに固有のパラメータにより決まる。また、上記のようなレーザー強度の指数関数的な増加は誘導放射光子の雪崩的遷移によるものであり、それは

ひとつの種光子により生成され得る。その後、メーザー現象自身により反転分布が崩れ始めると、 $I > I_s$ の飽和したメーザ状態に突入するが、飽和状態では、

$$\frac{dI}{dz} = \alpha_0 I_s + \varepsilon = \text{const.}, \quad (1.7)$$

$$I = I_0 + (\alpha_0 I_s + \varepsilon)z, \quad (1.8)$$

となる。つまり、メーザー強度はほぼ $\alpha_0 I_s$ に比例し、見通す距離 z に伴い一次関数的に増加していくことがわかる。

1.2.2 6.7 GHz メタノールメーザー

メタノールは、834 MHz 以上の周波数で多くのメーザー輝線を形成する。衝突励起、放射励起のどちらが優勢かによって、class I,II メーザーに分類され、特に class II メタノールメーザーは生まれて間もない大質量星に付随する。各 class に属するメタノール遷移を表 1.1 に示す。

表 1.1: メタノールメーザーの class と周波数 (Müller et al. 2004 参照)。

class	周波数 (GHz)
I	0.834, 5.0, 9.9, 25.0, 25.8, 26.8, 27.4, 28.1, 29.6, 30.3, 36.1, 44.1, 84.5, 95.2, 104.3, 132.9, 146.6, 229.8
II	<u>6.7</u> , 12.2, 20.0, 23.1, 29.0, 37.7, 38.4, 86.6, 86.9, 107.0, 108.8, 156.6, 156.8, 157.2

6.7 GHz 帯のメタノールメーザーは、12.2 GHz 帯と共に class II を代表するメーザーであり、多くのメーザー源におけるスポット群分布の様子から、その半数程度が大質量原始星が形成する降着ガス円盤に付随するものだと示唆されている。このことから、大質量原始星へのガス降着の仕組みを解明する手がかりが得られると期待されてきた。

6.7 GHz メタノールメーザー が初めて観測的に発見されたのは 1991 年である (Menten 1991b)。励起状態 $(J, K)=(5,1)$ から低励起状態 $(J, K)=(6,0)$ への A^+ 軸対称による遷移で、その静止周波数は 6668.5192 ± 0.0008 MHz である (Breckenridge & Kukolich 1995)。6.7 GHz メタノールメーザーは、多くの周波数で検出されるメタノールメーザーの中では 1 番明るく、メーザー全種の中では水メーザーに次いで 2 番目に明るいことが知られている。また、このメーザーを起こしている分子ガス領域のサイズは数 AU 程度で非常にコンパクト (Menten 1992) であるため、観測される輝度温度も非常に高い。そのため高分解能な VLBI 観測に適しており、秒角スケールの空間分布を数ミリ秒角の高分解能で知ることが可能である。ただし、Minier et al. (2002) の研究により、6.7 GHz 帯のメーザーと類似している 12.2 GHz 帯のメーザーのサイズが必ずしもコンパクトではなく、数 10 – 数 100 AU にも及ぶ広がった放射も存在していることが示唆されてきている。

1.2.3 6.7 GHz メタノールメーザーに見られる強度変動

長期間にわたる 6.7 GHz メタノールメーザーに対するモニター観測により、現在ではこのメーザーは強度変動することがよく知られている。Goedhart et al. (2004) は、1 – 2 週間間隔で 54 天体を 4 年間モニターし、単調増減や周期的変動現象などの様々な傾向を持つ強度変動を検出した。

また、Fujisawa et al. (2012) ではフラックス密度が1日で7倍に増加するという突発的強度変動(=バースト現象)を検出した。本メーザーはダストからの赤外線再放射により励起されるため、この強度変動は中心星及びその周囲のダストの変光に起因すると考えられている。従ってこの強度変動のモニター観測によって、大質量原始星やその周囲の変動現象を解明できると期待される。

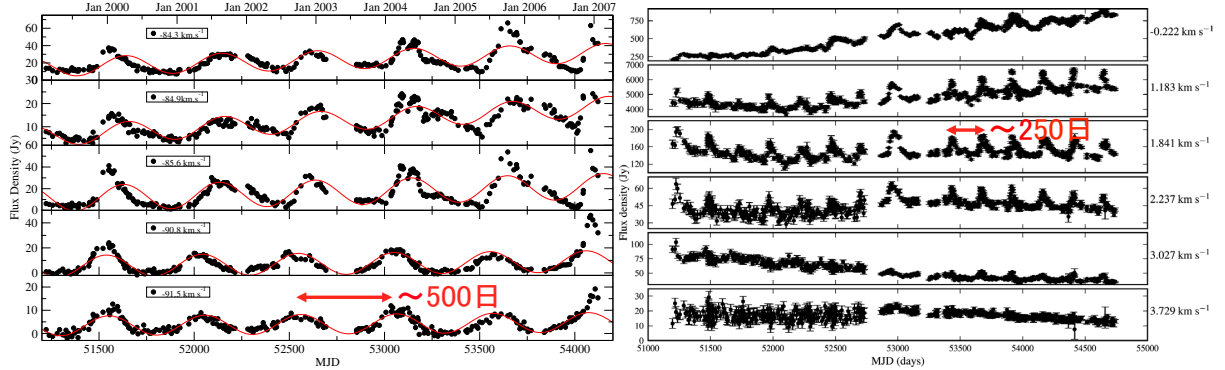


図 1.2: 周期的強度変動を示す 6.7 GHz メタノールメーザー天体の例。横軸を観測日、縦軸を強度としてプロットしてある。(左):G331.13–00.24 [19] (右):G009.62+00.19 [21]

6.7 GHz メタノールメーザーの周期変動を起こすメカニズムについては、いくつかの理論的なモデルが提唱されている。Inayoshi et al. (2013) は、大質量原始星が主系列星になる直前の不安定期において、中心星の脈動によるダスト温度の変動により周期変動が引き起こされるとした。このモデルでは、YSO に付随する 10 日 – 数 100 日の連続的な周期変動を示す天体が説明可能であるとしており、さらに以下に示す周期-光度関係 (Period-Luminosity Relation) が成り立つと予想されている。

$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = 4.62 + 0.98 \log \left(\frac{P}{100 \text{ days}} \right). \quad (1.9)$$

ここで、 L , $L_{\odot}$ はそれぞれ天体の光度と太陽光度で、 P は脈動の周期である。この P-L relation によれば、脈動の周期から中心星の光度が判明するということになり、脈動に起因するメタノールメーザーの強度変動の周期を測定することで、間接的に大質量原始星の物理量 (質量や半径、質量降着率等) を知ることができると期待される。これらの < 0.1 AU スケールの物理量は、距離の遠い大質量星形成領域では ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) 等の高分解能干渉計でさえ直接観測が困難であり、単一鏡により間接的に観測可能となれば 6.7 GHz メタノールメーザーの周期変動観測の大きなメリットとなる。しかしながら、6.7 GHz メタノールメーザーの周期変動天体の報告例は 17 天体のみであり、圧倒的にサンプル数が不足していることからこのモデルの十分な観測的検証を行うことができていない。

上記の脈動モデルに着目し、茨城大学では 6.7 GHz メタノールメーザーの強度変動を統計的に調査するため、また周期変動天体のサンプル数を増やすために、日立 32 m 電波望遠鏡を使用してモニター観測を行った。観測期間は 2012 年 12 月から 2014 年 1 月で、各天体の観測頻度は 9 – 10 日、観測天体数は 441 天体である。本研究では、このモニター観測で新たに発見された、周期的なバースト現象という特徴的な変動傾向を示す G014.23–00.50 に注目した。なお、周期的なバースト天体として過去に報告されているのは IRAS 22198+6336 (Fujisawa et al. 2014) 1 例のみである。

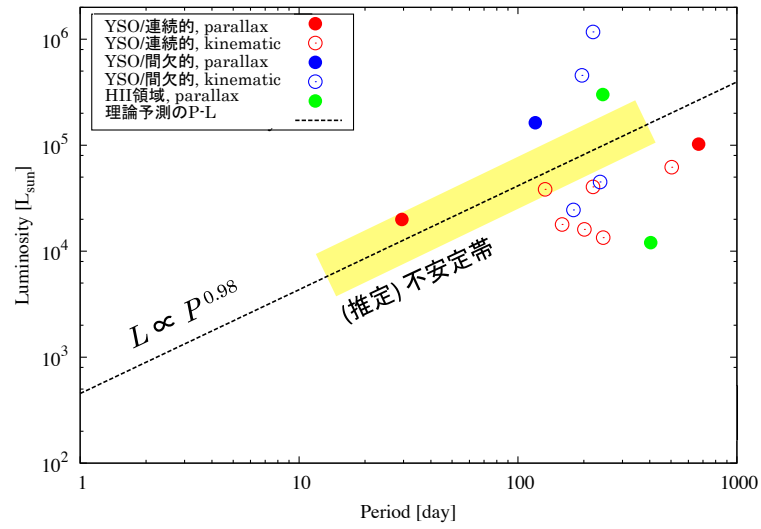


図 1.3: P-L relation が示す直線 (点線)。実際に観測された 6.7 GHz メタノールメーザー天体の変動周期に対し、付随する IRAS 天体の光度を中心星の光度としてプロットしてある。赤のプロットは連続的、青は間欠的な強度変動を示す天体。塗りつぶしのものは天体までの距離を年周視差によって計算したもの、白抜きは運動学的距離によるものである。また、緑の点は H II 領域付随の天体を示す (Inayoshi et al. 2013 より抜粋・改変)。

2 観測対象天体 G014.23–00.50

本研究では周期的なバースト現象を示す G014.23–00.50 (以降は G014.23 と呼称する) に付随する 6.7 GHz メタノールメーザーに対するモニター観測を行った。G014.23 は図 2.1 に示す暗黒星雲 G14.225–0.506 の近傍に存在している。この天体の 6.7 GHz メタノールメーザーが初めて検出されたのは、オーストラリアにある Parkes 64 m 電波望遠鏡による 2007 年のサーベイである。座標を表 2.1 に示した。

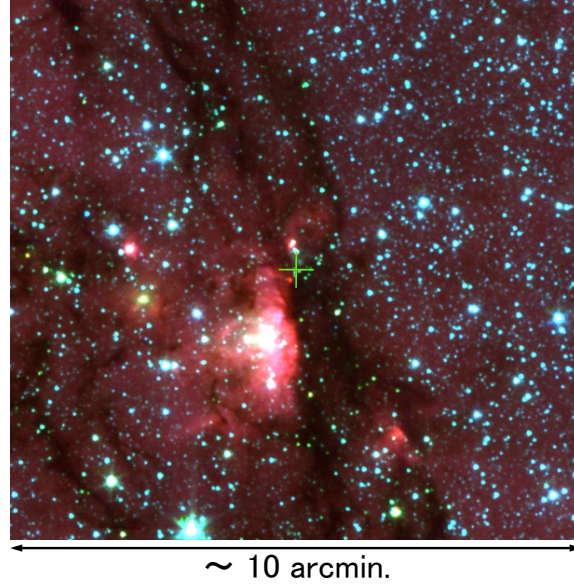


図 2.1: G14.225–0.506 の三色合成画像。IRAC 3.6/4.5/8.0 μm (blue/green/red)

表 2.1: G014.23–00.50 の座標

	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	Ref.
G014.23–00.50	18 ^h 18 ^m 12.59 ^s	–16° 49′ 22.8″	Green et al. (2010)

2.1 天体までの距離

対象天体の視線速度を決定する際には、局所静止基準 (LSR : Local Standard of Rest) を用いる。LSR は、「太陽の位置にあり銀河中心の周りを円運動する仮想的な点にのった慣性系」として定義される。図 2.2 に示すように、LSR と銀河中心の距離は R_0 、LSR が持つ銀河回転の速度は Θ_0 と表される。この 2 つの定数は銀河定数と呼ばれ、太陽位置における銀河回転を記述する基本的な量である。銀河定数の値については多数の研究があるが、ここでは Reid et al. (2014) で導出された以下の値を用いる。

$$R_0 = 8.34 [\text{kpc}], \quad \Theta_0 = 240 [\text{km s}^{-1}]. \quad (2.1)$$

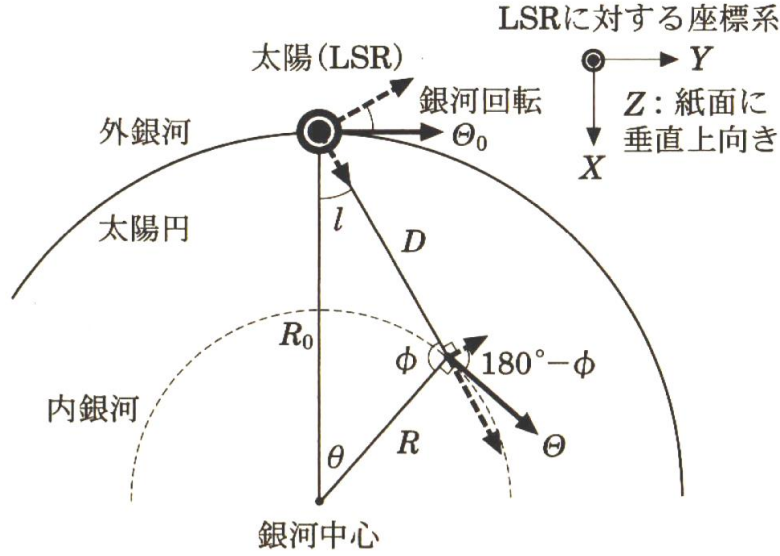


図 2.2: 銀河系円盤を北銀極方向から見たときの模式図。シリーズ現代の天文学 5 巻 銀河 II – 銀河系 より引用。

天体が銀河回転に乗って完全な円運動をしている状況を考え、LSR から天体を観測したときの視線方向の速度 V_r は、観測天体と LSR の速度成分の差として与えられるので、図 2.2 より、

$$V_r = \Theta \sin(180^\circ - \phi) - \Theta_0 \sin l, \quad (2.2)$$

となる。ここで、 Θ は観測天体の位置での銀河回転の速度、 l は銀経である。正弦定理より、 $\sin \phi / R_0 = \sin l / R$ の関係が成り立つので、式 (2.2) に代入して整理すると、

$$V_r = \left(\frac{\Theta}{R} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right) R_0 \sin l, \quad (2.3)$$

という関係が得られる。後述する G014.23 の 6.7 GHz メタノールメーザーの視線速度 $V_r = 25.3 \text{ km s}^{-1}$ と、銀経 $l = 14.23^\circ$ 、また銀河回転が一様であると仮定し、 $\Theta = \Theta_0 = 240 \text{ km s}^{-1}$ を代入すると、銀河中心から観測天体までの距離 R は、

$$R = 5.84 \text{ [kpc]}, \quad (2.4)$$

と求められる。さらに余弦定理により、

$$R^2 = D^2 + R_0^2 - 2DR_0 \cos l, \quad (2.5)$$

が成り立つので、LSR から 観測天体までの距離 D は以下のように表すことができる。

$$D = R_0 \cos l \pm \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 l}. \quad (2.6)$$

式 (2.5) で求めた R の値を代入すると、

$$D = 2.61, 13.6 \text{ [kpc]}, \quad (2.7)$$

と求められる。LSR から天体を見たときの視線と、天体の回転運動の軌道の交点が 2ヶ所あるために、近い側 (near) と 遠い側 (far) の 2つの可能な値が導かれる。

上記で求めた D の値の near/far を切り分けるため、近傍の IRAS 天体の光度から励起源の星の質量を推定する。ここでは対象天体からの距離約 90 arcsec に存在する IRAS 18153–1651 を使用する。まず、IRAS 天体の光度 L_{IRAS} は以下の式で計算される (Guzman et al. 2012)。

$$L_{\text{IRAS}} = 5.44 \left(\frac{F_{12}}{0.79} + \frac{F_{25}}{2} + \frac{F_{60}}{3.9} + \frac{F_{100}}{9.9} \right) \left(\frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 L_{\odot} . \quad (2.8)$$

この天体の各波長での強度は表 2.2 の通りで、式 (2.7) で求めた D の値と合わせて代入すると以下のように計算できる。

表 2.2: IRAS 18153–1651 の各波長のデータ

	12 μm	25 μm	60 μm	100 μm
F (Jy)	6.707	3.276×10	3.993×10^2	1.228×10^3
quality	2	3	3	3
Correlation Coefficient	D	B	B	B

$$\begin{aligned} L_{\text{IRAS}} &= 1.36 \times 10^4 L_{\odot} \quad @ \quad 2.61 \text{ kpc} , \\ &2.31 \times 10^5 L_{\odot} \quad @ \quad 13.6 \text{ kpc} . \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで光度と質量の関係 $L/L_{\odot} = (M/M_{\odot})^{3.9}$ を用いて式 (2.9) のそれぞれの光度の場合の質量を計算すると、

$$\begin{aligned} M &= 11.4 M_{\odot} \quad @ \quad 2.61 \text{ kpc} , \\ &23.7 M_{\odot} \quad @ \quad 13.6 \text{ kpc} , \end{aligned} \quad (2.10)$$

