

修士学位論文

6.7 GHz メタノールメーザーの
円偏波率の時間変動の研究

2020 年度
(令和 2 年度)

茨城大学 大学院理工学研究科

理学専攻
19NM157G
平原慶裕

Abstract

The 6.7 GHz methanol masers in the high-mass star-forming region G33.641–0.228 show bursting variability, and possible detection of circular polarization in the burst event in 2016 was reported. The bursting variability can be explained by circularly polarized background emission of gyro-synchrotron emission. However, circular polarization in 6.7 GHz methanol maser during bursts has not been studied systematically.

I investigated the degree of circular polarization in 6.7 GHz methanol masers during bursts in G14.230–0.509, G35.20–0.74, IRAS 22198+6336, and G33.641–0.228 by using monitoring data with Hitachi 32 m radio telescope.

6.7 GHz methanol masers in G14.230–0.509, G35.20–0.74, IRAS 22198+6336 showed bursting variability like G33.641–0.228, but significant circular polarization was not detected in the monitoring data.

Observations with a high cadence, obtaining data in every 10 minutes, were conducted for G14.230–0.509, IRAS 22198+6336, and G33.641–0.228 by using Takahagi 32 m radio telescope, but significant circular polarization was not detected.

Bursting variability of G14.230–0.509 and IRAS 22198+6336 may be caused by background emission with no circular polarization, which is consistent with colliding-wind binary model.

概要

大質量星形成領域 G33.641−0.228 (以下、G33 と表記) の 6.7 GHz メタノールメーザーは、特定のスペクトル成分だけが 1 日以下の時間スケールで激しい強度変動 (バースト) を示すことが知られている。このスペクトル成分の円偏波率はバースト時に最大 13% に達し、その後約 3 時間で 5% まで減少したこと、このような特徴は太陽フレアに伴うジャイロシンクロトロン放射に類似していることから、G33 のバースト成分の強度変動は原始星近傍で生じたジャイロシンクロトロン放射がメーザー増幅された可能性がある と解釈されている [1]。しかし、G33 以外で 6.7 GHz メタノールメーザーの円偏波率の時間変動が検出された天体は G9.62+0.20[2] だけであり、統計的な調査は行われていない。

本研究では、日立 32 m 電波望遠鏡による 6.7 GHz メタノールメーザーの両円偏波強度同時モニター観測のデータを用いて、6.7 GHz メタノールメーザーの円偏波率の時間変動の探索を行った。G33 のような 1 日で強度が 2 倍以上に増大する速度成分を有する G14.230−0.509 (以降、G14)、G35.20−0.74 (以降、G35)、IRAS 22198+6336 (以降、IRAS 22198) の 3 天体と、G33 に対して、強度変動に伴う円偏波率の変動を調査した。

全観測期間に渡る円偏波率の平均値に対して 3 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率をとるデータ点を探したが、そのようなデータ点は検出されなかった。条件を 2 シグマに緩めると、G33 で増光に伴って 2.4 シグマの有意度の円偏波率が検出された。また、IRAS 22198 でも増光に伴って 2.2 シグマの有意度の円偏波率が検出された。

日立モニター観測データを解析した 4 天体のうち、2.2 シグマの有意度で平均値から異なる円偏波率を観測した IRAS 22198 と、先行研究でバースト時の円偏波が報告されている G33、そして IRAS 22198 と似た特徴 (周期的なバースト) をもつ G14 の 3 天体に対して、高萩 32 m 電波望遠鏡を用いた高頻度円偏波観測を行った。IRAS 22198 と G14 の強度変動機構は colliding-wind binary モデルであるとする先行研究 [3][4] がある。このモデルでは自由-自由放射を種光子とするのでメーザーの円偏波は生じないはずだが、G33 との比較対象として観測天体に加えた。観測は 2020 年 9 月 8 日から 11 月 18 日にかけて、アンテナ保守等の日を除いて毎日行った。周期的なバーストを起こす IRAS 22198 と G14 については、予めバースト時期を予測して観測を行うことにより、合計 2 回のバースト期間が捉えられた。これら 2 天体を観測しない日は G33 を観測したが、バーストは捉えられなかった。IRAS 22198 と G14 に対して、各観測日における平均円偏波率に対して 3 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率をとるデータ点を探したが、そのようなデータ点はなかった。また、円偏波率の日変動を日立モニター観測結果と比較するために、各観測日の平均円偏波率を全観測期間に渡って平均した値に対して、各観測日の平均円偏波率が 3 シグマ以上の有意度で異なる値をとっていないか探したが、そのようなデータ点はなかった。

以上のことから、IRAS 22198 と G14 は円偏波していない種光子によって強度変動が引き起こされている可能性がある。これら 2 天体の強度変動機構と考えられている colliding-wind binary モデルでは自由-自由放射が種光子の起源であるので円偏波は生じないはずであり、今回の観測結果と矛盾しない。また、冒頭に述べた先行研究において G33 の円偏波が検出されたのは 2016 年 1 月であり、日立 32 m 電波望遠鏡を用いて両円偏波同時観測を始めた 2017 年 11 月よりも前である。それぞれの観測結果が正しいものであったとすると、G33 の円偏波率は観測時期によって変動している可能性がある。

目次

1	導入	2
2	日立 32 m 電波望遠鏡円偏波強度モニター観測データの解析	3
2.1	観測と強度時系列データの作成	3
2.2	取得済み強度の較正	5
2.3	円偏波率解析	9
2.4	議論	17
2.5	まとめ	21
3	高萩 32 m 電波望遠鏡による高頻度円偏波観測	22
3.1	観測	22
3.2	指向誤差と開口能率の変化による強度変動の補正	26
3.3	観測結果	28
3.4	議論	30
3.5	まとめ	31
4	全体のまとめ	32
付録 A	R-Sky 法	34
付録 B	解析に使用したプログラムについて	35

1 導入

大質量星が周囲の星間空間に与える影響は非常に大きい。例えば、大質量星の強力な紫外線放射は周囲の星間ガスを電離する。また一生の最後に超新星爆発を起こした際には、重元素を生成し、星間空間に放出する。さらに、超新星爆発の衝撃波は周囲の星間物質を圧縮し、次の星形成を誘発する。このような大質量星がどのくらいの頻度で生まれてくるのかを明らかにすることは、銀河の進化、最終的には宇宙の進化の理解のために重要である。そのためには大質量星の形成について理解を深める必要がある。

大質量星形成領域 G33.641-0.228（以下、G33 と表記）の 6.7 GHz メタノールメーザーは特定のスペクトル成分だけが 1 日以下の時間スケールで激しい強度変動（バースト）を示す [5]。また、このスペクトル成分の円偏波率がバースト時に最大 13% に達し、その後約 3 時間で 5% まで減少したことが検出されたこと、このような特徴は太陽フレアに伴うジャイロシンクロトロン放射に類似していることから、G33 のバースト成分の強度変動は大質量星形成領域で生じたジャイロシンクロトロン放射がメーザー増幅された可能性が高いと解釈されている [1]。

G33 以外に 6.7 GHz メタノールメーザーの円偏波率の時間変動が検出された天体は、G9.62+0.20（フレア成分の増光ピーク時にゼーマン分裂の反転を検出した [2]）だけであり、統計的な調査は行われていない。

一方、茨城大学電波天文観測研究室では 2017 年 11 月から日立 32 m 電波望遠鏡を用いて、6.7 GHz メタノールメーザーが付随する 472 天体に対して左右両円偏波強度の同時モニター観測を行っている。観測頻度は、163 天体に対しては 5 日に 1 回以上（最短で 1 日間隔）の頻度で、残りの 309 天体については少なくとも 50 日に 1 回の頻度で観測している。このモニター観測データを用いることにより、6.7 GHz メタノールメーザーの円偏波率の時間変動についての統計的な調査が可能になる。

ただし、モニター観測における速度分解能は 44 m/s であり、ゼーマン分裂およびその分裂幅の変動の検出は困難である（EVN が行った 6.7 GHz メタノールメーザーに対するゼーマン効果の観測ではゼーマン分裂の幅 ΔV_z が $-10.9 \pm 1.6 \text{ m/s} \leq \Delta V_z \leq +8.4 \pm 1.8 \text{ m/s}$ のように得られている [6]）。よって本研究では、種光子の円偏波率が時間変動することに起因する 6.7 GHz メタノールメーザーの円偏波率の時間変動の探索を行った。

6.7 GHz メタノールメーザーの円偏波率の時間変動を調べる意義は 2 点ある。第一に、6.7 GHz メタノールメーザーの強度変動機構に制約を与えられる可能性である。6.7 GHz メタノールメーザーの強度変動機構の 1 つに背景光（種光子）の変動がある [7]。もし背景光の偏波状態がメーザー増幅から観測者に届くまでの過程で保存されるのであれば、メーザー放射の円偏波率は背景光の円偏波率を反映していることになる。よって、メーザーの強度変動に伴って円偏波率が変動した場合には、放射強度が変動しかつ円偏波する背景放射（例えば、ジャイロシンクロトロン放射）を有力な候補として考える必要がある。

第二に、ジャイロシンクロトロン放射がメーザー増幅された場合、ジャイロシンクロトロン源の

磁場強度を導出できる可能性がある。指数型のエネルギー分布に従う電子が強度 B (単位はガウス) の磁場に巻き付いてジャイロシンクロトロン放射を放射すると、円偏波率 π は

$$\pi \simeq 1.26 \times 10^{0.035\delta} \times 10^{-0.071 \cos \theta} \left(\frac{\nu}{2.8 \times 10^6 B} \right)^{-0.782+0.545 \cos \theta} \quad (1)$$

となる [8]。ただし、 δ は電子のエネルギー分布のべき

$$n(E) = (\delta - 1)E_0^{\delta-1}NE^{-\delta} \quad (2)$$

(N は 1 cm^3 あたりに存在するエネルギー $E_0 = 10 \text{ keV} = 1.6 \times 10^{-8} \text{ erg}$ 以上の電子の数) である。また、 θ は磁場と観測者の視線のなす角、 ν は観測周波数である。 δ と θ を見積もることができれば、メーザーの円偏波率 π からジャイロシンクロトロン源の磁場強度 B が導出できる。

星形成領域において、ジャイロシンクロトロン放射は稀な放射機構ではない。へびつかい座の星形成領域にある 59 個の young stellar sources のうち、少なくとも半分はジャイロシンクロトロン源とされている [9]。また、みなみのかんむり座分子雲付近にある class I の原始星 IRS 5 では、円偏波率が 1 日で 10% から 37% へと変動したことが検出されており、ジャイロシンクロトロン放射に起因すると考えられている [10]。T Tau Sb に対して行った VLBI 観測では、100% に達する円偏波率が検出されている [11]。

以上を踏まえて、本研究では日立 32 m 電波望遠鏡による 6.7 GHz メタノールメーザーの左右両円偏波強度モニター観測データを用いて、メーザーの強度変動に伴う円偏波率の変動の調査を行った。さらに、その調査結果を踏まえて選出された 3 天体に対して、高萩 32 m 電波望遠鏡を用いた高頻度な (10 分に 1 回程度の) 円偏波観測を行った。

2 日立 32 m 電波望遠鏡両円偏波強度モニター観測データの解析

2.1 観測と強度時系列データの作成

茨城大学電波天文観測研究室では 2017 年 11 月から、日立 32 m 電波望遠鏡を用いて 6.7 GHz メタノールメーザーの左右両円偏波強度の同時モニター観測を行っている。モニターしている天体数は 472 天体で、そのうちの 163 天体を 5 日に 1 回以上の頻度で (最も高頻度で毎日) 観測し、残りの 309 天体は少なくとも 50 日に 1 回の頻度で観測を行っている。観測諸元とモニター観測の概要を表 1、表 2 に示した。

モニター観測で取得されたスペクトルは、R-sky 法による強度較正、開口能率の補正、ベースラインフィットがなされたあと、3 チャンネル毎に移動平均がとられる。この移動平均を取ったスペクトルに対して、メーザーのスペクトル成分 (以降、速度成分) を切り取るような速度範囲を予め決めておき (図 1) 各速度範囲内で最も強度が強いチャンネルの速度と強度を記録している。以後、この記録した強度を「取得済み強度」と呼ぶ。

モニター観測では観測を行う方位角、仰角を天体ごとに揃えているが、例外的に異なる方位角、仰角で観測を行うことがある。観測が行われた方位角、仰角が異なると、アンテナの開口能率と指