と求められる。どちらの値も大質量星の質量としては妥当な値であるため、この方法による near/far いずれかの値がよりもっともらしいかは判断できなかった。

2.2 G014.23–00.50 に付随する 6.7 GHz メタノールメーザー

2.2.1 Parkes 64 m 電波望遠鏡及び ATCA による観測

G014.23 に付随する 6.7 GHz メタノールメーザーの検出が初めて報告されたのが Green et al. (2010) である。Green et al. (2010) では Parkes 64 m 電波望遠鏡と ATCA (Australia Telescope Compact Array) を使用して、2007 年 8 月から 2009 年 3 月までに G014.23 に対する観測を計 5 回行っている。2007 年 8 月の観測で視線速度 $V_{\text{lsr}} = 25.3 \text{ km/s}$ の位置にメタノールメーザーの放射が初検出 (図 2.3) されて以降、2009 年 1 月に再度検出されたが他の 3 回の観測日ではスペクトル成分が完全に消失しており、G014.23 の 6.7 GHz メタノールメーザーが強度変動していることが確認されていた。表 2.3 に Green et al. (2010) での各観測日における観測結果を示している。

2.2.2 日立 32 m 電波望遠鏡によるモニター観測 (2012 – 2014)

§1.2.3 で触れたように、日立局では 2012 年末から 2014 年初頭にかけて、G014.23 に対するモニター観測を行った。ここではそのモニター観測の結果を示す。この期間のモニターにおける観測頻度は、9 – 10 日に 1 回である。

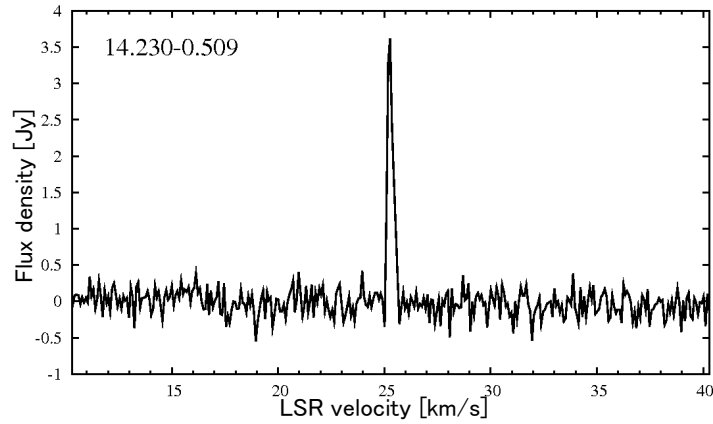


図 2.3: 2007 年 8 月に Parkes 64 m 電波望遠鏡で取得されたスペクトル [23]。

表 2.3: Green et al. (2010) の各観測日での観測結果

観測日	2007/8	2008/3	2008/8	2009/1	2009/3
検出の有無	○	×	×	○	×
使用望遠鏡	P	P	A	A	P

(P : Parkes 64-m , A : ATCA)

図 2.4 は、日立局での観測結果を横軸に日付、縦軸にフラックス密度をとってプロットした図である。赤点が各観測日における G014.23 の $V_{\text{lsr}} = 25.3 \text{ km s}^{-1}$ の強度、逆三角が検出限界 (3σ) を表す。Green et al. (2010) と同様に、普段は何も検出されないが、ある時突然メタノールメーザーの放射が検出されるという、バースト的な強度変動が観測された。さらに図 2.4 を見てわかる通り、バーストの発生間隔が概ね等間隔であり、この変動が周期的なものである可能性が出てきた。そこで、1 回目と 3 回目のバーストの間隔を 2 で割って周期を概算したところ、このモニター観測から推定される周期は 165 日となった。図 2.5 は、Green et al. (2010) と日立局での観測結果の強度変動プロットに対し、推定周期 165 日間隔の線を引いたものである。赤点と青点がそれぞれ日立局、Green et al. (2010) の観測結果を示しており、日立局の観測から得られた推定周期が Green et al. (2010) の結果とも概ね一致していることがわかる。

2.3 観測目的

これまでに行われた観測により、対象天体 G014.23 は周期的なバースト現象という特徴的な強度変動を示していることが判明した。周期的なバースト天体として過去に報告されている天体は 1 天体のみであり、6.7 GHz メタノールメーザーの中でも希有な例であるため、その要因、特にエネルギーの供給機構を解明することが本研究の大きな目標である。より具体的には以下の 3 つに焦点を当て、高頻度なモニター観測を行った。

1. より短いタイムスケールでの変動の可能性
2. 周期性の有無、及び変動周期の正確な導出

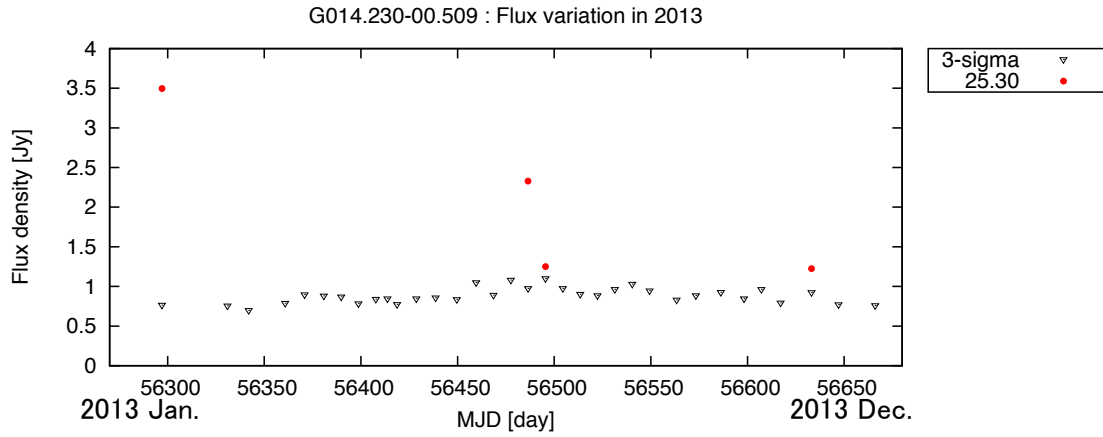


図 2.4: 日立局における 2012 – 2014 年のモニター観測での強度変動プロット。

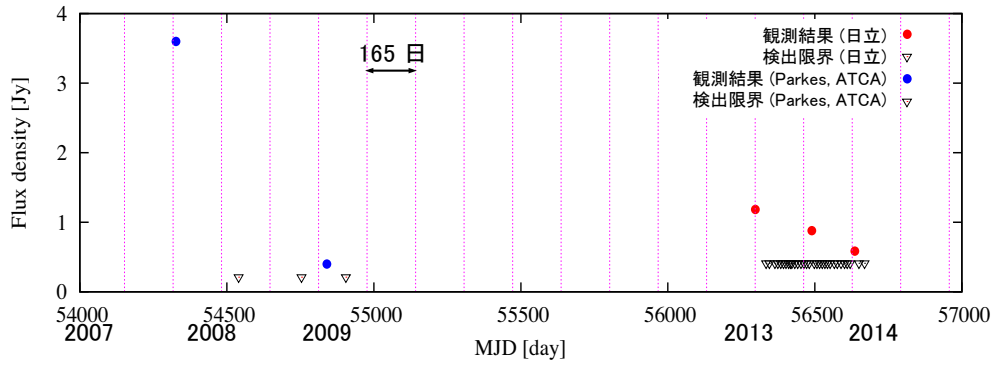


図 2.5: 日立と Green et al. (2010) の観測結果。推定周期 165 日の間隔を赤線で示している。

3. バーストの立ち上がりからピーク到達までを捉える

§2.2.2 で述べたように、日立局でのモニター観測は観測頻度が 9 – 10 日に 1 回であったため、より短いタイムスケールの変動を見逃している可能性があり、バースト時の強度上昇の立ち上がりを捉えることもできていない。より高頻度なモニター観測を行うことで、G014.23 の強度変動が本当に周期的であるのかを確認し、正確な周期を求めることができれば、バーストの発生日を予想することができるようになる。発生日の予測が可能になれば、将来的に VLBI 観測によってバースト時の空間分布を取得できると期待される。また、バースト時の立ち上がりからピーク到達までの変動を捉え、そのタイムスケールを計測することで、バースト時に必要なエネルギー量を見積もることができる。これにより、バースト現象を引き起こしている要因を解明することできると思われる。以上のことを目的として、本研究ではより高頻度な 1 日に 1 回のモニター観測を行った。

3 観測

3.1 観測概要

観測は茨城県日立市に位置する日立 32 m 電波望遠鏡を用いて行った。観測は 2014 年 5 月 7 日から開始し、現在も継続中である。本研究では 2015 年 12 月 31 日までのデータを使用しており、これは修正ユリウス日 (MJD : Modified Julian Date^{*3}) 56785 – 57387 の期間に相当する。また、2014 年 1 月までに行われていたモニター観測より短いタイムスケールの強度変動の探査を目的としているため、観測頻度は 1 日に 1 回として行った。但し、アンテナトラブルや機器のメンテナンス等により、観測の間隔が 1 日以上空いている場合もある (最大で 17 日)。

日立 32 m 電波望遠鏡を用いて 6.7 GHz 帯で達成されるビームの半値全幅は 4.6 arcmin である。分光器の分光点数は 2,097,152 点で、チャネルバインド後の点数は 8,192 点である。観測帯域幅 8 MHz であるので、速度分解能は 0.044 km s^{-1} となる。観測パラメータを表 3.1 にまとめた。

表 3.1: 観測パラメータ

口径	32 m
観測周波数	6664 – 6672 MHz
ビームサイズ	4.6 arcmin
分光点数	2,097,152
バインド後の点数	8,192
速度分解能	0.044 km s^{-1}
システム雑音温度	25 - 35 K
積分時間	5 min
rms (1σ)	$\sim 0.3 \text{ Jy}$

3.2 観測方法

ある特定の周波数帯を切り出すフィルターを帯域通過フィルターと呼ぶが、このフィルターは各周波数毎でゲインが異なるという通過特性を有している。そのため、天体からの信号に関係なく、元々のベースラインが歪んでいることが多い。

このような特性を補正するために、ターゲットとする天体 (ON 点) を観測した直後に天体からの信号が存在しない空 (OFF 点) を同時間観測し、後に ON 点データと OFF 点データの差分を取る、という観測法を用いる。これにより、天体からの信号がない雑音部分が差し引かれ、ベースラインは平坦になる。今回はターゲットから赤経方向に 60 分角 = 1° ずらした位置を OFF 点として観測を行った。この観測法における補正方法の概略を図 3.1 に示す。

^{*3}1858 年 11 月 17 日 0:00 UT を起点とする日数

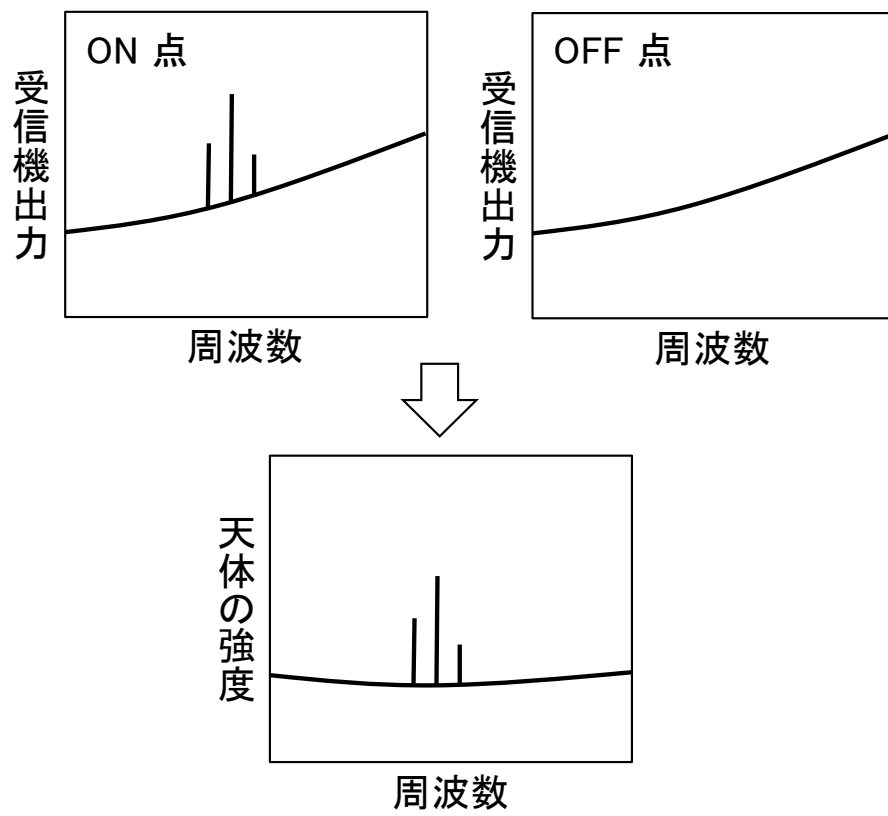


図 3.1: ON-OFF 観測での補正

4 結果

4.1 観測結果

G014.23–00.50 の 6.7 GHz メタノールメーザーの典型的なスペクトルの例を図 4.1 に示す。過去に観測されていたスペクトル成分の視線速度 $V_{\text{lsr}} = 25.3 \text{ km s}^{-1}$ の位置を、赤の縦線で示してある。(a) は何のスペクトル成分も検出されなかった日のもので、観測期間の大半がこのような結果になっている。(b) は (a) の 1 日後のスペクトルである。前日には何の成分も見られなかった $V_{\text{lsr}} = 25.3 \text{ km s}^{-1}$ の位置に、速度幅が 1 km s^{-1} にも満たない鋭いピークが出現している。(c) に示したスペクトルは、今回のモニター観測で新たに検出された成分が出現している観測日のものである。これらの成分は $20 - 25 \text{ km s}^{-1}$ の範囲にわたって複数の成分が混在している。また、周期的に出現しているバースト成分とは異なり、過去の観測では一切確認されておらず、本観測においても図 4.3 で示す特定の期間 (MJD 56788 – 56924) 以外では出現していない。

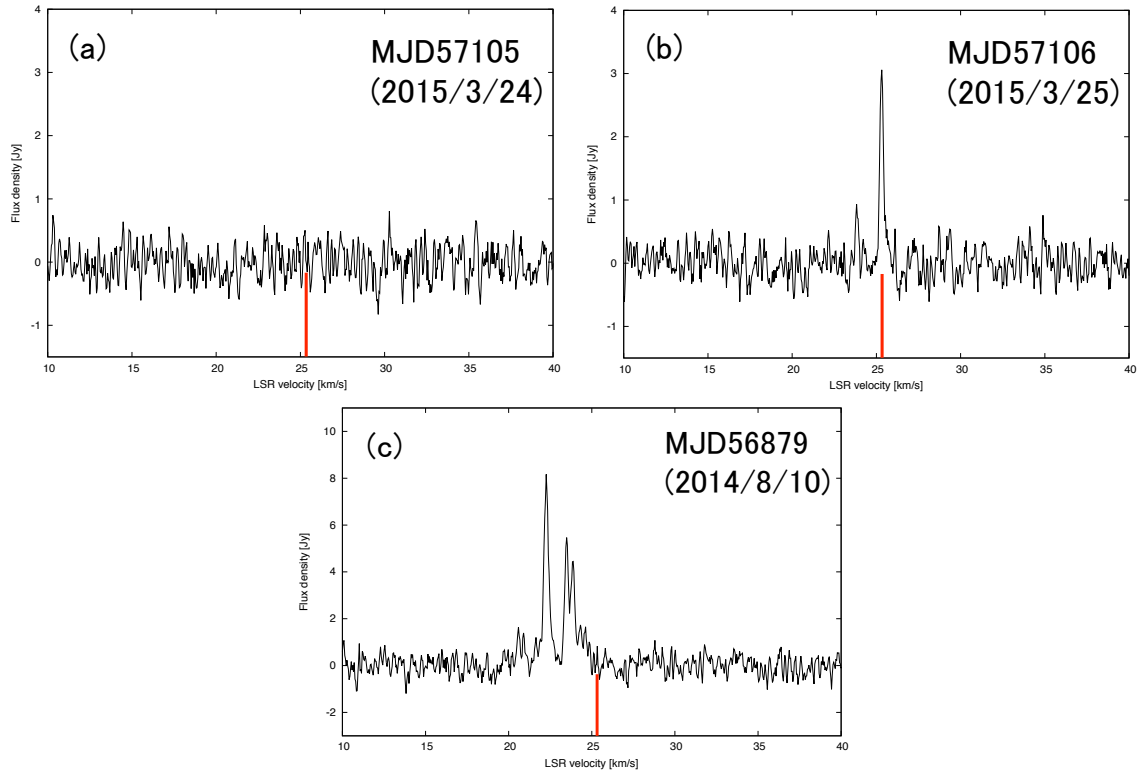


図 4.1: G014.23 のスペクトル。(a) 非検出 (b) バースト成分のみ出現 (c) 新検出成分。バースト成分の視線速度 $V_{\text{lsr}} = 25.3 \text{ km s}^{-1}$ の位置を赤線で示してある。