向誤差の影響も異なり、結果的に取得済み強度に残る誤差の性質も異なる可能性があるので、以降の解析には、このような例外的な方位角、仰角で取得されたデータを除いたものを用いる。

表 1 日立 32m 電波望遠鏡の観測諸元

観測偏波	右円偏波 (RHCP) と左円偏波 (LHCP)
観測周波数	6.664 – 6.672 GHz
分光点数	8192 点
速度分解能	$0.044 \times 3 \text{ km/s}$ (3 ch. 移動平均後)
ビームサイズ	4.6 arcmin
ノイズの 1 シグマ	0.3 Jy 程度 (5 分積分時)

表 2 モニター観測の概要

観測対象	6.7 GHz メタノールメーザー
モニター天体数 (ポインティング数)	472 天体 (433 点)
観測期間	2017 年 11 月 21 日 (MJD = 58078) – 現在
観測頻度	全天体のうち、163 天体を 5 日に 1 回以上の頻度で観測 (最も高頻度で毎日)、 残りの 309 天体は、50 日に 1 回は観測。
強度較正	R-sky 法、開口能率の補正

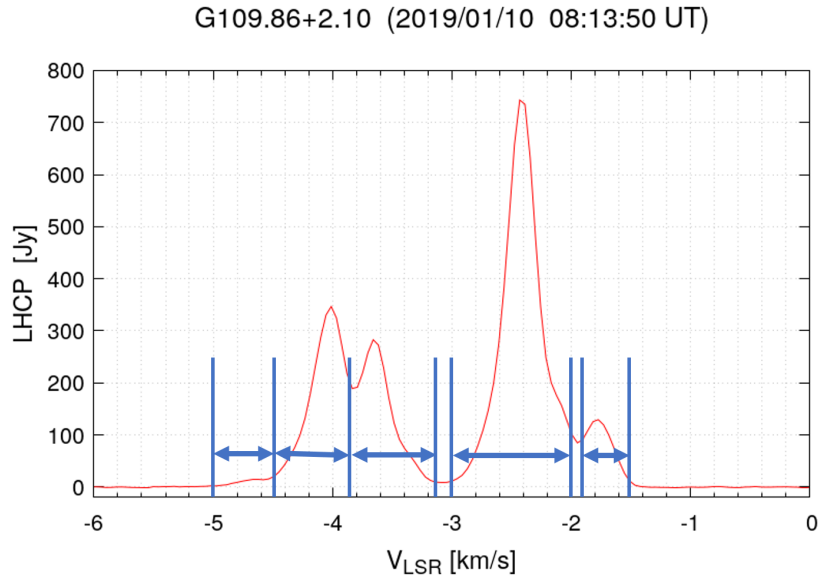


図 1 取得済み強度の記録の仕方の例。各速度成分を切り取るように速度範囲（青の両端矢印）をあらかじめ決めておき、各速度範囲内で最も強度の強いところの速度と強度を記録する。

2.2 取得済み強度の較正

取得済み強度の時系列プロットには LHCP と RHCP で独立かつ、複数の天体で同期した変動がみられた（図 2）。よって、取得済み強度の変動には、天体固有の変動だけでなく、天体起因でない LHCP と RHCP で独立な強度変動が含まれている可能性が高い。本研究では円偏波率を、取得済み強度の LHCP 強度を $F_{\nu}^{(L)}$ 、RHCP 強度を $F_{\nu}^{(R)}$ として

$$\frac{F_{\nu}^{(R)} - F_{\nu}^{(L)}}{F_{\nu}^{(R)} + F_{\nu}^{(L)}} \quad (3)$$

のように導出するが、分母分子で天体起因でない強度変動が相殺されず、天体固有の円偏波率を導出できない。そこでまず、取得済み強度の較正を行った。

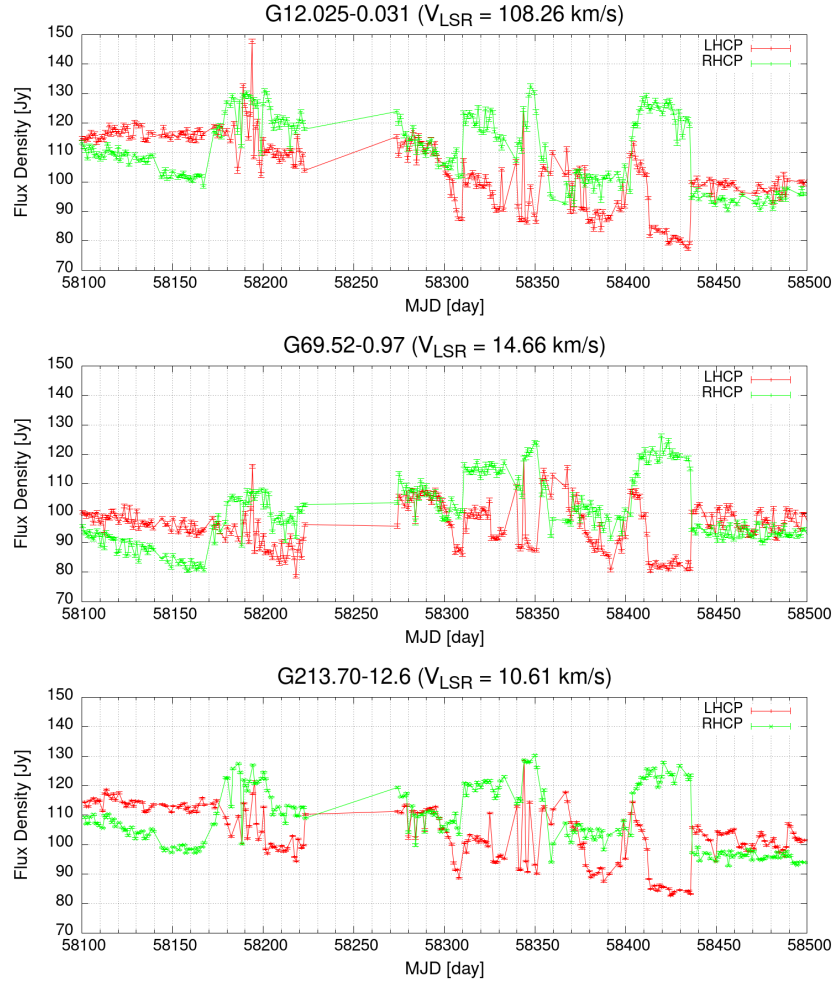


図 2 異なる 3 天体に付随する速度成分の強度時系列プロット。LHCP 強度（赤線）が 3 天体で同じように変動している。RHCP 強度（緑線）は、LHCP とは別の変動パターンで、3 天体で同じように変動している。