4.2 各視線速度成分の同定

図 4.2 は、本観測で得られた全てのデータに対して、各スペクトルを σ^{-2} の重みを付けて積分を行った結果得られたスペクトルである。サンプルの総数は 433 で、総積分時間は 2,165 分、積分後の rms ノイズレベルは 0.014 Jy である。このスペクトルをもとに、G014.23 のメタノールメーザーの速度成分を I – IX の 9 つに分けた。分け方は表 4.1 の通りで、以前から知られていたバースト成分は成分 IX である。

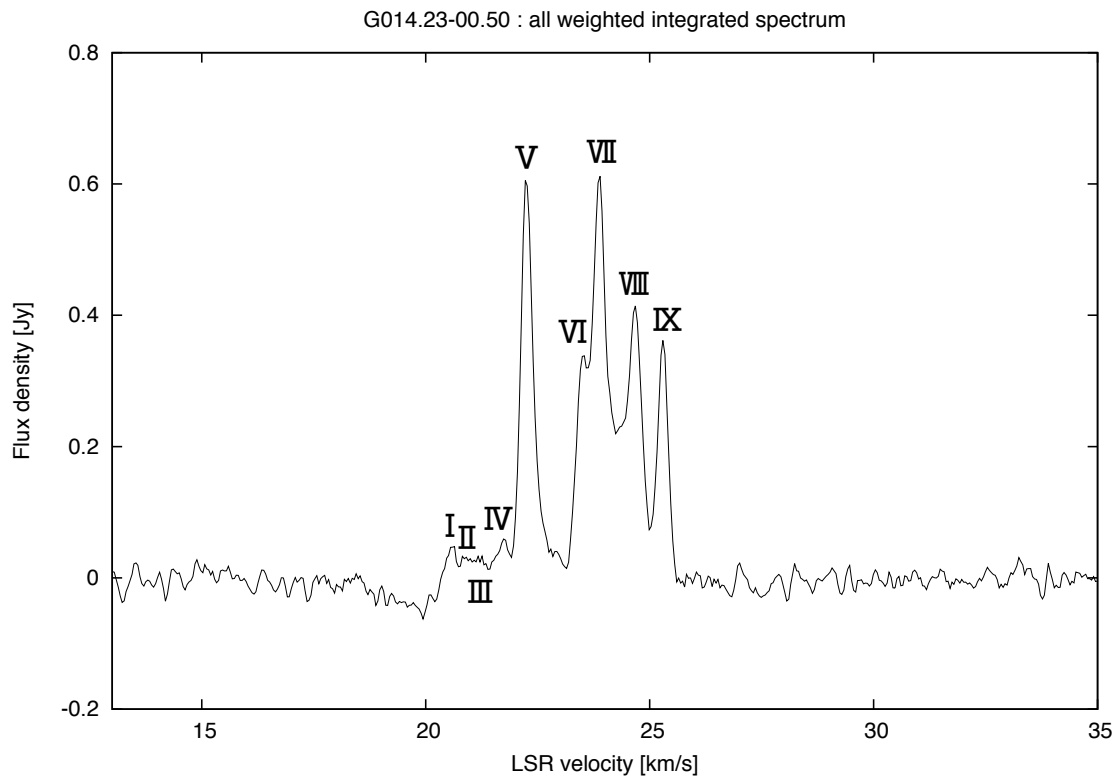


図 4.2: 全積分スペクトル。

表 4.1: 速度成分の分け方

成分	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
視線速度 (km s^{-1})	20.53	20.96	21.33	21.76	22.25	23.50	23.88	24.67	25.30

4.3 強度変動プロット

図 4.3 の上の図は、横軸に MJD、縦軸にフラックス密度をとって、各視線速度成分毎にフラックス密度の時間変動を表したものである。下の図は、図 4.2 の各成分の視線速度の位置に線を引いたもので、この線の色と強度変動プロットの点の色が対応している。プロットに見られる通り、成分 I – VIII は観測期間の一部 (MJD56788 – 56924) でしか検出されておらず、赤で示したバースト成分 (IX) との相関も見られない。

バースト成分の強度のみをプロットしたものを図 4.4 に示す。2014 年までのモニター観測で予想されていた周期である 165 日のスケールを表示しているが、これよりも短い期間に複数回のバースト現象が検出されており、その間隔は概ね 20 – 30 日程度である。各バースト現象のピーク時の強度は毎回異なり、最大で 7 Jy 程度まで上昇している。また、バーストによる強度の上昇率は、最大で > 7.5 倍、最小で > 1.1 倍であった (不等号が付いているのは、バースト発生直前は検出限界以下の強度となっているためである)。更にバースト現象の継続日数もそれぞれ異なり、1 日のみ検出されたものから、1 週間近く出現していたバースト現象も存在する。

図 4.5 は成分 I – VIII の強度のみをプロットしている。観測期間の序盤にのみ強度の上昇が検

出された。特に、成分 V , VI , VII は MJD56800 付近から出現しており、出現のタイミングや変動のタイムスケールがほぼ同期している。また、バースト成分とは異なり、強度上昇時のタイムスケールは数十日程度で、ゆっくりとした変動を示している。MJD56930 頃に成分 V , VI , VII が消失して以降は、検出限界をわずかに超える程度の強度上昇が数回見られたのみで、これらの成分が大きな強度上昇を示した例はない。

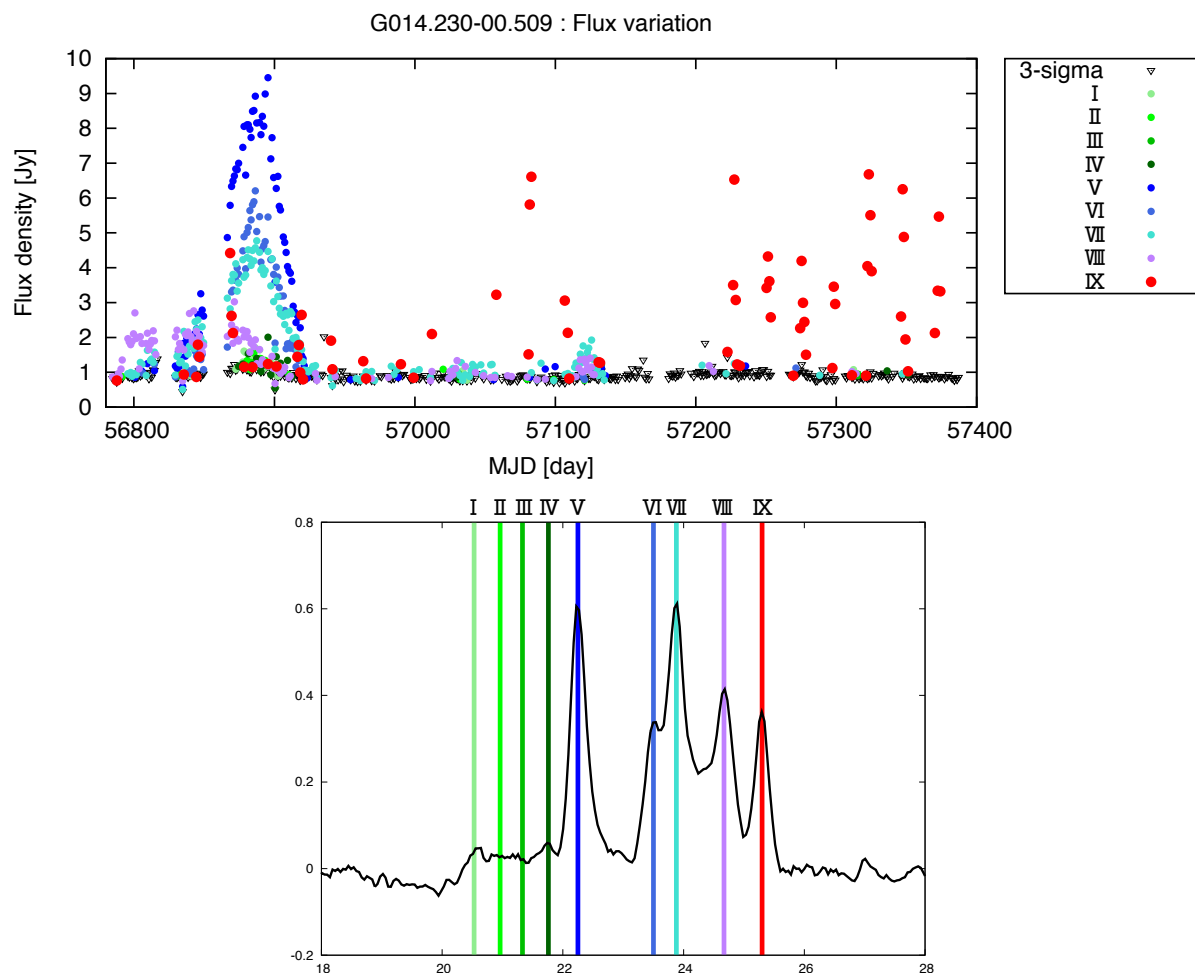


図 4.3: 全成分の強度変動プロット。下段のスペクトルに示した縦線の色と、上段の点の色が対応しており、各観測日におけるそれぞれの視線速度成分のピークのフラックス密度をプロットしてある。逆三角は検出限界 (3σ) を表す。

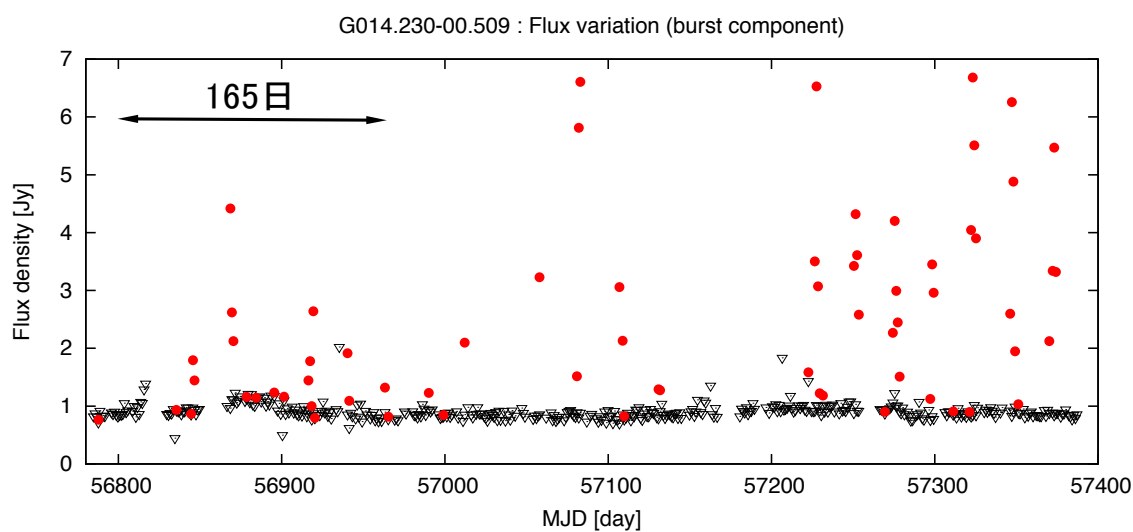


図 4.4: バースト成分 (IX) のみの強度変動プロット。

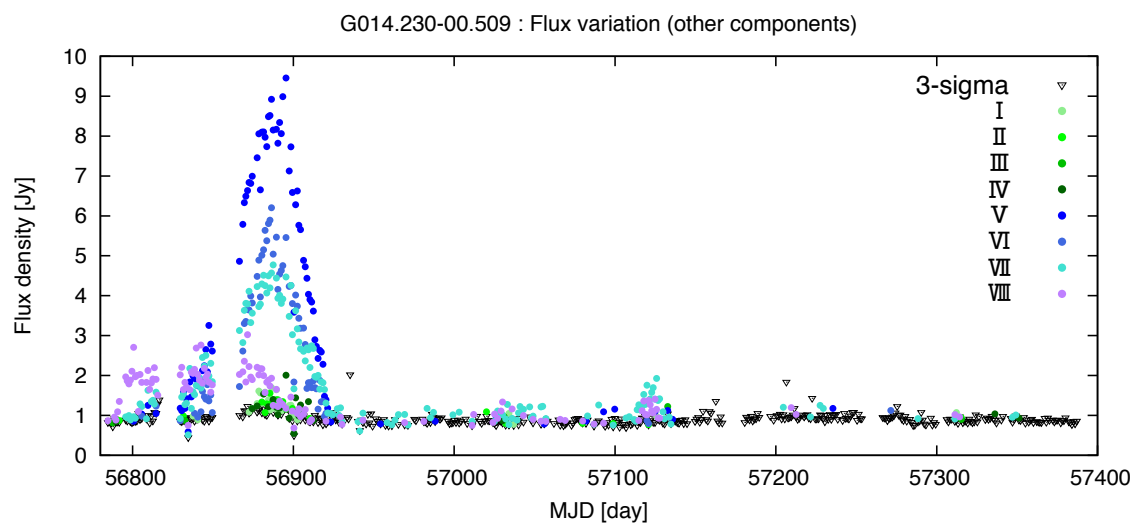


図 4.5: その他の成分 (I – VIII) の強度変動プロット。

5 考察

観測の結果、これまでに確認されていたバースト成分以外にも新たな成分が検出された。しかし、バースト成分とその他の成分との間に相関は見られず、また変動傾向も全く異なるため、以下ではバースト成分とその他の成分のそれぞれに対して考察を行う。

5.1 バースト成分

5.1.1 バースト周期

過去に行われた日立局によるモニター観測の結果よりも短いタイムスケールの強度変動が確認されたため、新たにバースト発生周期の導出を行った。周期の導出には Lomb-Scargle 法 (以下、L-S 法) という手法を用いた。この L-S 法は、データの取得間隔が離散的かつ不等間隔なデータに対して適用できる周期解析法である。なお、実際の周期解析には安井靖亮修士論文 (2015 年度, 茨城大学) で作成されたプログラムを使用している。

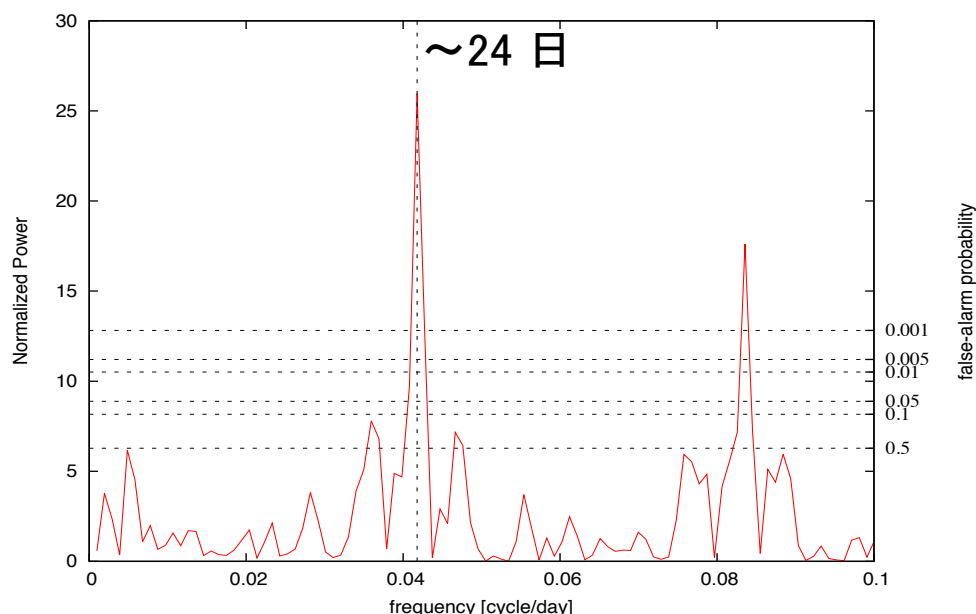


図 5.1: L-S 法によって得られたパワースペクトル。

L-S 法による解析で得られたパワースペクトルを図 5.1 に示す。横軸は周期の逆数となっている。また、右横軸の false-alarm probability (有意水準) は、スペクトルのピークの信頼性を表す指標で、この値が小さい程ピークの信頼性が高い。この図のピークの位置 (0.0418 cycle/day) から、変動周期は ~ 24 日と導出した。この値は 2014 年時点での推定周期 165 日のちょうど 7 分の 1 程度になっており、過去の観測結果とも矛盾していない。また、0.08 cycle/day 付近に $fap > 0.001$ となるピークがもう 1 つ存在するが、これは周期が ~ 12 日となるピークで、24 日のちょうど 2 分の 1 となるためにピークが出現してしまっており、この値は除外可能である。

導出した周期から予想されるバースト発生日と、実際のバースト観測日を照らし合わせた。バースト観測日 (MJD^{obs}) と発生予想日 (MJD^{cal}) をまとめたものを表 5.1 に、強度変動プロットに発生予想日を表示したものを図 5.2 に示す。ここで、 MJD^{obs} はバースト強度がピークとなった日の