■ 較正の方針 日立モニター観測では強度が全く変動しないことが明らかな天体を観測していないので、以下のようにして取得済み強度の較正を行う。

まず、真の強度変動が小さいと思われる速度成分を複数天体から選出し、キャリブレーションとする。以下では、キャリブレーション i の観測日 j における LHCP フラックス密度を $S_{\nu}^{(L)}(i, j)$ と表記する。

天体起因でない強度変動は 1 日の観測内に起こらないと仮定すると、以下に示す方法で各観測日の強度の補正係数を導出できると考えられる。

1. まず、各キャリブレーションに対して、全観測期間の平均強度 $\langle S_{\nu}^{(L)}(i) \rangle$ を求め、各観測日の強

度を

$$\frac{S_{\nu}^{(L)}(i, j)}{\langle S_{\nu}^{(L)}(i) \rangle}$$

のように規格化する。

2. 全キャリブレーション全観測日にわたる規格化強度の標準偏差

$$\sigma^{(L)} = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} \left(\frac{S_{\nu}^{(L)}(i, j)}{\langle S_{\nu}^{(L)}(i) \rangle} - 1 \right)^2}{X}}$$

を求める（ X は全データ点の数）。

3. もし各観測日の天体起因でない強度変動が適切に除去されたならば、標準偏差は上記 $\sigma^{(L)}$ よりも小さくなるはずである。すると、各観測日の強度に係数 $\alpha_j^{(L)}$ を掛け、

$$S_{\nu}'^{(L)}(i, j) \equiv \alpha_j^{(L)} S_{\nu}^{(L)}(i, j)$$

とし、 $S_{\nu}'^{(L)}(i, j)$ を用いて導出した全キャリブレーション全観測日にわたる規格化強度の標準偏差

$$\sigma'^{(L)} = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} \left(\frac{S_{\nu}'^{(L)}(i, j)}{\langle S_{\nu}'^{(L)}(i) \rangle} - 1 \right)^2}{X}}$$

を最小にする係数の組み合わせが、各観測日の強度の補正係数として、もっともらしいはずである。

■ 最急降下法 本解析では、上述の較正方針に従って各観測日の強度の補正係数を導出した。標準偏差 $\sigma'^{(L)}$ を補正係数 α の関数として明示的に書くと、

$$\sigma'^{(L)}(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N) = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} \left(\frac{\alpha_j^{(L)} S_{\nu}^{(L)}(i, j)}{\sum_k \alpha_k^{(L)} S_{\nu}^{(L)}(i, k) / N_i} - 1 \right)^2}{X}} \quad (4)$$

となる。ただし、 N_i はキャリブレーション i の全観測日数である。各観測日の補正係数の導出は、 $\sigma'^{(L)}(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N)$ を最小にする $(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N)$ を求めよ、という問題に言い換えることができる。このような問題は「最適化問題」と呼ばれる。最適化問題を解く方法として、考え得るすべての補正係数のパターンをしらみつぶしに当たるといいうやり方があるが、補正係数のパターンが多すぎるので計算時間が長くなってしまふ。

より効率よく解を探す手法として最急降下法がある。多変数関数 $f(x)$ を最小にする x を見つけた場合、最急降下法は以下の手順で解を探索する。

1. 初期位置 x_0 における勾配 $\text{grad}f(x_0)$ を計算する。
2. $-\text{grad}f(x_0)$ 方向、つまり $f(x_0)$ がもっとも減少する方向に微小変位する。
3. 変位したところを改めて初期位置 x_0 とし、再び勾配を計算して $-\text{grad}f(x_0)$ 方向に微小変位する。これを $\text{grad}f = 0$ になるまで繰り返す。 $\text{grad}f = 0$ となったときの x が f を最小にする変数の組み合わせである（あるいは、その可能性がある）。

本解析では、最急降下法を用いて補正係数の導出を行った。初期位置、つまり探索開始時の補正係数の組み合わせは $(1, 1, \dots, 1)$ とした。

■ キャリブレーションの選出 真の強度変動が小さいと思われる速度成分を複数天体から選出しキャリブレーションとしたいが、真の強度変動が小さいかどうかを強度時系列プロットを目視して判断するのは人間の主観が大いに影響する。できる限り機械的にキャリブレーションを選出するのが望ましい。そこで本解析では、全天体の全速度成分をキャリブレーションとし強度変動の著しい期間のデータを除いたものを使って補正係数を探す、というやり方を取った。ただし、全観測期間に渡ってノイズの3シグマ以上の強度を保っていない速度成分は、信号雑音比が小さく、強度の誤差が大きいため、キャリブレーションから除外した。各キャリブレーションに対して、強度変動の著しい期間のデータを以下の手順で除外した。

1. 全観測期間にわたる強度の平均値と標準偏差を求めて、強度が平均値から閾値以上離れていたらバースト期と判定し、そのデータを除外する。
2. 除外すると平均値、標準偏差が変わるので、再度同じ計算を行う。
3. 閾値以上のデータ点がなくなるまで、上記の手順 1、2 を繰り返す。

閾値の設定には任意性があるが、本解析では3シグマ（強度の標準偏差の3倍）に設定した。強度変動の著しい期間のデータが除かれたキャリブレーションの例として、除外前後の強度時系列プロットを重ねたものを図3と図4に示した。強度変動の著しい期間のデータは概ね除去できているとして、閾値3シグマで除外後のデータを用いて補正係数を導出した。