表 5.1: バースト観測日と発生予想日

n	MJD ^{obs}	MJD _n ^{cal}	obs − cal
0	56845.6	56845.0	0.6
1	56868.5	56868.9	-0.4
2	×	56892.9	
3	56919.4	56916.8	2.6
4	56940.3	56940.7	-0.4
5	56963.2	56964.7	-1.5
6	56990.2	56988.6	1.6
7	57012.1	57012.5	-0.4
8	△	57036.4	
9	57058.0	57060.4	-2.4
10	57082.9	57084.3	-1.4
11	57106.8	57108.2	-1.4
12	57130.8	57132.2	-1.4
13	×	57156.1	
14	×	57180.0	
15	×	57204.0	
16	57227.5	57227.9	-0.4
17	57251.5	57251.8	-0.3
18	57275.4	57275.7	-0.3
19	57298.2	57299.7	-1.5
20	57323.4	57323.6	-0.2
21	57347.2	57347.5	-0.3
22	57373.1	57371.5	1.7

× : 予想日に観測は行つたが非検出。△ : 観測を行っていない。

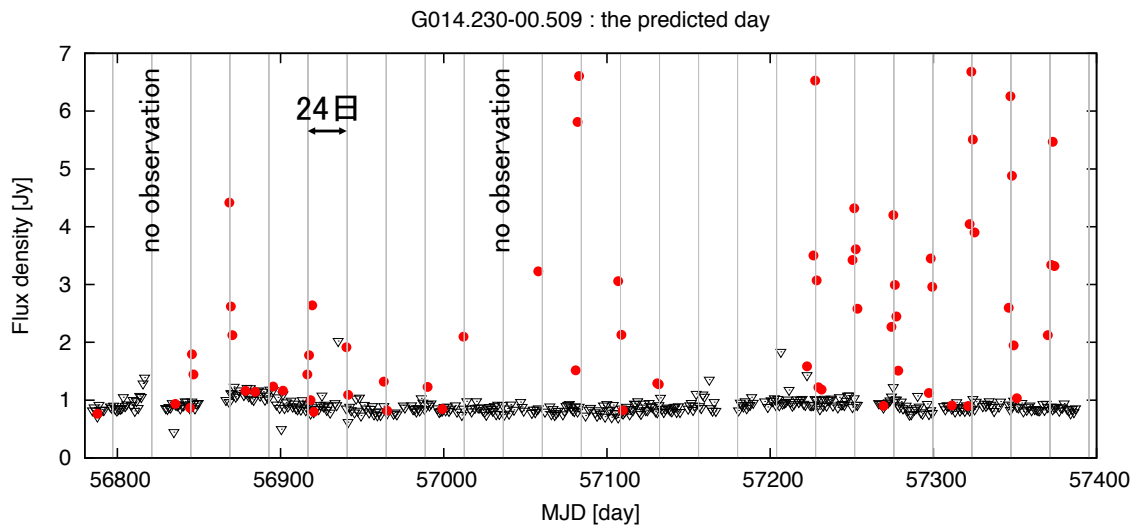


図 5.2: 強度変動プロットとバースト発生予想日。灰色の縦線が予想日を表す。

観測時刻としている。また、発生予想日の起点 $\text{MJD}_0^{\text{cal}}$ は、周期 P でのバースト発生予想日 $\text{MJD}_n^{\text{cal}} = P \cdot n + \text{MJD}_0$ (n は任意の整数) として、実際の観測日を最小自乗フィットして求めた $\text{MJD}_0 = 56845.0$ である。バースト予想日周辺に観測を行ったのは $n = 8$ のバーストを除く 22 回で、そのうち予想日の前後 2 日程度以内にバースト成分が検出されたのが 18 回である。予想周期と実際の観測日は、約 8 割程度が 2 日以内で一致している。つまり、この周期から次のバースト発生日を推測することが可能だと言える。

5.1.2 1 日以内の連続観測

図 5.3 に 2 日以上にわたってバースト成分が検出されたものの強度変動プロットの例を示した。これを見ると、バースト時の立ち上がりの瞬間や、ピーク到達時の強度、バーストによる強度上昇のタイムスケールなど、バースト現象の際の詳細な強度変動の様子が 1 日に 1 回の観測頻度では捉えきれないことがわかる。従って、主にバーストの立ち上がりからピーク到達までの変動を捉えることを目的として、2015 年 8 月以降のバースト発生予想日の前後数日間において、更に高頻度な 1 日に複数回の観測を行った。

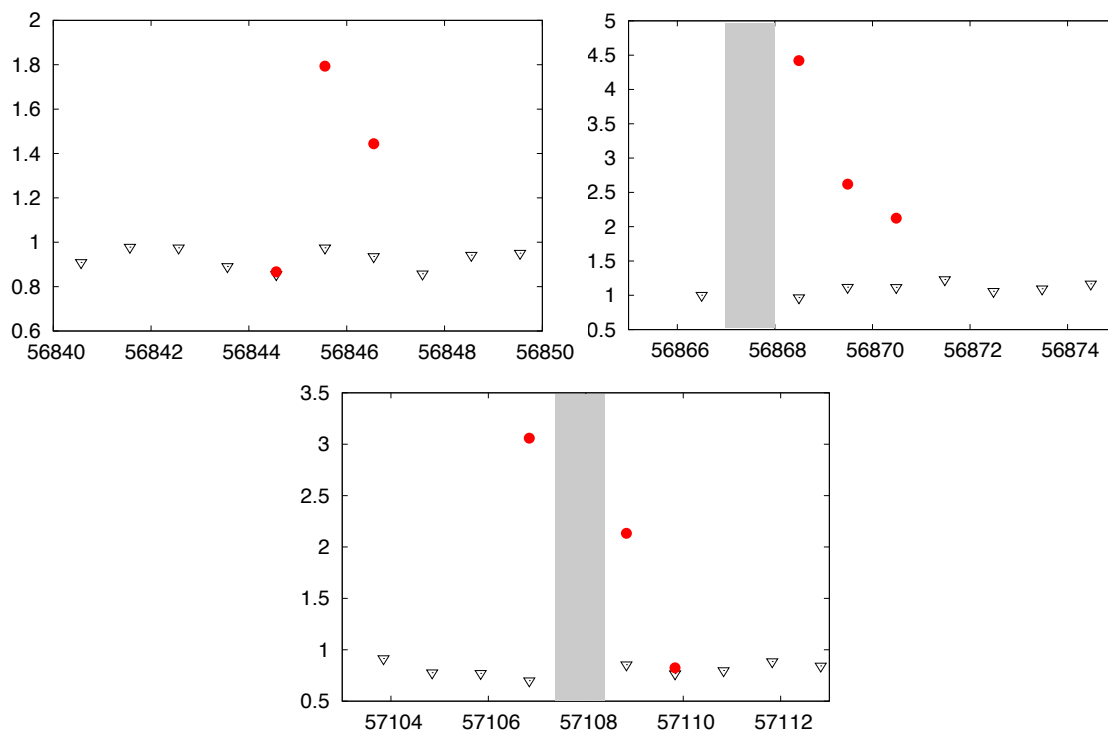


図 5.3: 2 日以上検出されたバースト現象の強度変動プロット。灰色の部分には観測を行っていない日。

観測概要 観測は 2015 年 8 月から 11 月の間に、推定周期から予想されるバースト発生日の数日前から開始し、バーストが検出された場合はバースト成分が検出されなくなるまで行った。1 日の内の観測時間は、G014.23 が観測可能な高度に昇ってくる時刻から沈むまでのおよそ 7 時間程度で、観測開始日からの経過日数で観測スケジュールを以下のように変更している。

1 – 2 日目 ポインティング校正天体 (G014.10+00.00) と交互に観測

- G014.10+00.00 (離角 ~ 36 arcmin) を同時に観測し、ポインティングの補正に使用
- G014.10 9 点観測 $\rightarrow$ G014.23 ON 点 $\rightarrow$ G014.23 OFF 点 $\rightarrow$ G014.10 9 点観測 $\rightarrow$...
- 約 30 分間隔でモニター

3 日目以降 G014.23 のみ観測

- ポインティングのズレは 1 – 2 日目と同等であると仮定
- G014.23 ON 点 $\rightarrow$ G014.23 OFF 点 $\rightarrow$ G014.23 ON 点 $\rightarrow$...
- 約 10 分間隔でモニター

その他の観測パラメータは、表 3.1 に示した高頻度モニター観測の際のものと同一である。

結果 上記サイクルのモニター観測を計 4 回のバースト予想期間に対して行い、全ての観測でバースト現象を検出した。それぞれの観測日と観測結果の概要を表 5.2 に、ポインティング補正後の強度変動プロットを図 5.4 – 5.7 に示す。なお、本観測を実施し始めた際の推定周期は現在の推定周期よりも精度が悪く、バースト発生日を正確に予想することができていなかったため、 $n = 17, 18$ のバーストの観測日が予想日より 1 週間以上前から開始している。

表 5.2: バースト観測日と予想日。

観測期間 (MJD)	57243 – 57253	57266 – 57281	57295 – 57299	57320 – 57326
バースト予想日 (n)	57251 (17)	57275 (18)	57299 (19)	57323 (20)
ピーク観測日	57251	57275	57298	57323
バースト継続日数	~ 5 日間	7 日間	> 3 日間	~ 6 日間
上昇/減少	~ 3 日/ ~ 3 日	~ 2 日/ ~ 4 日	~ 1 日/ $\times$	~ 2 日/ ~ 3 日
変動パターン	対称	非対称	非対称	非対称

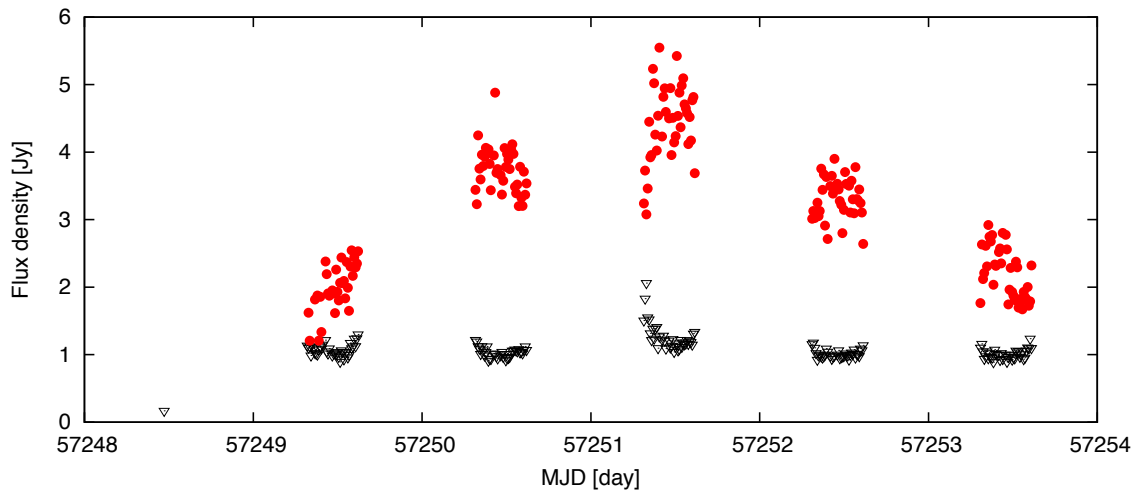


図 5.4: $n = 17$ のバーストの強度変動プロット。MJD57251 を境に対称的な変動パターンとなっている。

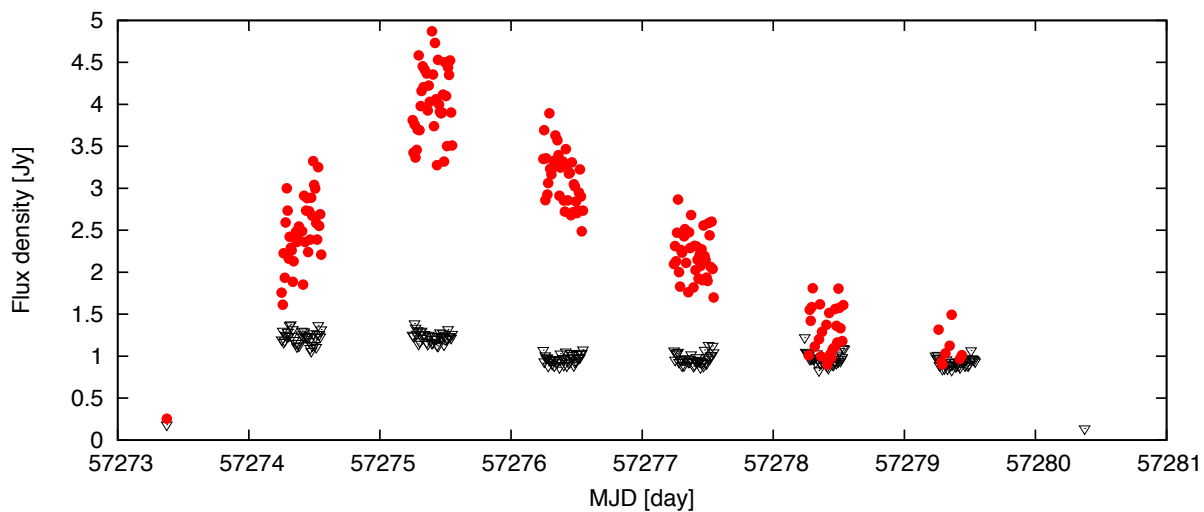


図 5.5: $n = 18$ のバーストの強度変動プロット。非対称な変動パターン。MJD57273, 57280 は 1 日分のデータを積分して得られた結果をプロットしている。

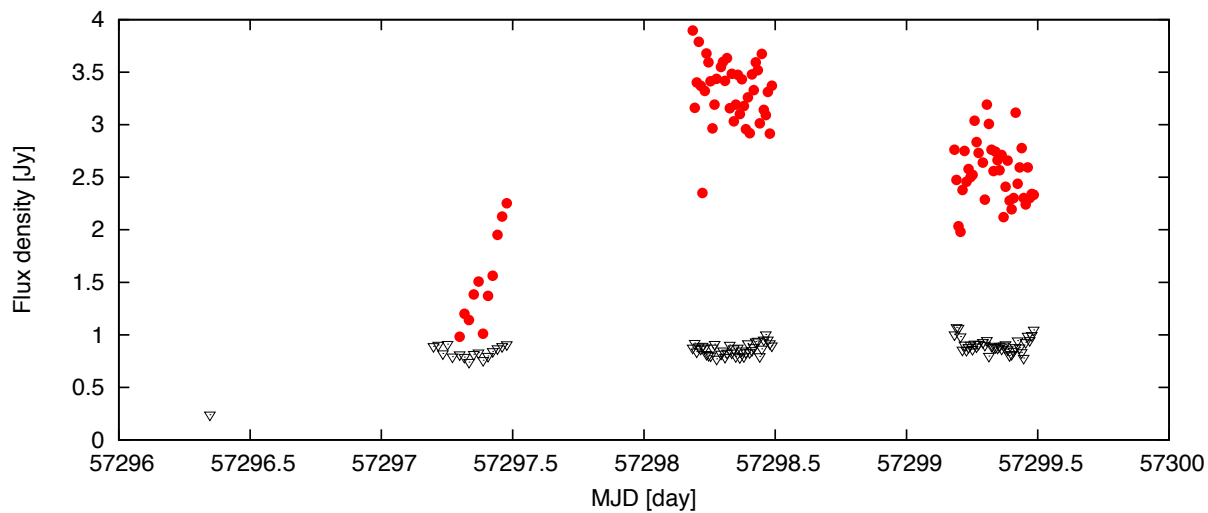


図 5.6: $n = 19$ のバーストの強度変動プロット。MJD57296 は 1 日分を積分した結果。MJD57297 の観測でバーストの立ち上がりを捉えることに成功した。観測機器のトラブルにより、MJD57300 以降の観測は行っていない。

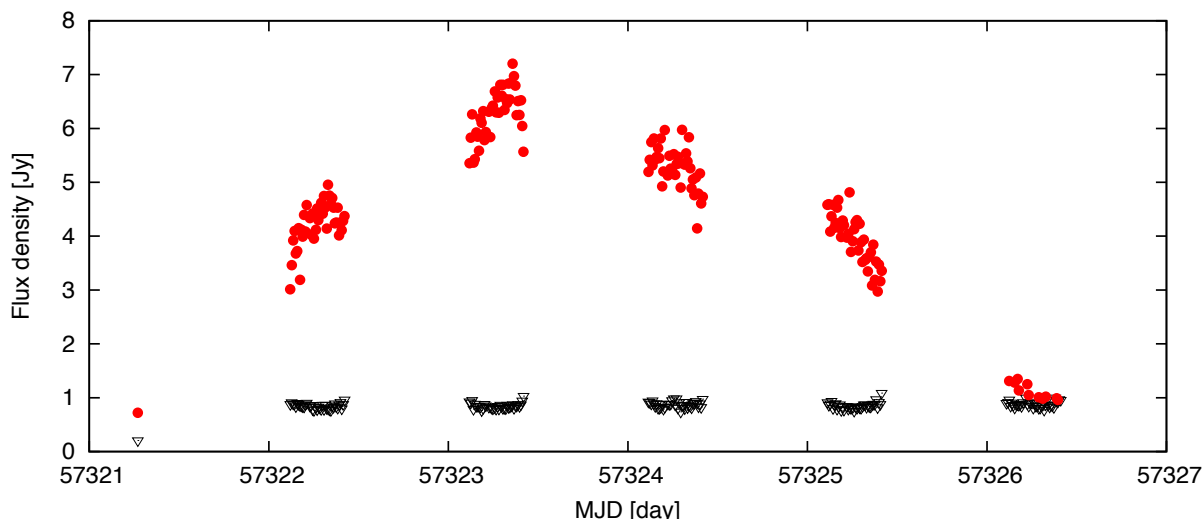


図 5.7: $n = 20$ のバーストの強度変動プロット。非対称な変動パターン。MJD57321 は 1 日分を積分した結果。

図 5.4 は $n = 17$ のバーストで、今回の観測では唯一フラックスの増減が対称的な変動パターンを示す結果となった。継続日数は 5 日で、ピーク時のフラックス密度は ~ 5 Jy、フラックスの上昇・減少にかかる時間はともに 2–3 日程度である。今回観測された非対称なパターンを示すバースト現象の場合、上昇にかかる時間が 2 日未満、減少は 3–4 程度であることから、強度上昇のタイムスケールは対称の場合の方が長く、減少時は非対称の場合の方が長くなるものと考えられる。

図 5.5, 5.7 は、それぞれ $n = 18, 20$ のバーストで、非対称な変動パターンを示している。上昇時のタイムスケールはどちらも 2 日未満であると考えられ、検出初日 (1 日分を積分して検出された日) からのフラックスの上昇率は、それぞれ ~ 18 倍、 ~ 10 倍となっている。フラックスの上昇は線形であるのに対し、減少は exp 的傾向が見られ、その e-folding time はそれぞれ 2.7, 2.6 日となっている。

図 5.6 は $n = 19$ のバーストで、MJD57297 の観測でバースト現象によるフラックス上昇の立ち上がりの瞬間を捉えることに成功した。この観測日は、ポインティング校正天体も同時に観測していたためモニター間隔は約 30 分となっている。バースト成分が検出される直前と、検出された時 (3σ を超えた時) のスペクトルを図 5.8 に示す。07:09:00 UT をバーストの立ち上がりの瞬間とし、翌日の観測開始時間 (翌 04:27:00 UT) までをフラックス上昇にかかる時間とすると、この時間は 21 時間 18 分 (= 76680 秒) となる。なお、このバースト現象によるフラックス密度の上昇幅は > 4 倍となっている。

5.1.3 バーストのエネルギー

1 日以内の連続観測により、バーストの立ち上がりを捉えることに成功した。図 5.6 に示した観測結果から、このバースト現象による強度上昇に必要なエネルギー量を計算した。

対象天体のメーザースポットのサイズの観測例がないため、過去の観測により求められた値を使用する。Minier et al. (2002) により、VLBI 観測により 6.7 GHz メタノールメーザのメーザ領域には、3–10 AU のコアとその周囲 数 10–数 100 AU に広がるハロー状の構造が存在することが明らかにされた。また、Fujisawa et al. (2012) では、6.7GHz メタノールメーザのバース

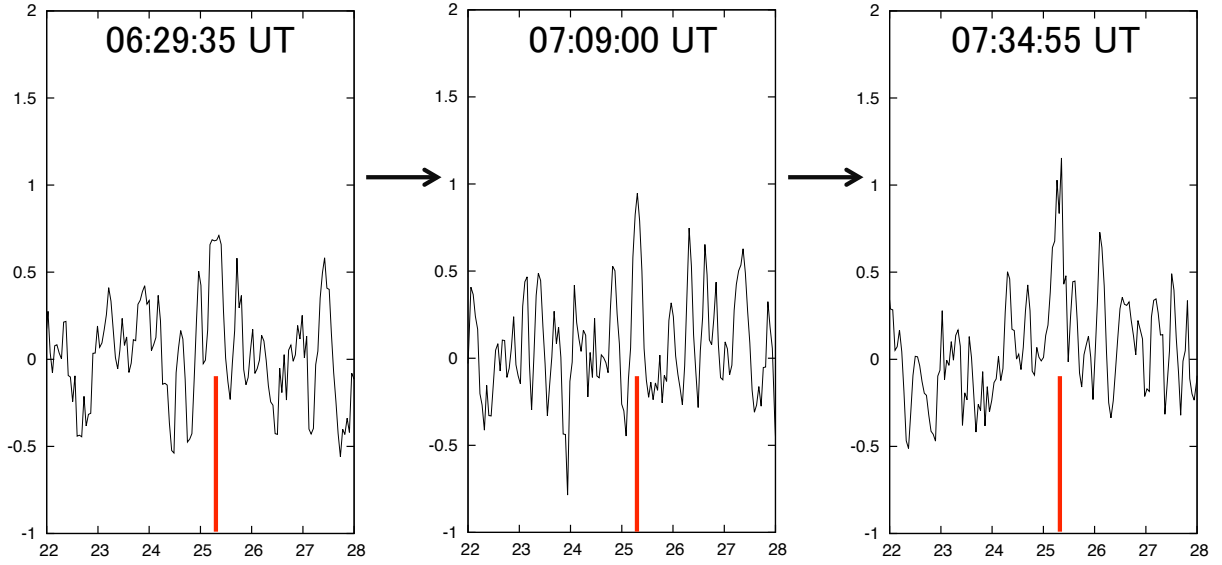


図 5.8: バースト成分が出現する瞬間のスペクトル。

ト現象が数 10 AU 以下の領域で生じていることが判明した。従って、ここでは G014.23 のバースト現象がメーザー領域の中でもコアの部分で生じているものと仮定する。Cragg et al. (2005) より、 > 4 倍 程度の強度上昇のためにメーザー雲のダスト温度が 100 K 上昇したとすると、サイズ $\ell = 3 - 10$ AU の領域が球状である場合の必要なエネルギー量 E_{burst} は以下のように計算できる。

$$E_{\text{burst}} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\ell}{2}\right)^3 n_{\text{H}_2} m_{\text{H}_2} c_{\text{H}_2} \times 100 = 1.4 \times 10^{28} [\text{J}] \quad @ \quad \ell = 3 \text{ AU} ,$$

$$5.3 \times 10^{29} [\text{J}] \quad @ \quad \ell = 10 \text{ AU} . \quad (5.1)$$

ここで、 $n_{\text{H}_2}, m_{\text{H}_2}, c_{\text{H}_2}$ は、それぞれ水素分子の個数密度、質量、比熱であり、

$$\begin{aligned} n_{\text{H}_2} &= 10^8 [\text{cm}^{-3}] , \\ m_{\text{H}_2} &= 3 \times 10^{-27} [\text{kg}] , \\ c_{\text{H}_2} &= 10^4 [\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}] , \end{aligned}$$

とした。 n_{H_2} は、メタノールメーザーの励起に必要な密度が $n_{\text{H}_2} = 10^6 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ であるため、この上限値を用いて推定される最大のエネルギー量を計算している。

5.1.4 強度変動のメカニズム

§5.1.3 の計算により、バースト時のエネルギー必要量が推定されたが、周期的な変動を引き起こす要因については明らかになっていない。以下では、強度変動のメカニズムとして考えられるシナリオによって、G014.23 の周期変動が説明可能であるかを検証する。

Stellar pulsational instability (Inayoshi et al. 2013)

Stellar pulsational instability は、10 – 数 100 日の変動周期を説明可能なモデルである。 $\dot{M} \geq 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ の高い質量降着率で成長する大質量原始星には、その進化過程での半径最大時に脈

動不安定帯が存在する。この不安定帯は He の電離層における κ 機構によって生じるもので、脈動不安定の原始星では脈動周期と光度が質量降着率とともに増加する。この原始星の脈動によって周囲のダスト温度が変動し、メーザーの強度変動が引き起こされると考えられている。このモデルから理論的に導出された関係が式 (1.9) で示した P-L relation であり、メーザーの変動周期と励起源の光度の間に正の相関があると予想されている。G014.23 の周期 $P = 24$ 日に対して式 (1.9) を適用すると、励起源の光度は $\sim 10^4 L_{\odot}$ となる。この値は §2.1 で計算した式 (2.9) の IRAS 18153–1651 の光度とほぼ一致している。

次に、励起源からの放射エネルギーによってバースト時のエネルギーが供給されているとした場合に必要な中心星の光度を計算する。メタノールメーザーが励起される際のダスト温度が 100 – 200 K (Cragg et al. 2005) であることから、中心星からメーザーガス雲までの距離 R は 1000 AU 程度であると考えられる。この時、式 (5.1) の計算で用いたメーザーガス雲のサイズ ℓ から、ガス雲が中心星の光度の増加 ΔL によって単位時間あたりに受け取るエネルギー量は、 $\Delta L \cdot (\ell/2)^2 / 4R^2$ となる。従ってバースト時のエネルギー量を t 秒の間に供給可能な中心星の光度の変化量 ΔL は、

$$\Delta L = \frac{4R^2}{(\ell/2)^2 t} E_{\text{burst}} = 3.2 \times 10^{29} [\text{J s}^{-1}] \quad @ \quad \ell = 3 \text{ AU},$$

$$1.2 \times 10^{31} [\text{J s}^{-1}] \quad @ \quad \ell = 10 \text{ AU}, \quad (5.2)$$

と計算できる。中心星の光度が $\Delta L / L_{\text{IRAS}}$ だけ変化すればエネルギーの供給が可能であると考えられるが、この光度の変化率は $\ell = 3, 10$ AU の時、それぞれ $\sim 8, \sim 300 \%$ と求められる。脈動によって光度が3倍程度にまで上昇するとは考えられないが、メーザースポットのサイズが数 AU 程度と非常にコンパクトであれば、脈動によるエネルギーの供給は可能であると考えられる。今後 G014.23 VLBI 観測することで、バースト現象の発生領域のサイズを測定することができれば、より精密なエネルギーの計算が可能になる。しかしながら、この脈動モデルでは、連続的な変動パターンを示す天体の説明が可能であるとしており、G014.23 のような間欠的であつ突発的な変動パターンを説明するのは困難である。

磁気リコネクション

上記の計算によって得られたバーストのエネルギー必要量を達成するエネルギー源の候補の1つとして、磁気リコネクションによるエネルギー解放が挙げられる。磁気リコネクションとは、図 5.9 のように、磁力線がつなぎ変わる現象のことで、その概要は以下になっている。

- i. プラズマ内で逆向きの磁力線が押しつけられると、その間で強い電流が流れる (=電流シート)。
- ii. 何らかの理由で電流が散逸すると磁力線がつなぎかわる。
- iii. 曲がった磁力線に強い磁気張力が発生して、プラズマが激しく加速される。
- iv. 同時に、ジュール加熱や衝撃波加熱などが起きて、プラズマが超高温に加熱される。

このような過程を経て、短時間のうちに磁気エネルギーがプラズマの運動エネルギーや熱エネルギーに変換される。すなわち、磁場のエネルギー量がバーストの必要エネルギーを上回れば、理論上は磁気リコネクションで説明可能ということになる。しかしながら、対象天体の磁場強度を測定された例がないため、メタノールメーザーの磁場の典型値 (10 – 100 mG) から磁場のエネルギー密度を推定する。まず、水素分子の密度 n_{H_2} のメーザーガス雲において、単位体積当たりのダストの温度を 100 K 上昇させるのに必要なエネルギーは、

$$n_{\text{H}_2} \cdot m_{\text{H}_2} \cdot c_{\text{H}_2} \times 100 = 3 \times 10^{-13} [\text{J}], \quad (5.3)$$

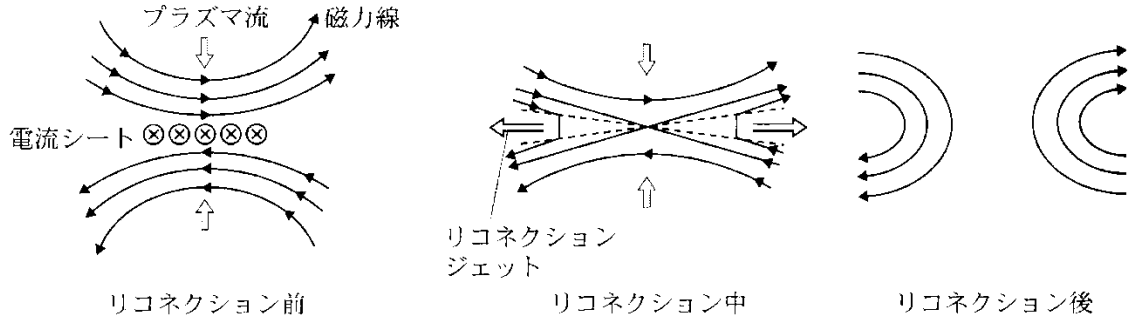


図 5.9: 磁気リコネクションの概念図。シリーズ現代の天文学 10 巻 太陽 より引用

となる。一方、 $B = 10 \text{ mG}$ の時の磁場のエネルギー密度は、

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = 4.0 \times 10^{-11} [\text{J cm}^{-3}], \quad (5.4)$$

となる ($\mu_0 = 1.26 \times 10^{-6} \text{ m kg s}^{-2} \text{ A}^{-2}$: 真空の透磁率)。従って、バースト時のエネルギー必要量は磁気エネルギーによって説明可能であり、磁気リコネクションによってバースト現象が発生する可能性があると考えられる。しかしながら、磁気リコネクションの発生に周期性があるかどうかは判明しておらず、G014.23 の周期変動のメカニズムとしては不十分である。

Colliding wind binary (van der Walt 2011)

Colliding wind binary (CWB) は、中心星が連星系を成していることによって周期変動を説明するモデルである。CWB モデルは、連星系の周囲に十分に電離された HII 領域が形成されていることを前提として、以下のようなシナリオになっている。

連星軌道の近接点において、主星と伴星の恒星風が衝突することで衝撃波が生じ、周囲のガスが加熱され、数 10 eV の光子が放出される。連星系の周囲が電離されていれば、この光子は吸収されることなく HII 領域内を伝わっていくことができる。これが HII 領域と中性ガス領域の境界にある部分的に電離された Transition region に到達すると吸収されてしまい、この領域の中性ガスを電離・加熱することによって、メーザーの種光子となる自由-自由放射が増幅される。この種光子の強度変動は、伴星が近接点に到達するたびに発生するため、連星の公転周期に伴った周期変動が観測される。

G014.23 の周囲での HII 領域の観測例はまだなく、このモデルを完全に適用することはできないが、間欠的な変動を説明可能なメカニズムとして、このモデルでの検証を行った。主星の質量は §2.1 の式 (2.10) から $10 M_{\odot}$ とし、伴星の質量は $3 M_{\odot}$ と仮定する。公転周期 P の楕円軌道の長軸半径 a は以下の式によって計算できる。

$$a = \left[G \frac{(m_1 + m_2) P^2}{4\pi^2} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (5.5)$$

ここで、 G は万有引力定数、 m_1, m_2 はそれぞれ主星と伴星の質量である。G014.23 の変動周期 24 日から a を計算すると 0.38 AU となり、連星系の長軸半径としては可能な値であるため、G014.23 の変動周期は CWB モデルで説明可能であると言える。しかし、CWB モデルによってバースト現象のエネルギー源を説明することは難しい。また、先にエネルギー源の候補として挙げた磁気リコネクションは、星表面付近で生じる現象であると考えられており、CWB モデルとの結合は困

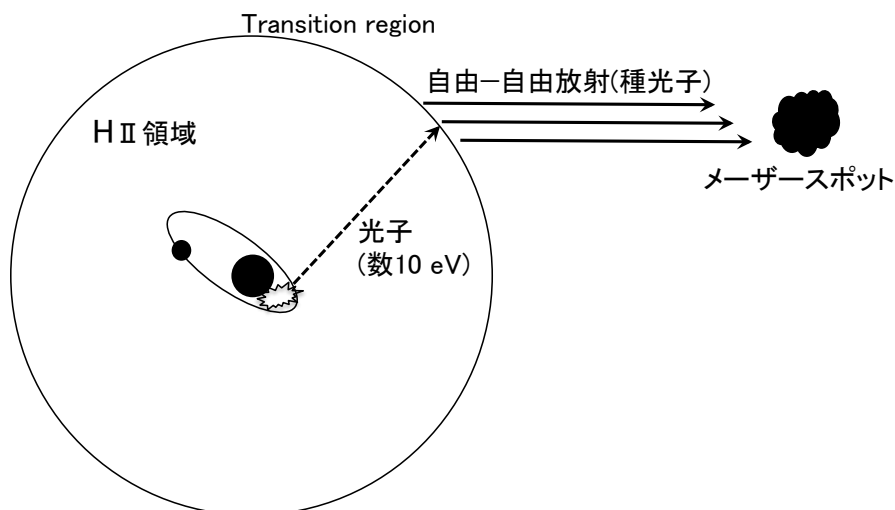


図 5.10: CWB モデルの模式図。

難である。したがってこのモデルにおいても G014.23 の強度変動を説明するメカニズムとしては問題点が残ってしまう。

本研究で行ったモニター観測の結果のみでは、G014.23 の周期変動のメカニズムを決定することはできないが、エネルギー源の候補に挙げた磁気リコネクションは、他の波長領域での観測例が存在する。Tsuboi & Koyama (1999) は、低質量原始星だけでなく大質量原始星の候補である MonR2 IRS1 を観測したところ、低質量星と同様な X 線のフレア現象を検出し、これが磁気リコネクションに起因する現象であると結論づけている。現在、磁気リコネクションの発生に周期性があるのかはわかっていないが、将来的に G014.23 を X 線などの異なる波長で観測し、バースト時に X 線のフレアが生じていることを確認することで、このバースト現象が磁気リコネクションによって発生していることが証明できると考えられる。