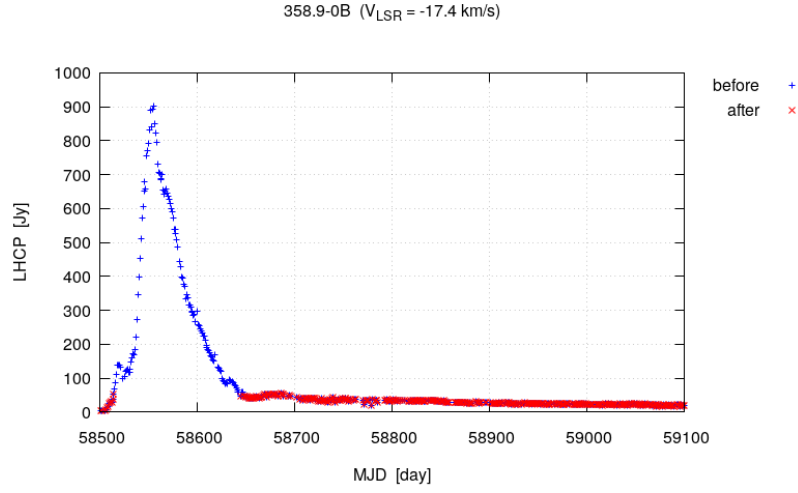


図 3 G358.931-0.030 の -17.4 km/s 成分の強度変動プロット。強度変動が著しい期間の除外前を青で、除外後を赤で示した。

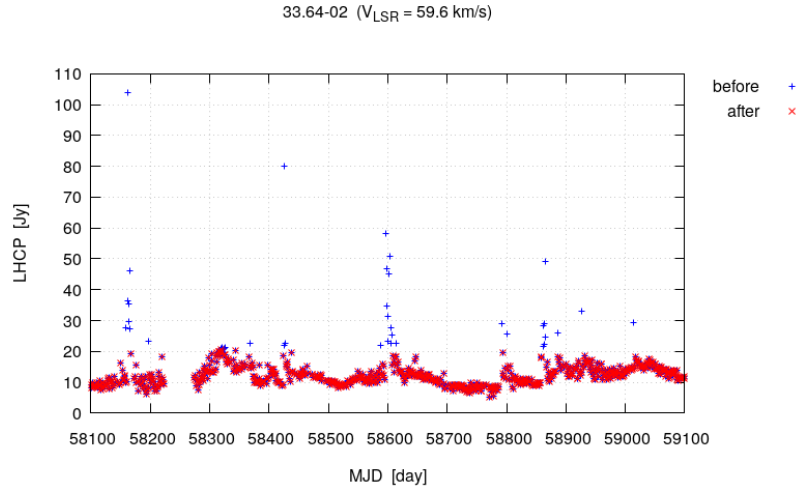


図 4 G33.641-0.228 の 59.6 km/s 成分の強度変動プロット。強度変動が著しい期間の除外前を青で、除外後を赤で示した。

2.3 円偏波率解析

以降の解析では、セクション 2.2 で導出した補正係数を用いて較正した取得済み強度を用いる。較正の効果の例を示すために、強度変動プロットを目で見て真の強度変動が小さいと思われる速度成分 G12.025-0.031 の 108.26 km/s 成分の強度変動プロットを図 5 に示した。図 5 において、LHCP 強度の標準偏差は 8.6 Jy から 6.3 Jy に改善した。また RHCP 強度の標準偏差は 16 Jy か

ら 6.6 Jy に改善した。

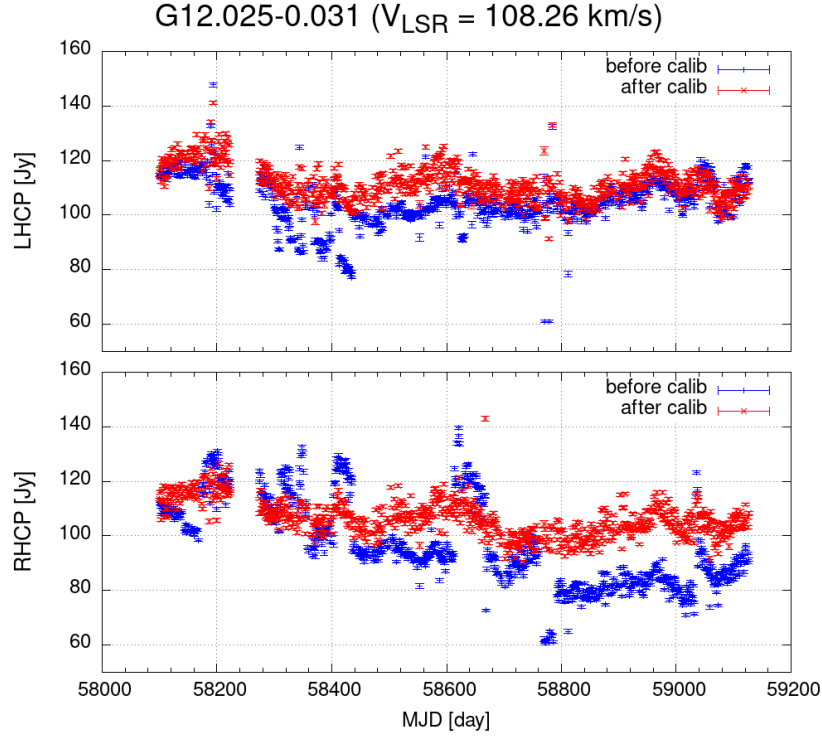


図 5 真の強度変動が小さいと思われる G12.025-0.031 の 108.26 km/s 成分の取得済み強度に対して、補正を行う前（青）と行った後（赤）の強度変動プロットを比較した図。

ジャイロシンクロトロン放射がメーザー増幅された場合、メーザー放射の円偏波率は 10% を超えるような高い円偏波率になることが期待される。そこで、全モニター天体のうち、G33 のパースト成分のような 1 日で強度が 2 倍以上に上昇する速度成分について、増光に伴う円偏波率の変動を調べた。

まず、LHCP または RHCP のどちらか一方の強度が 1 日で有意に 2 倍以上上昇した速度成分を、163 天体（表 2）の中から探した。ある観測日の LHCP または RHCP の強度とノイズの 1 シグマを $F_{\nu 1}$ 、 σ_1 とし、その前日の強度とノイズの 1 シグマを $F_{\nu 0}$ 、 σ_0 とし、

$$2 \leq \frac{F_{\nu 1}}{F_{\nu 0}} - 3 \left[\sqrt{\left(\frac{\sigma_0}{F_{\nu 0}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_1}{F_{\nu 1}} \right)^2} \times \frac{F_{\nu 1}}{F_{\nu 0}} \right] \quad (5)$$

を満たす強度変動を示した速度成分を有意に 2 倍以上上昇した速度成分とした。式 (5) の右辺第 2 項の角括弧内は強度比 $F_{\nu 1}/F_{\nu 0}$ の誤差を表している。それを 3 倍しているのは有意度を 3 シグマとしているためである。163 天体について調査を行い、選出された速度成分を表 3 に示した。