5.2 その他の成分

成分 I – VIII は、過去の観測での検出例はなく、また本モニター観測においても一定の期間のみで検出されており、2015 年末現在では検出されていない。また、G014.23 の近傍にある 6.7 GHz メタノールメーザ天体の G014.33–00.63 (以下、G014.33) と関係があることが疑われており、これらの成分を G014.23 に付随する新検出成分とは断定できていない。G014.33 は、G014.23 と同様に 日立アンテナによってモニター観測を行っている天体であり、観測頻度は 9 日に 1 回、G014.23 との離角は ~ 10 arcmin である。日立アンテナのビームパターンは、offset = 10 arcmin では 1 % となっており、本来であればサイドローブによる映りこみ等はなく、別天体であると考えられる。しかし、G014.23 の新成分と G014.23 は強度変動のタイミングが近いという結果が得られている。図 5.11 は、同じ観測日における G014.23 と G014.33 のスペクトルを重ねて表示したものである。速度も異なり、ピークのフラックス密度も同程度であるため、離角を考慮すると無関係であると考えられる。しかし、図 5.12 に示した強度変動プロットを見ると、それぞれのスペクトルの出現時期が近いことがわかる。これらのことから、今回のモニター観測の結果のみから G014.23 の成分 I – VIII を新検出の成分とは断定せず、今後再びこれらの成分が出現した際に、9 点十字スキャンによって G014.33 との切り分けを行っていく必要があると結論される。

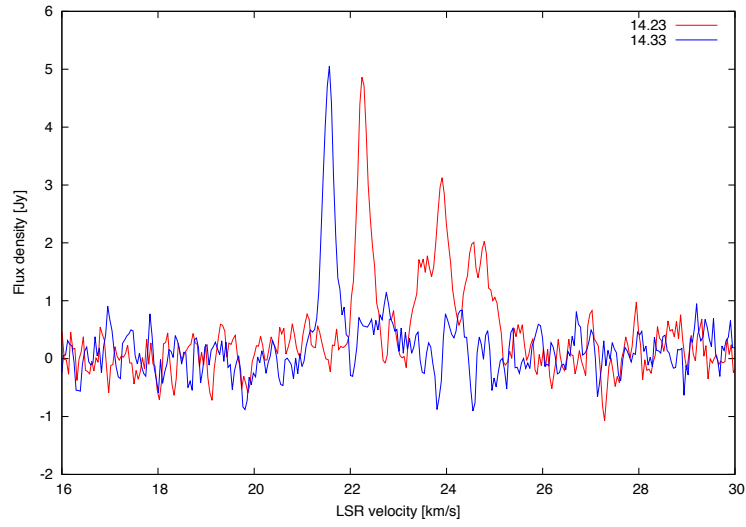


図 5.11: 同観測日 (MJD56867) における G014.23(赤) と G014.33(青) のスペクトル。

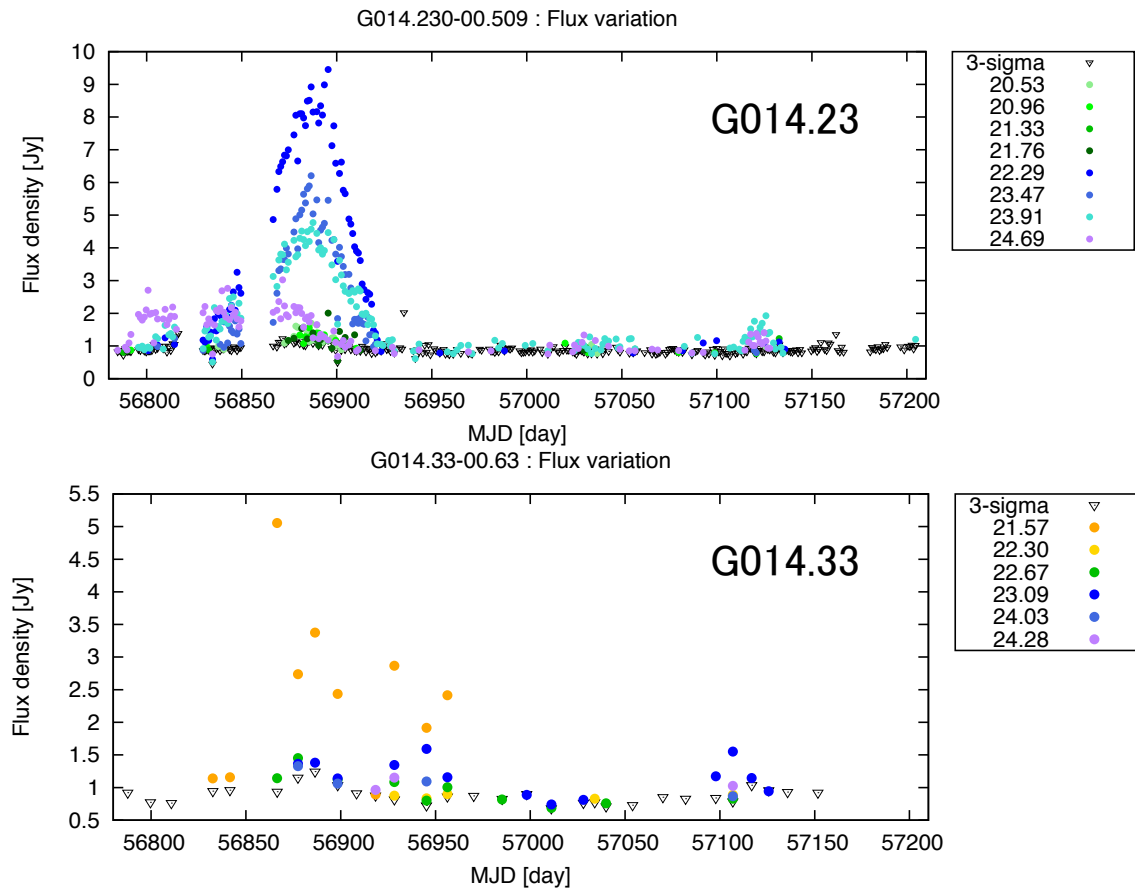


図 5.12: G014.23 の成分 I – VIII と G014.33 の強度変動プロット。

6 まとめ

本研究では、G014.23–00.50 に付随する 6.7 GHz メタノールメーザーに対し、2014 年 5 月から日立 32 m 電波望遠鏡を用いて 1 日 1 回の高頻度なモニター観測を行った。また、2015 年 8 月から 11 月にかけては、更に高頻度な 1 日以内に複数回の連続観測を行った。これらの観測結果を以下にまとめる。

1. 高頻度モニター観測

- バースト成分 (成分 IX : $V_{\text{lsr}} = 25.3 \text{ km s}^{-1}$) が、24 日周期でバースト現象を起こしていることが判明
- 過去に検出例のない速度成分 I – VIII ($V_{\text{lsr}} = 20.57 - 24.28 \text{ km s}^{-1}$) を検出した
- バースト成分とその他の成分の強度変動に相関はない

2. 1 日以内の連続観測

- バースト時の変動パターンを捉えることに成功
- 変動パターンはピークを境に対称/非対称が確認されたが、対称的なパターンは 1 例のみ
- バースト時の強度上昇の立ち上がりを捉えることに成功
- 強度上昇のタイムスケールは 1 日未満であることが判明

上記の結果から、バースト成分とその他の成分について以下のように考察した。

1. バースト成分

- 強度上昇のタイムスケールから、バースト時のエネルギー必要量を計算
- 強度変動のメカニズムについて
 - * エネルギー量は磁気リコネクションによって説明可能だが、周期性を生じるかどうかは現段階では確認できていない
 - * 脈動モデルでは、間欠的な変動パターンは説明不可
 - * CWB モデルでは、周期・間欠的な変動パターンをともに説明可能だが、バースト現象の起源が説明困難

2. その他の成分

- 近傍の天体 G014.33–00.63 との関連が疑われている
 - * 新検出と断定はできていない

今後の展望としては、以下の 3 点が挙げられる。

- 他波長による観測を行い、周期的バーストを引き起こすメカニズムを究明
- VLBI 観測を行い、バースト時の空間分布を取得 (プロポーザル採択済み)
 - 取得した空間分布をもとに、更に ALMA 等を使用して高精度な空間位置を取得、比較することでバースト現象の発生位置を特定し、バースト発生位置とその他の場所での温度や密度の違いを解明
- 成分 I – VIII については、再びスペクトル成分が出現した際に 9 点十字スキャンによって G014.33 と切り分ける

謝辞

本研究を遂行し修士論文を執筆するにあたり、多くの方々のご指導、ご協力を賜りました。この場を借りて、皆様に感謝申し上げます。

指導教官である百瀬宗武教授には、電波天文学や星形成の基礎から論文執筆の際の細かな作法に至るまで、大変多くのご指導ご鞭撻を頂きました。心より感謝致します。また、観測の際のアンテナ運用方法やデータ解析の方法等、本研究を行う上で具体的にご指導頂きました米倉覚則准教授に深謝致します。

宇宙科学教育研究センターの杉山孝一郎研究員には、研究の進め方やデータのまとめ方だけでなく、観測結果からどのような考察するかといったことや研究発表の構成等、至る所で相談にのって頂きました。また、同センターの澤田-佐藤聡子研究員には、メーザーゼミでご指導頂いたことや発表練習、特に英語での発表の際には発表のコツ等の有用なコメントを頂きました。心より感謝申し上げます。

電波天文観測研究室の齋藤悠氏は、データ解析等に関する些細な疑問にも親身になって教えて頂き、観測時のトラブルの際には深夜にも関わらず一緒に対応して下さいました。Soon Kang Lou氏はゼミの際に様々な点をご指導頂き、自主ゼミや学生間での発表練習にも参加して頂きコメントやアドバイスを頂きました。誠にありがとうございます。また、毎日の観測を手伝ってくれた研究室の同期、後輩の皆様にも大変感謝しております。皆様に協力していただいたおかげで、ほぼ泊まり込みで徹夜の観測をしていた時期を乗り越えることができました。

修士論文を執筆して行く中で、皆様の支えなしには本論文を書き上げることはできなかったであろうことを実感しました。心より感謝致します。

A ポインティング補正の方法

5.1.2 において述べた 1 日以内の連続観測では、ポインティングの補正を行うためにターゲットと G014.10+00.00 と交互に観測した。G014.10 はターゲット天体から 36 arcmin の位置に存在し、フラックス密度が比較的安定しており、1 日以内の変動がないためにポインティング補正用の天体として選出した。なお、ポインティング観測は 9 点観測を実施しており、各点の間隔は 2.3 arcmin で積分時間は 10 秒である。

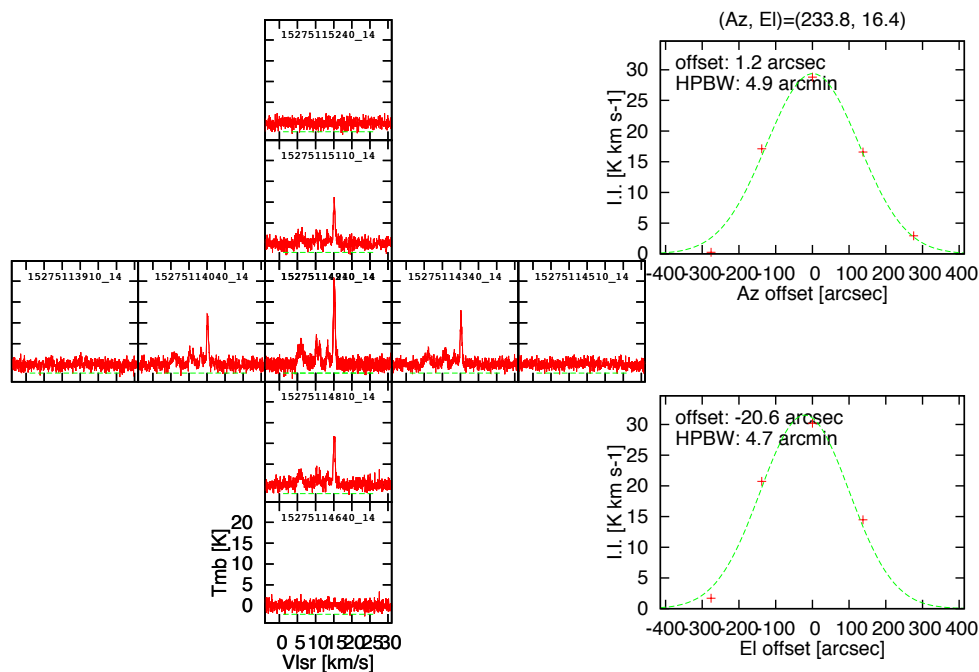


図 A.1: MJD57297 におけるポインティング観測 (左) とガウシアンフィット (右) の結果。

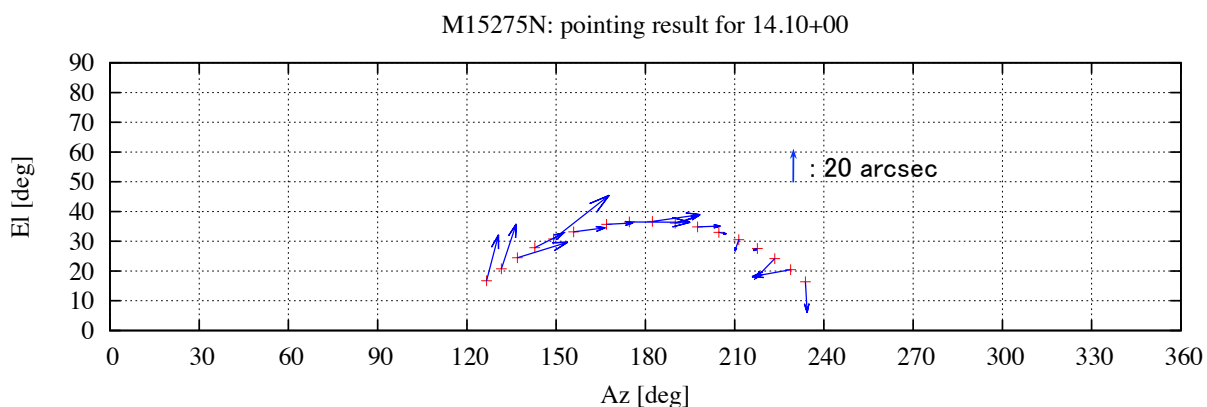


図 A.2: 各観測時におけるポインティングオフセット。矢印の長さがオフセットの値を表す。

図 A.1 に、G014.10 のポインティング観測、及びガウシアンフィットによる解析の結果の 1 例を示す。また、図 A.2 は各 Az, El でのポインティングオフセットを示したものである。典型的には 10 – 30 arcsec 程度のオフセットが測定されたが、別の観測日の一部では最大で 1 arcmin を

超えるオフセットが生じている場合も確認された。

ガウシアンフィットにより測定したオフセット値 $[\Delta\text{Az}, \Delta\text{El}]$ の時のポインティングのズレによる振幅減少率 ΔS を、ビームが2次元のガウシアンであると仮定して以下の式で算出した。

$$\Delta S = \exp \left[-\frac{4 \ln 2}{\text{HPBW}^2 / (\Delta\text{Az}^2 + \Delta\text{El}^2)} \right] . \quad (\text{A.1})$$

上記の ΔS を用いると、見かけのフラックス密度 ΔS_{app} に対する真のフラックス密度 ΔS_{true} は、

$$\Delta S_{\text{true}} = \Delta S_{\text{app}} \cdot \Delta S^{-1} , \quad (\text{A.2})$$

と計算できる。この観測における補正值 ΔS^{-1} は、1.00 – 1.05 程度であった。各スキャンでのオフセット値および補正值を以下の表 A.1 に示した。さらに、ポインティング補正前と補正後の強度プロットを図 A.3 に示す。

表 A.1: MJD57297 の観測におけるポインティング観測の結果と補正值。図 5.6 の補正に使用。

time (UT)	Az (deg)	El (deg)	ΔAz (arcsec)	ΔEl (arcsec)	ΔS^{-1}
04:31:00	126.6	16.7	8.0	30.9	1.00
04:56:55	131.6	20.8	10.0	30.1	1.00
05:22:50	137.0	24.5	33.8	10.4	1.04
05:48:45	142.8	27.8	19.4	9.8	1.01
06:14:40	149.1	30.7	37.3	29.4	1.05
06:40:35	155.9	33.1	21.2	2.8	1.02
07:20:00	167.0	35.7	17.7	0.9	1.01
07:45:55	174.6	36.5	40.8	-0.3	1.06
08:11:50	182.3	36.6	32.1	4.7	1.04
08:37:45	190.0	36.1	15.2	4.8	1.01
09:03:40	197.5	34.8	15.3	0.5	1.01
09:29:35	204.7	33.0	5.0	-0.9	1.00
09:55:30	211.4	30.5	-2.6	-7.6	1.00
10:21:25	217.7	27.6	-2.7	-1.4	1.00
10:47:20	223.5	24.2	-12.9	-13.3	1.01
11:13:15	228.8	20.4	-25.9	-4.7	1.02
11:39:10	233.8	16.4	1.2	-20.6	1.00

列 1: 観測時刻, 列 2,3: 観測時の Az, El, 列 4,5: ガウシアンフィットから得られたポインティングオフセット, 6 列: ポインティングオフセットから計算したフラックスの補正值。

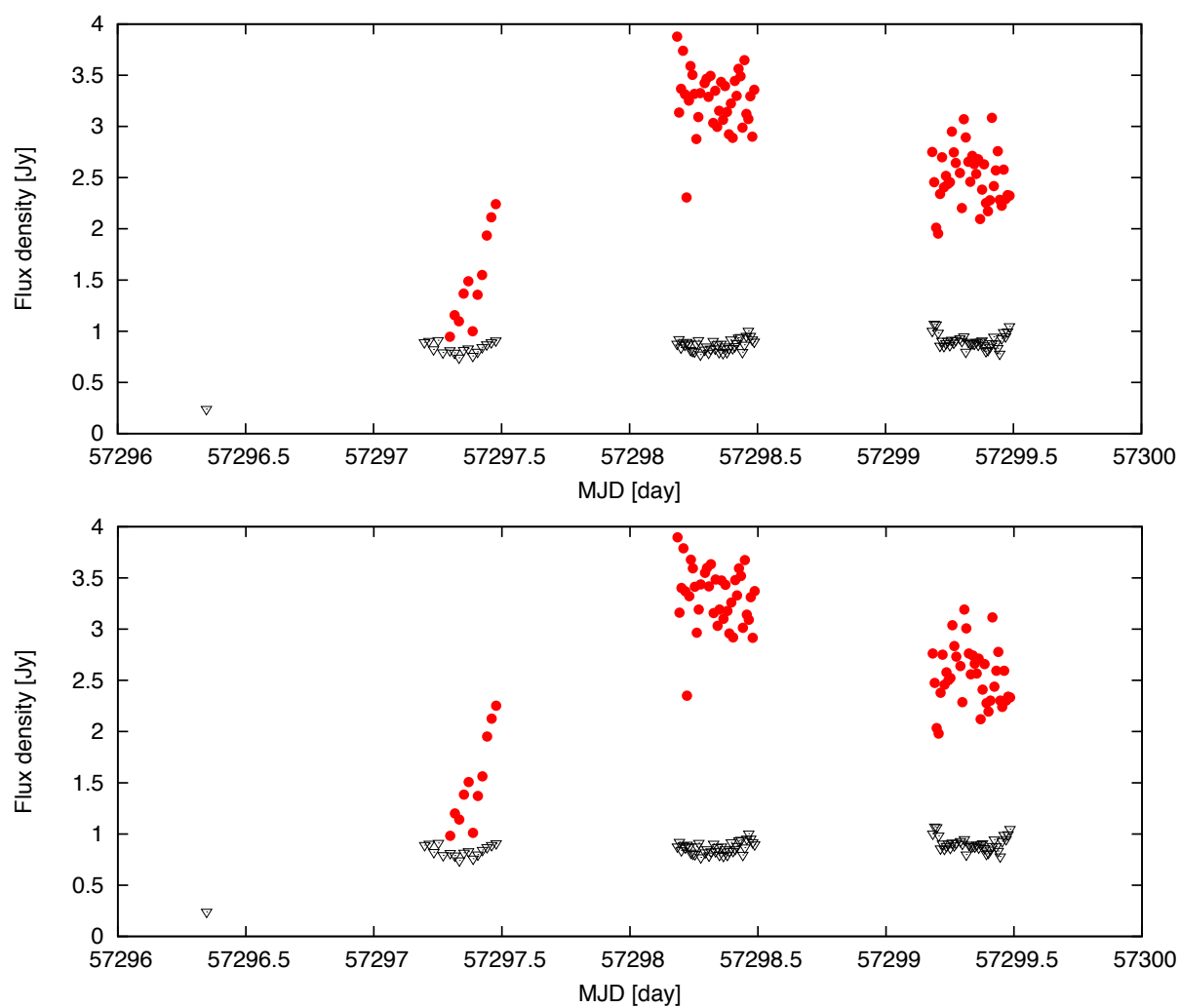


図 A.3: 表 A.1 の値を使用したポインティング補正前 (上) と補正後 (下) の強度変動プロット。

以下には、図 5.4, 5.5, 5.7 の補正に用いたポインティング観測の結果と、それぞれの補正前後のプロットを示した。

表 A.2: MJD57245 の観測におけるポインティング観測の結果と補正值。図 5.4 の補正に使用。

time (UT)	Az (deg)	El (deg)	Δ Az (arcsec)	Δ El (arcsec)	ΔS^{-1}
07:52:00	126.0	16.2	5.8	90.5	1.00
08:17:55	130.9	20.2	35.4	59.6	1.05
08:43:50	136.2	24.0	68.5	46.8	1.18
09:09:45	142.0	27.4	33.8	37.6	1.04
09:35:40	148.3	30.4	38.8	41.8	1.06
10:01:35	155.0	32.9	27.7	39.2	1.03
10:41:00	166.0	35.5	-1.8	29.9	1.00
11:06:55	173.6	36.4	36.8	39.6	1.05
11:32:50	181.3	36.7	30.7	58.2	1.03
11:58:45	189.0	36.2	32.6	46.7	1.04
12:24:40	196.5	35.1	26.6	26.4	1.03
12:50:35	203.7	33.3	8.6	38.5	1.00
13:16:30	210.5	30.9	13.1	24.3	1.01
13:42:25	216.9	28.0	8.2	27.9	1.00
14:08:20	222.7	24.7	7.2	28.5	1.00
14:34:15	228.1	21.0	-1.2	25.1	1.00
15:00:10	233.2	16.9	-6.5	28.4	1.00

表 A.3: MJD57267 の観測におけるポインティング観測の結果と補正值。図 5.5 の補正に使用。

time (UT)	Az (deg)	El (deg)	Δ Az (arcsec)	Δ El (arcsec)	ΔS^{-1}
06:25:00	125.9	16.1	-16.1	88.1	1.01
06:50:55	130.8	20.2	-12.3	70.3	1.01
07:16:50	136.1	23.9	27.3	60.9	1.03
07:42:45	141.9	27.3	6.8	46.0	1.00
08:08:40	148.1	30.3	20.2	48.7	1.01
08:34:35	154.8	32.8	-10.0	30.2	1.00
09:14:00	165.8	35.5	-31.7	24.1	1.04
09:39:55	173.4	36.4	0.8	33.7	1.00
10:05:50	181.2	36.7	5.2	41.9	1.00
10:31:45	188.9	36.2	7.3	16.2	1.00
10:57:40	196.4	35.1	10.3	5.8	1.00
11:23:35	203.6	33.3	-18.2	16.7	1.01
11:49:30	210.4	30.9	0.2	22.3	1.00
12:15:25	216.7	28.1	-19.5	17.3	1.01
12:41:20	222.6	24.7	-21.4	4.5	1.02
13:07:15	228.0	21.0	-20.3	14.1	1.02
13:33:10	233.1	17.0	-9.5	28.9	1.00

表 A.4: MJD57321 の観測におけるポインティング観測の結果と補正值。図 5.7 の補正に使用。

time (UT)	Az (deg)	El (deg)	Δ Az (arcsec)	Δ El (arcsec)	ΔS^{-1}
02:56:00	126.5	16.6	-6.3	2.6	1.00
03:21:55	131.5	20.7	1.2	-21.2	1.00
03:47:50	136.9	24.4	16.4	-23.2	1.01
04:13:45	142.7	27.7	-18.4	-20.3	1.01
04:39:40	149.0	30.7	14.6	-5.2	1.01
05:05:35	155.7	33.1	9.0	-6.1	1.00
05:45:00	166.8	35.6	-9.3	-19.7	1.00
06:10:55	174.4	36.5	31.5	-0.9	1.04
06:36:50	182.1	36.7	30.9	17.6	1.04
07:02:45	189.8	36.1	28.3	22.0	1.03
07:28:40	197.3	34.9	25.6	3.5	1.02
07:54:35	204.5	33.0	4.5	5.4	1.00
08:20:30	211.2	30.6	11.8	6.8	1.01
08:46:25	217.5	27.7	-9.6	-9.0	1.00
09:12:20	223.3	24.3	-15.1	-9.4	1.01
09:38:15	228.7	20.5	-25.3	-12.0	1.02
10:04:10	233.7	16.5	-22.4	-8.6	1.02