表 3 1 日で有意に 2 倍以上の強度上昇を示した速度成分。特に、G35.20−0.74 を除く 3 天体では 2 倍以上の強度上昇を 2 回以上記録した。

天体名 (略称)	LSR 速度	1 日で 2 倍以上の強度上昇 を記録した回数
G14.230−0.509 (G14)	25.3 km/s	7
G33.641−0.228 (G33)	59.6 km/s	7
G35.20−0.74 (G35)	36.6 km/s	1
IRAS 22198+6336 (IRAS 22198)	−9.2 km/s	4
IRAS 22198+6336 (IRAS 22198)	−7.3 km/s	14

次に、選出した速度成分について各観測日の円偏波率とその誤差を導出した。円偏波率は、LHCP の強度を $F_{\nu}^{(L)}$ 、RHCP の強度を $F_{\nu}^{(R)}$ として

$$\pi = \frac{F_{\nu}^{(R)} - F_{\nu}^{(L)}}{F_{\nu}^{(R)} + F_{\nu}^{(L)}} \quad (6)$$

で導出した。セクション 2.2 で導出した補正係数で補正する前の取得済み強度に含まれる誤差は

- ノイズに起因するランダム誤差
- 系統誤差
 - － セクション 2.2 の較正で除去できる系統誤差
 - － セクション 2.2 の較正で除去できない系統誤差（以下の箇条書きはその例）
 - * 1 日以内の時間スケールで変動する系統誤差
 - * R-sky 法で、アンテナ周囲の温度と大気の温度が等しいと仮定したことによる強度誤差（R-sky 法については付録 A を参照）

である。そして、補正後の取得済み強度に含まれる誤差は

- ノイズに起因するランダム誤差
- 系統誤差
 - － セクション 2.2 の較正で除去できない系統誤差（以下の箇条書きはその例）
 - * 1 日以内の時間スケールで変動する系統誤差
 - * R-sky 法で、アンテナ周囲の温度と大気の温度が等しいと仮定したことによる強度誤差

– セクション 2.2 の較正精度に起因する強度の系統誤差

である。

強度のランダム誤差に起因して、円偏波率のランダム誤差 $\delta\pi_{\text{rand}}$ が生じる。円偏波率のランダム誤差は、LHCP および RHCP のノイズの 1 シグマをそれぞれ σ_L, σ_R として

$$\delta\pi_{\text{rand}} = \sqrt{\left(\frac{\partial\pi}{\partial F_\nu^{(L)}}\sigma_L\right)^2 + \left(\frac{\partial\pi}{\partial F_\nu^{(R)}}\sigma_R\right)^2} \quad (7)$$

$$= \frac{2F_\nu^{(R)}F_\nu^{(L)}}{(F_\nu^{(L)} + F_\nu^{(R)})^2} \sqrt{\left(\frac{\sigma_L}{F_\nu^{(L)}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_R}{F_\nu^{(R)}}\right)^2} \quad (8)$$

で求めた。一方、強度の系統誤差は現段階で見積もられていないので、それに起因する円偏波率の系統誤差も導出していない。

次に、選出した速度成分について、円偏波率の変動を調べた。円偏波率が変動するタイミングは、現段階で不明である。そこで、全観測期間の円偏波率の平均値 $\bar{\pi}$ に対して 3 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率 π をとるデータ点、つまり

$$3 \leq \frac{|\pi - \bar{\pi}|}{\sqrt{(\delta\pi_{\text{rand}})^2 + (\delta\bar{\pi})^2}} \quad (9)$$

を満たすデータ点を探した。上式の $\delta\bar{\pi}$ は円偏波率の平均値の誤差である。この $\delta\bar{\pi}$ には円偏波率のランダム誤差と円偏波率の系統誤差が寄与する。円偏波率のランダム誤差 $\delta\pi_{\text{rand}}$ に起因する平均円偏波率の誤差 $\delta\bar{\pi}_{\text{rand}}$ は

$$\delta\bar{\pi}_{\text{rand}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \frac{1}{(\delta\pi_{i,\text{rand}})^2}}} \quad (10)$$

で求めた。ただし、 $\delta\pi_{i,\text{rand}}$ は観測日 i の円偏波率のランダム誤差である。円偏波率の系統誤差に起因する平均円偏波率の誤差 $\delta\bar{\pi}_{\text{sys}}$ は全観測期間の円偏波率の標準偏差

$$\delta\bar{\pi}_{\text{sys}} = \sqrt{\frac{\sum_i (\pi_i - \bar{\pi})^2}{N - 1}} \quad (11)$$

とした。ただし、 π_i は観測日 i における円偏波率である。円偏波率の標準偏差には天体起因の本質的な円偏波率のばらつきや円偏波率のランダム誤差 $\delta\pi_{\text{rand}}$ の影響が含まれているはずなので、 $\delta\bar{\pi}_{\text{sys}}$ の真の値 $\delta\bar{\pi}_{\text{sysREAL}}$ に対して

$$\delta\bar{\pi}_{\text{sysREAL}} < \delta\bar{\pi}_{\text{sys}} \quad (12)$$

のように大きめに見積もっている可能性がある。最終的な円偏波率の平均値の誤差は、両者の 2 乗和のルートをとった

$$\delta\bar{\pi} = \sqrt{(\delta\bar{\pi}_{\text{rand}})^2 + (\delta\bar{\pi}_{\text{sys}})^2} \quad (13)$$

とした。

表 3 の速度成分に対して平均円偏波率とその誤差を導出し、表 4 に示した。

表 4 1 日に有意に 2 倍以上の強度上昇を示した速度成分の平均円偏波率とその誤差。ただし、誤差は大きめに見積もっている可能性がある。

天体名	LSR 速度	平均円偏波率 [%]
G14.230-0.509	25.3 km/s	-4.4 ± 7.6
G33.641-0.228	59.6 km/s	$+2.9 \pm 4.3$
G35.20-0.74	36.6 km/s	-1.9 ± 4.0
IRAS 22198+6336	-9.2 km/s	-1.5 ± 6.5
IRAS 22198+6336	-7.3 km/s	-1.7 ± 5.0