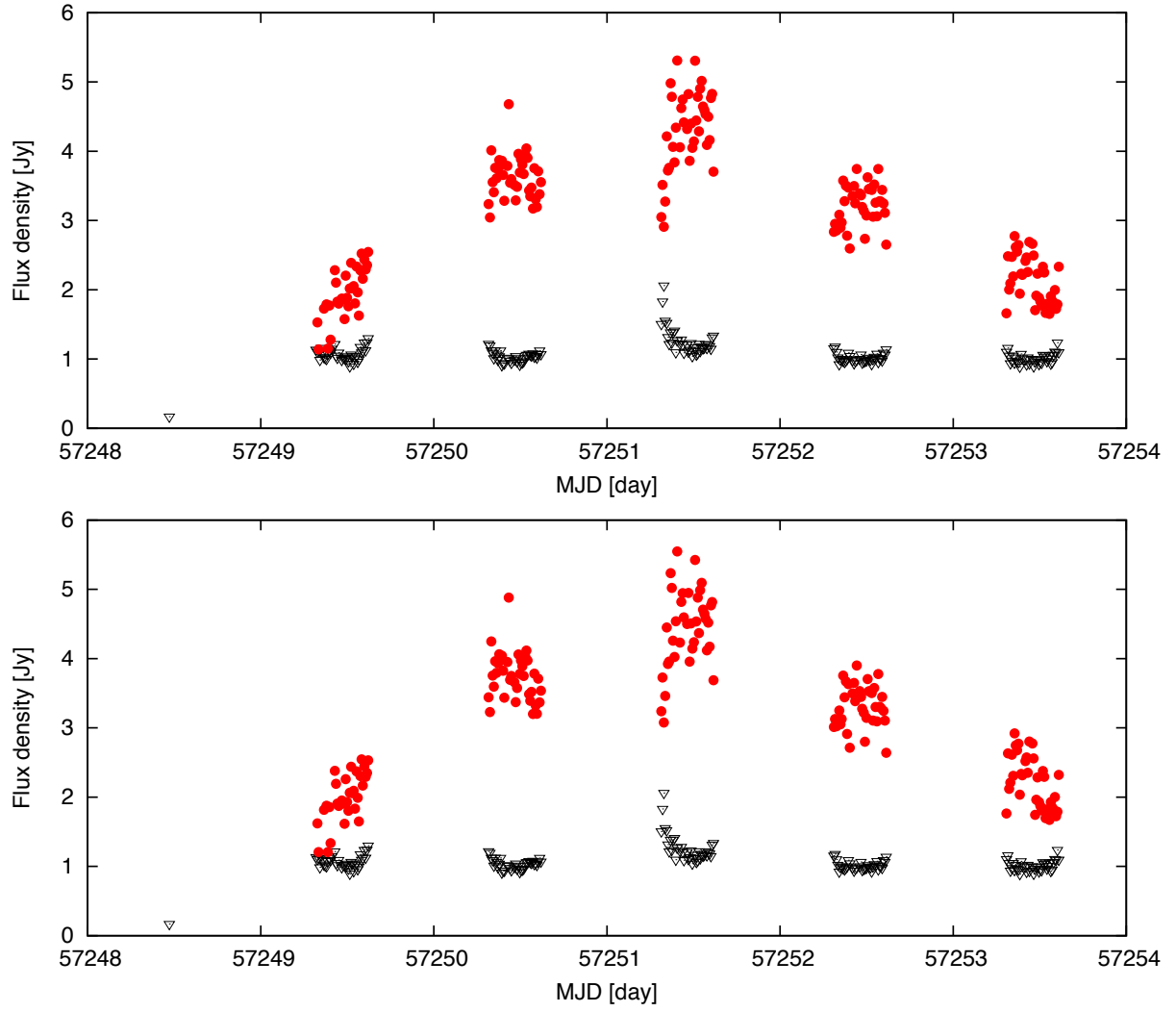


図 A.4: 表 A.2 の値を使用したポインティング補正前 (上) と補正後 (下) の強度変動プロット。

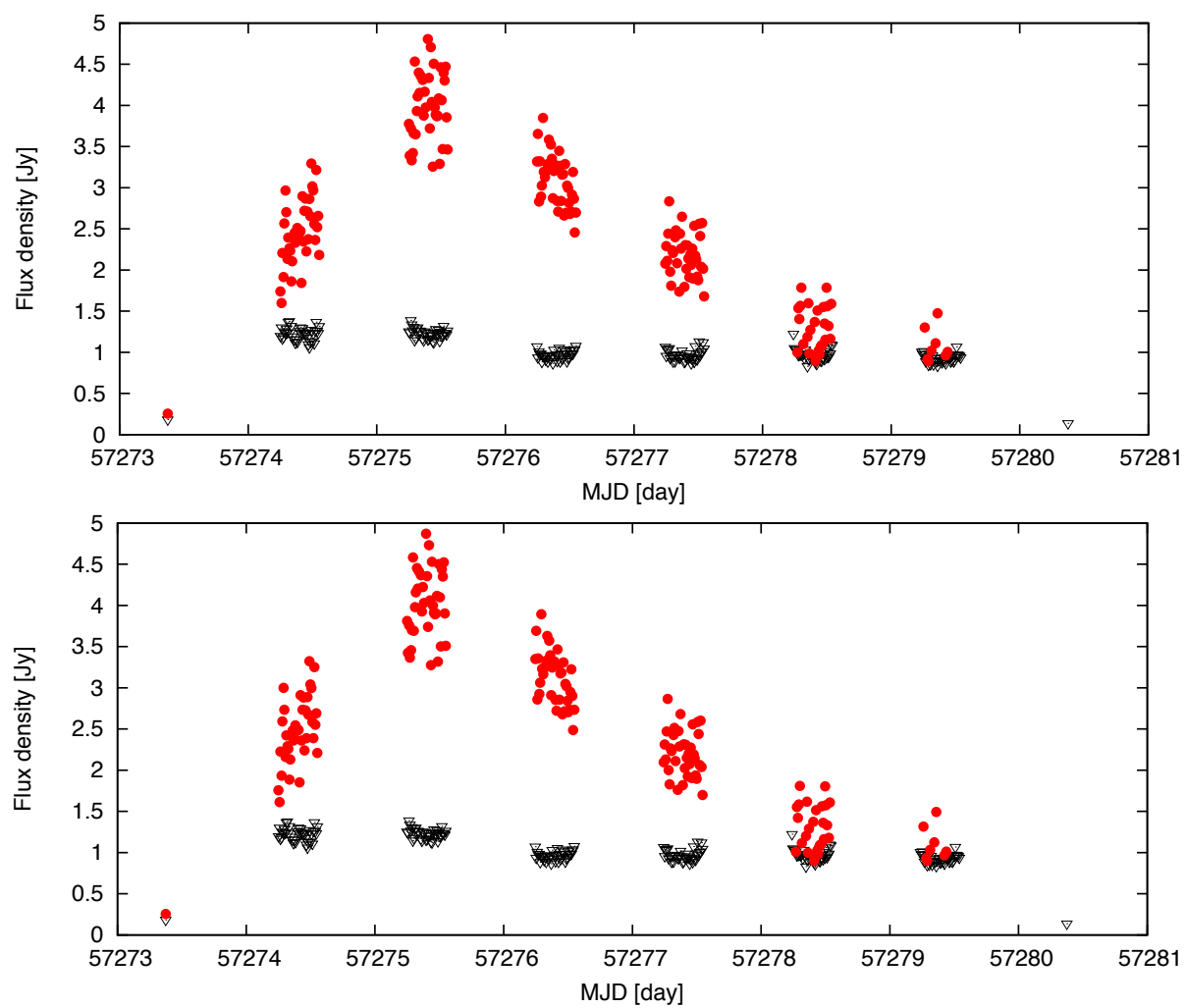


図 A.5: 表 A.3 の値を使用したポインティング補正前 (上) と補正後 (下) の強度変動プロット。

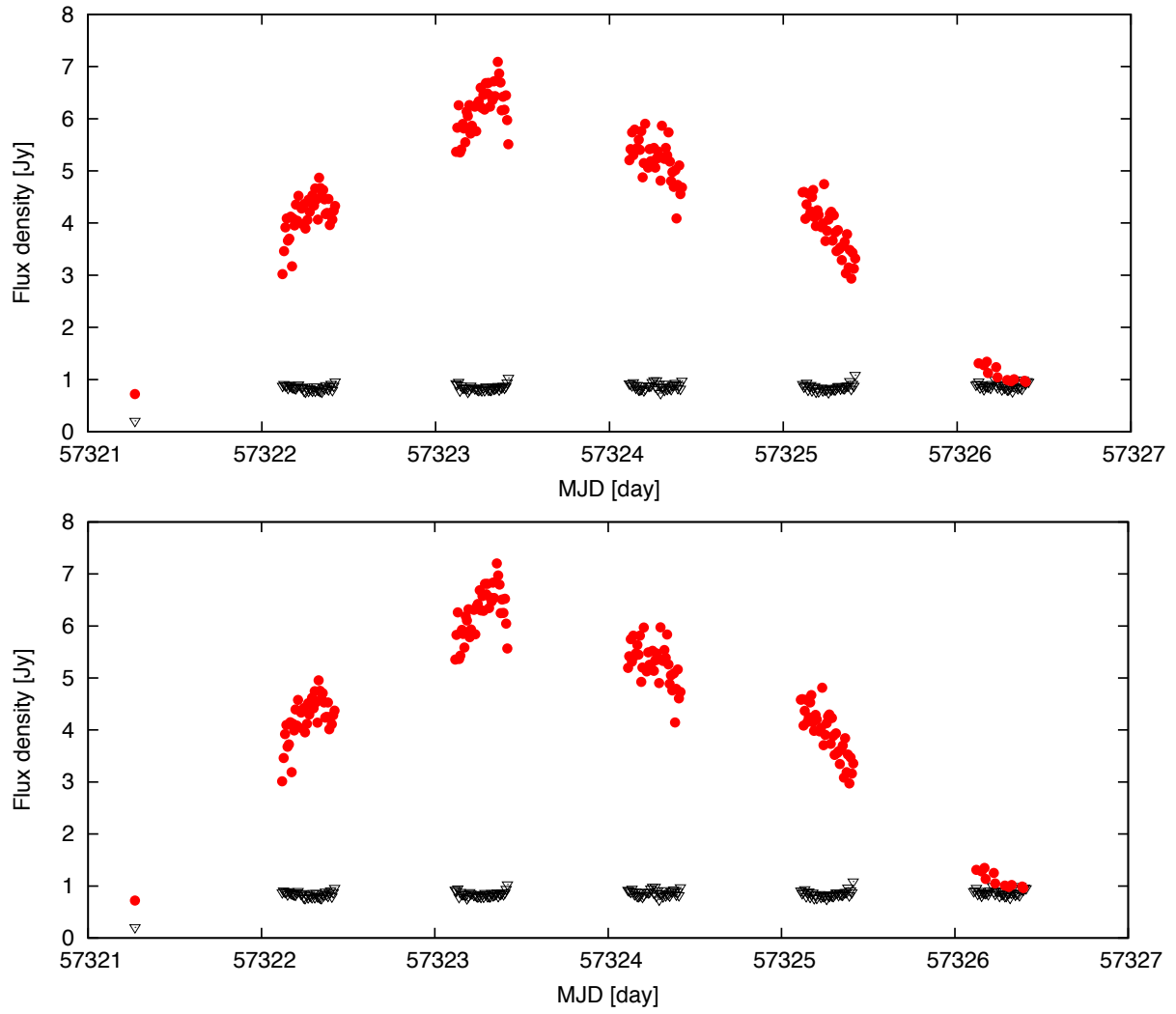


図 A.6: 表 A.4 の値を使用したポインティング補正前 (上) と補正後 (下) の強度変動プロット。

B Lomb-Scargle Periodogram

時間変動する信号 $X(t_i)$ ($i = 1, 2, \dots, N_0$) に対し、ピリオドグラムは周波数 ω の関数として以下の式で定義される (Scargle 1982)。

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X(t_j) \cos \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X(t_j) \sin \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\}. \quad (\text{B.1})$$

また、 τ は以下の式で定義される。

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_{j=1}^{N_0} \sin 2\omega t_j}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos 2\omega t_j}. \quad (\text{B.2})$$

$P_X(\omega)$ が以上のように定義される時、ピリオドグラムは以下のような特性を持つ。

1. τ を用いることで、時間方向の原点のシフトに対して不変となる。
2. $\sin$ カーブによる最小自乗フィットと等価になる。
3. $X(t_j)$ がノイズのみである時、 $P_X(\omega)$ のパワーが $\exp$ 的な確率分布に従う。

特に 3 の特性に関して、 $\exp$ 的な確率分布により、求められたピークが真の信号なのか、あるいはランダムなノイズの結果なのかを判断するために有効な確率を推定することができる。

B.1 ピリオドグラムの正規化

$P_X(\omega)$ は以下のように書き換えることができる。

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} [C^2(\omega) + S^2(\omega)]. \quad (\text{B.3})$$

ここで、

$$C(\omega) = A \sum_j X(t_j) \cos \omega(t_j - \tau), \quad (\text{B.4})$$

$$S(\omega) = B \sum_j X(t_j) \sin \omega(t_j - \tau), \quad (\text{B.5})$$

であり、

$$A(\omega) = \left[\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau) \right]^{-1/2}, \quad (\text{B.6})$$

$$B(\omega) = \left[\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau) \right]^{-1/2}, \quad (\text{B.7})$$

と定義される。ここで、 X が平均が 0 で一定の分散 σ_0^2 となるガウス分布に従うノイズであるとすると、この分布は $n(y; 0, \sigma_0^2) = 1/[\sigma_0 \sqrt{2\pi}] e^{-y^2/2\sigma_0^2}$ と書ける。この時、 $C(\omega)$ はガウス分布に従うランダムな値の和であるため、 C の平均も 0 ($\langle C \rangle = 0$) となり、

$$\sigma_C^2 = \langle C^2 \rangle = A^2 \sigma_0^2 \sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau) = \sigma_0^2, \quad (\text{B.8})$$

となる。 $S(\omega)$ についても同様に $\langle S \rangle = 0$ となるため、以下の式が成り立つ。

$$\sigma_S^2 = \langle S^2 \rangle = B^2 \sigma_0^2 \sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau) = \sigma_0^2 = \sigma_C^2 . \quad (\text{B.9})$$

以上の仮定の下で、 $C^2(\omega), S^2(\omega)$ の分布関数は以下の式で表されるガンマ関数に従う。

$$\Gamma\left(x; \alpha = \frac{1}{2}, \sigma\right) = \frac{1}{\sigma(2\pi x)^{1/2}} e^{-x/2\sigma^2} . \quad (\text{B.10})$$

$P_X(\omega)$ はガンマ分布に従う 2 つの関数の和であるから、その確率分布関数は、

$$\Gamma(z; \alpha_C + \alpha_S = 1, \sigma) = \frac{1}{\sigma^2} e^{-z/\sigma^2} , \quad (\text{B.11})$$

となる。従って、ピリオドグラムが式 (B.12) のように分散によって正規化される時のみ、ピリオドグラムの確率分布は exp 的な分布となる。

$$P_N(\omega) = P_X(\omega)/\sigma^2 . \quad (\text{B.12})$$

B.2 False-Alarm Probability

exp 的確率分布である場合、周波数 ω_0 で求められたピリオドグラムの値 $P_N(\omega_0)$ が z より高くなる確率は e^{-z} となる。ここで z は、 N_i 個の独立周波数に対して求められたピリオドグラムのうち、もっとも高いピークの値である。それぞれの周波数に対するピークの値が z を下回る確率は $1 - e^{-z}$ となるため、全てのピークが z を下回る確率は $[1 - e^{-1}]^{N_i}$ となる。すなわち、いずれかのピークが z 以上となる確率 false-alarm probability は、

$$F = 1 - [1 - e^{-z}]^{N_i} , \quad (\text{B.13})$$

と求められる。データが exp 的確率分布に従う時、false-alarm probability は z を超えるピークが発生する確率 (= 有意水準) を与える。

参考文献

- [1] Araya, E. D., Hofner, P., Gross, W. M., Kurtz, S., Richards, A. M. S., Linz, H., Olmi, L., & Sewilo, M., 2010, *ApJ*, 717, 133
- [2] Barrett, A. H., Schwartz, P. R., & Waters, J. W. 1971, *ApJ*, 168, 101
- [3] Bartkiewicz, A., Szymczak, M., van Langevelde, H. J., Richards, A. M. S., & Pihlström, Y. M., 2009, *A&A*, 502, 155
- [4] Braz, M. A. & Epchtein, N., 1983, *A&AS*, 54, 167
- [5] Breckenridge, S. M., & Kukolich, S. G., 1995, *ApJ*, 438, 504
- [6] Breen, S. L., Ellingsen, S. P., Contreras, Y., Green, J. A., Caswell, J. L., Stevens, J. B., Dawson, J. R., & Voronkov, M. A., 2013, *MNRAS*, 435, 524
- [7] Cragg, D. M., Sobolev, A. M., & Godfrey, P. D., 2005, *MNRAS*, 360, 533
- [8] Elitzur, M., & de Jong, T., 1978, *A&A*, 67, 323
- [9] Elitzur, M., 1992, *ARA&A*, 30, 75
- [10] Ellingsen, S. P., 2006, *ApJ*, 638, 241
- [11] Fujisawa, K., Sugiyama, K., Aoki, N., Hirota, T., Mochizuki, N., Doi, A., Honma, M., Kobayashi, H., Kawaguchi, N., Ogawa, H., Omodaka, T., & Yonekura, Y., 2012, *PASJ*, 64, 17
- [12] Fujisawa, K., Takase, G., Kimura, S., Aoki, N., Nagadomi, Y., Shimomura, T., Sugiyama, K., Motogi, K., Niimura, K., Hirota, T., & Yonekura, Y., 2014, *PASJ*, 66, 78
- [13] Garsía-Barreto, J. A., Burke, B. F., Reid, M. J., Moran, J. M., Haschick, A. D., & Schilizzi, R. T., 1988, *ApJ*, 326, 954
- [14] Genzel, R., Reid, M. J., Moran, J. M., & Downes, D., 1981a, *ApJ*, 244, 884
- [15] Genzel, R., Reid, M. J., Moran, J. M., & Downes, D. 1981b, *ApJ*, 247, 1039
- [16] Goedhart, S., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J., 2003, *MNRAS*, 339, L33
- [17] Goedhart, S., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J., 2004, *MNRAS*, 355, 553
- [18] Goedhart, S., Minier, V., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J., 2005, *MNRAS*, 356, 839
- [19] Goedhart, S., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J., 2007, *IAUS*, 242, 97
- [20] Goedhart, S., Langa, M. C., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J., 2009, *MNRAS*, 398, 995
- [21] Goedhart, S., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J., 2012, *IAUS*, 287, 85

- [22] Green, J. A., Caswell, J. L., Fuller, G. A., Avison, A., Breen, S. L., Brooks, K., Burton, M. G., Chrysostomou, A., Cox, J., Diamond, P. J., Ellingsen, S. P., Gray, M. D., Hoare, M. G., Masheder, M. R. W., McClure-Griffiths, N. M., Pestalozzi, M., Phillips, C., Quinn, L., Thompson, M. A., Voronkov, M. A., Walsh, A., Ward-Thompson, D., Wong-McSweeney, D., Yates, J. A., & Cohen, R. J., 2009, *MNRAS*, 392, 783
- [23] Green, J. A., Caswell, J. L., Fuller, G. A., Avison, A., Breen, S. L., Ellingsen, S. P., Gray, M. D., Pestalozzi, M., Quinn, L., Thompson, M. A., & Voronkov, M. A., 2010, *MNRAS*, 409, 913
- [24] Guzmán, A. E., Garay, G., Brooks, K. J., & Voronkov, M. A., 2012, *ApJ*, 753, 51
- [25] Hirota, T., Kim, M. K., Kurono, Y., & Honma, M., 2014, *ApJ*, 782, 28
- [26] Horne, J. H., & Baliunas, S. L., 1986, *ApJ*, 302, 757
- [27] Hosokawa, T., & Omukai, K., 2009, *ApJ*, 691, 823
- [28] Hosokawa, T., Yorke, H. W., & Omukai, K., 2010, *ApJ*, 721, 478
- [29] Inayoshi, K., Hosokawa, T., & Omukai, K., 2013a, *MNRAS*, 431, 3036
- [30] Inayoshi, K., Sugiyama, K., Hosokawa, T., Motogi, K., & Tanaka, K. E. I., 2013b, *ApJ*, 769, 20
- [31] Lomb, N. R., 1976, *Ap&SS*, 39, 447
- [32] Menten, K. M., 1991a, *ASPC*, 16, 119
- [33] Menten, K. M., 1991b, *ApJ*, 380, 75
- [34] Menten, K. M., Reid, M. J., Pratap, P., Moran, J. M., & Wilson, T. L., 1992, *ApJ*, 401, 39
- [35] Minier, V., Booth, R. S., & Conway, J. E., 2000, *A&A*, 362, 1093
- [36] Minier, V., Booth, R. S., & Conway, J. E., 2002, *A&A*, 383, 614
- [37] Minier, V., Ellingsen, S. P., Norris, R. P., & Booth, R. S., 2003, *A&A*, 403, 1095
- [38] Müller, H. S. P., Menten, K. M., & Mäder, H., 2004, *A&A*, 428, 1019
- [39] Reid, M. J., Muhleman, D. O., Moran, J. M., Johnston, K. J., & Schwartz, P. R., 1977, *ApJ*, 214, 60
- [40] Reid, M. J., & Moran, J. M., 1981, *ARA&A*, 19, 231
- [41] Reid, M. J., Menten, K. M., Zheng, X. W., Brunthaler, A., Moscadelli, L., Xu, Y., Zhang, B., Sato, M., Honma, M., Hirota, T., Hachisuka, K., Choi, Y. K., Moellembrock, G. A., & Bartkiewicz, A., 2009, *ApJ*, 700, 137
- [42] Reid, M. J., Menten, K. M., Brunthaler, A., Zheng, X. W., Dame, T. M., Xu, Y., Wu, Y., Zhang, B., Sanna, A., Sato, M., Hachisuka, K., Choi, Y. K., Immer, K., Moscadelli, L., Rygl, K. L. J., & Bartkiewicz, A., 2014, *ApJ*, 783, 130

- [43] Sánchez-Monge, Á., Cesaroni, R., Beltrán, M. T., Kumar, M. S. N., Stanke, T., Zinnecker, H., Etoka, S., Galli, D., Hummel, C. A., Moscadelli, L., Preibisch, T., Preibisch, T., Ratzka, T., van der Tak, F. F. S., Vig, S., Walmsley, C. M., & Wang, K. S., 2013, *A&A*, 552, 10
- [44] Scargle, J. D., 1982, *ApJ*, 263, 835
- [45] Shirley, Y. L., Ellsworth-Bowers, T. P., Svoboda, B., Schlingman, W. M., Ginsburg, A., Rosolowsky, E., Gerner, T., Mairs, S., Battersby, C., Stringfellow, G., Dunham, M. K., Glenn, J., & Bally, J., 2013, *ApJS*, 209, 2
- [46] Sugiyama, K., Fujisawa, K., Doi, A., Honma, M., Kobayashi, H., Murata, Y., Motogi, K., Niimura, K., Ogawa, H., Wajima, K., Sawada-Satoh, S., & Ellingsen, S. P., 2014, *A&A*, 562, 82
- [47] Szymczak, M., Wolak, P., Bartkiewicz, A., & van Langevelde, H. J., 2011, *A&A*, 531, 3
- [48] Szymczak, M., Wolak, P., & Bartkiewicz, A., 2015, *MNRAS*, 448, 2284
- [49] Tsuboi, Y., & Koyama, K., 1999, *sf99, proc*, 187
- [50] van der Walt, D. J., Goedhart, S., Gaylard, M. J., 2009, *MNRAS*, 398, 961
- [51] van der Walt, D. J., 2011, *BSRSL*, 80, 260
- [52] Walsh, A. J., Burton, M. G., Hyland, A. R., & Robinson, G., 1998, *MNRAS*, 301, 640
- [53] 赤羽賢司, 海部宣男, 田原博人 1988, 宇宙電波天文学, 共立出版
- [54] 祖父江義明, 有本信雄, 家正則 (編) 2007, シリーズ現代の天文学 5 銀河Ⅱ－銀河系, 日本評論社
- [55] 福井康雄, 犬塚修一郎, 大西利和, 中井直正, 舞原俊憲, 水野亮 (編) 2008, シリーズ現代の天文学 6 星間物質と星形成, 日本評論社
- [56] 桜井隆, 小島正宣, 小杉健郎, 柴田一成 (編) 2009, シリーズ現代の天文学 10 太陽, 日本評論社
- [57] 中井直正, 坪井昌人, 福井康雄 (編) 2009, シリーズ現代の天文学 16 宇宙の観測Ⅱ－電波天文学, 日本評論社
- [58] 石井翔太, 2015, 茨城大学大学院理工学研究科修士論文
- [59] 栗橋潤, 2011, 茨城大学大学院理工学研究科修士論文
- [60] 安井靖亮, 2016, 茨城大学大学院理工学研究科修士論文