平均円偏波率の誤差を大きめに見積もっている可能性はあるが、表 3 の速度成分に対して式 (9) をみたすデータ点、つまり、平均円偏波率から 3 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率を取るデータ点を、全観測期間から探した。しかし、そのようなデータ点はどの成分にも見つからなかった。各成分において、平均円偏波率に対して最も有意に異なる円偏波率を取ったデータ点の有意度とその円偏波率を、表 5 に示した。

なお、有意度が 2 シグマを超えたデータ点のうち、G33 の 59.6 km/s 成分と IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分では、全観測期間の平均強度に対して明らかな増光を伴ったデータ点が見つかった (表 6)。G33 の 59.6 km/s 成分では 2.4 シグマ、IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分では 2.2 シグマと 2.1 シグマであった。該当するデータ点をを含む前後数日間の強度および円偏波率の変動プロットを G33 は図 6 に、IRAS 22198 は 2.2 シグマを図 7、2.1 シグマを図 8 に示した。

表 5 全観測期間の平均円偏波率に対して、もっとも有意に異なる円偏波率を取ったデータ点の有意度と円偏波率。ただし、円偏波率のエラーは、式 (8) で導出した値である。

天体名	LSR 速度	有意度の最大値 [シグマ]	円偏波率 [%]
G14.230-0.509	25.3 km/s	1.6	-27 ± 12
G33.641-0.228	59.6 km/s	2.5	$+18 \pm 4.0$
G35.20-0.74	36.6 km/s	2.3	$+13 \pm 5.0$
IRAS 22198+6336	-9.2 km/s	2.1	-32 ± 13
IRAS 22198+6336	-7.3 km/s	2.2	$+9.1 \pm 0.5$

表 6 全観測期間の平均円偏波率に対して 2 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率を取ったデータ点の一覧。全観測期間の平均強度に対して明らかに増光している日を黄色で塗りつぶした。

天体名 (速度成分)	有意度 [シグマ]	MJD	円偏波率 [%]	円偏波率 の誤差[%]	LHCP強度 [Jy]	ノイズ(LHCP) の 1シグマ[Jy]	RHCP強度 [Jy]	ノイズ(RHCP) の1シグマ[Jy]	全観測期間の平均強度	
									LHCP [Jy]	RHCP [Jy]
G33.641-0.228 (59.6 km/s)	2.0	58908.0959	-7	3	15	0.7	13	0.5	14	15
	2.1	59101.5667	-9	4	14	0.8	11	0.5		
	2.2	58186.0743	17	5	10	0.8	14	0.8		
	2.2	58205.0209	15	4	9	0.6	12	0.6		
	2.2	58193.0569	21	7	6	0.7	9	0.8		
	2.3	58749.5300	-13	6	8	0.6	6	0.6		
	2.3	58375.5543	15	3	11	0.6	15	0.6		
	2.3	58756.5111	18	5	8	0.7	11	0.7		
	2.3	58279.8174	20	6	8	0.8	12	0.8		
	2.4	58303.7524	14	2	22	0.6	29	0.7		
	2.5	58208.0139	18	4	8	0.6	11	0.5		
G35.20-0.74 (36.6 km/s)	2.1	58774.4729	-12	3	7	0.3	6	0.2	6	6
	2.3	58912.0962	13	5	3	0.3	4	0.2		
IRAS 22198+6336 (-9.2 km/s)	2.1	58845.4125	-32	13	2	0.3	1	0.2	3	3
IRAS 22198+6336 (-7.3 km/s)	2.1	58781.5889	-12	1	63	0.5	49	0.4	13	13
	2.1	58715.7681	-12	0.3	92	0.4	73	0.3		
	2.2	58643.9646	9	0.5	46	0.3	55	0.3		

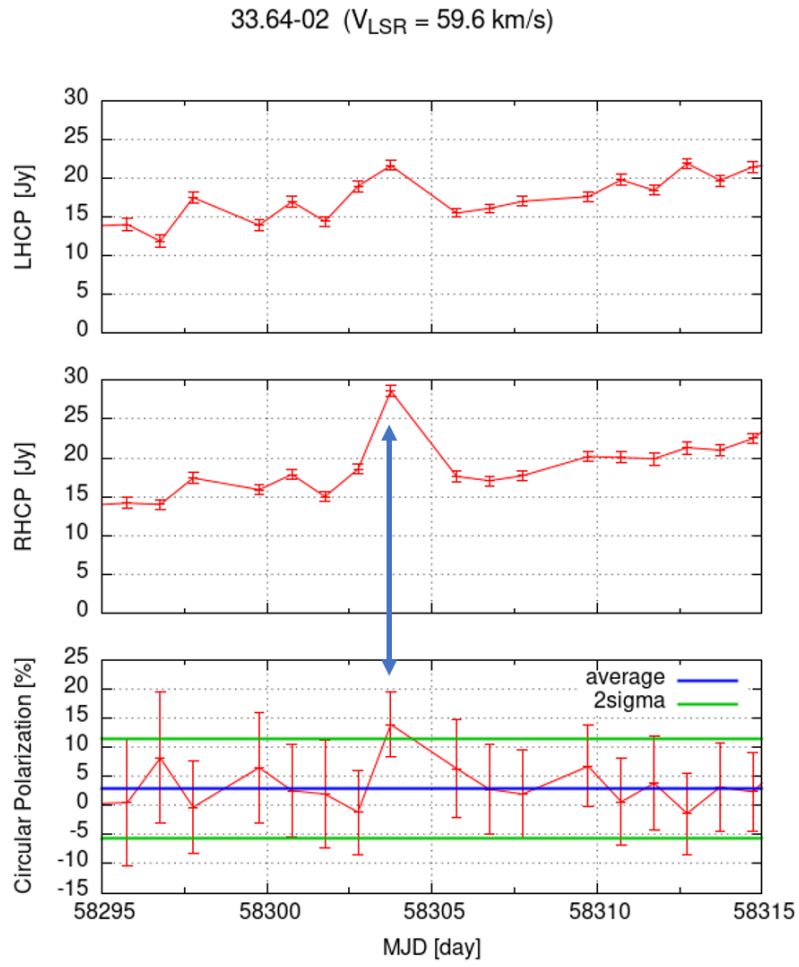


図 6 G33 の 59.6 km/s 成分が増光した MJD = 58303 付近の強度と円偏波率の変動プロット。増光時の円偏波率（矢印）は、平均円偏波率に対して 2.4 シグマの有意度で異なる値を取った。

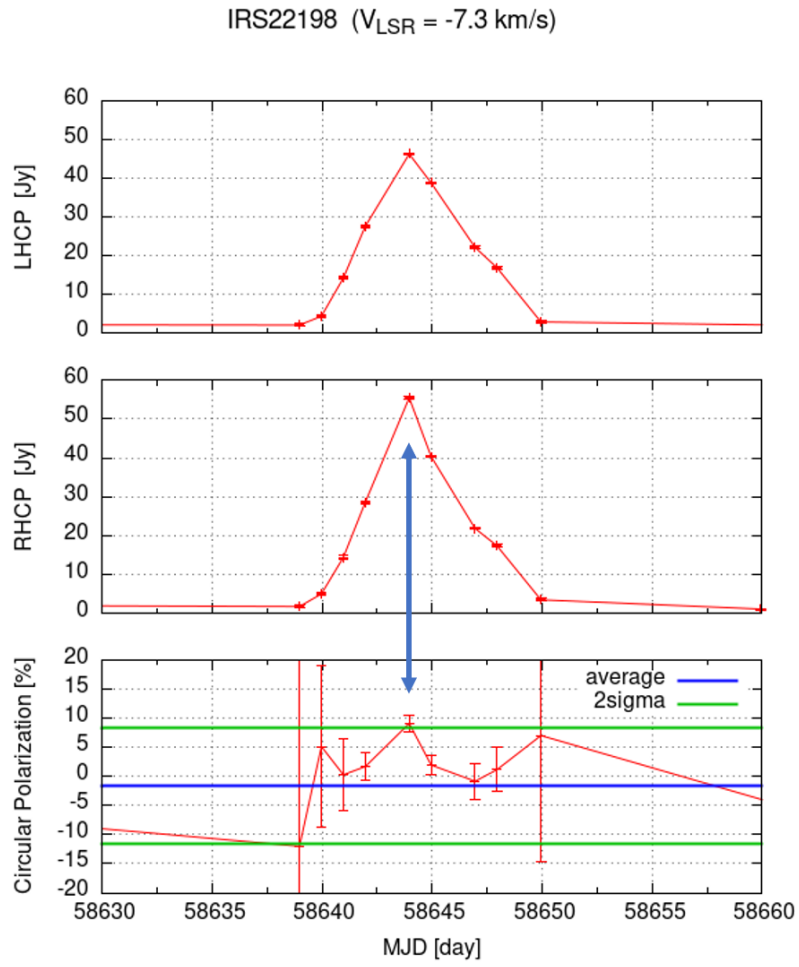


図7 IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分の強度と円偏波率の変動プロット。MJD = 58643 の円偏波率（矢印）は平均円偏波率から 2.2 シグマの有意度で異なる値が検出された。

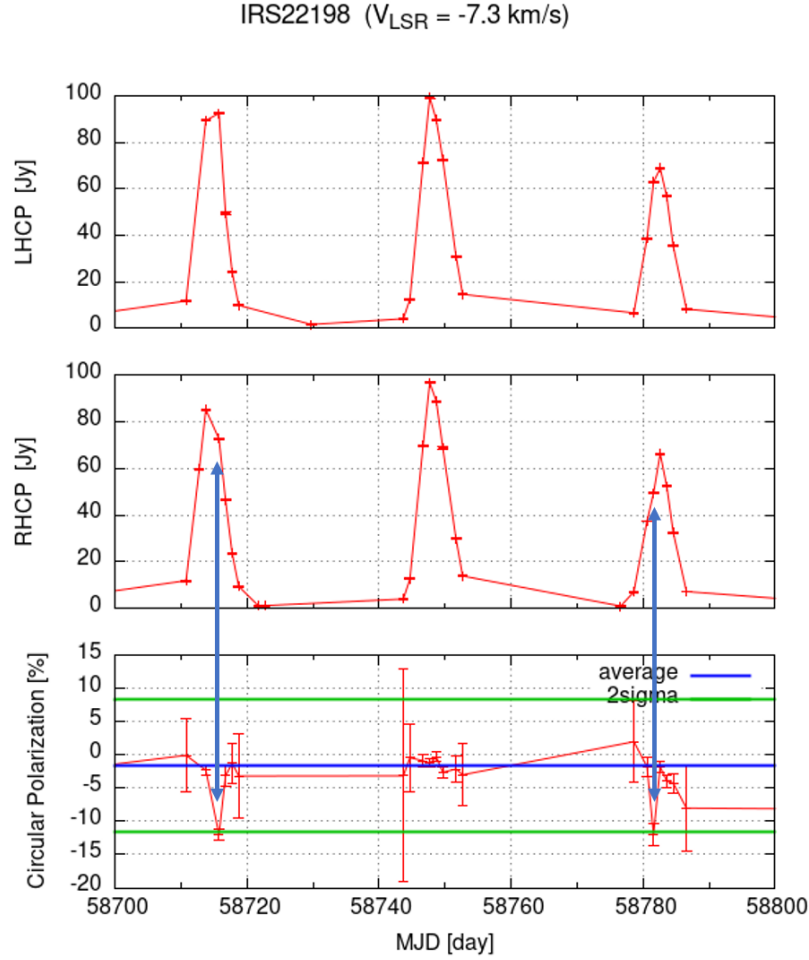


図 8 IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分の強度と円偏波率の変動プロット。MJD = 58715 と 58781 の円偏波率 (矢印) は平均円偏波率から 2.1 シグマの有意度で異なる値が検出された。

2.4 議論

表 3 の速度成分のうち、平均円偏波率に対して 3 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率を取った日は見つからなかったものの、条件値を 2 シグマに緩めた場合には、G33 の 59.6 km/s 成分と IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分で、増光に伴って有意なデータ点が検出された (図 6、図 7、図 8)。

G33 で有意なデータ点を検出した日のスペクトル、およびその前後の観測日のスペクトルを図 9 に示す。ただし、最も強度の強い成分の強度が 1 になるようにスペクトル全体を規格化している。G33 で有意なデータ点を検出した日のスペクトルで、 59.6 km/s 成分だけ LHCP と RHCP の強度に差が生じている。今回見積もった平均円偏波率の誤差は、平均円偏波率の真の誤差よりも大きい可能性があることを考えると、これは天体起因の有意な円偏波の可能性を否定できない。

同様の図を IRAS 22198 に対しても作成した。ただし、2.2 シグマおよび 2.1 シグマの有意度

で平均円偏波率と異なる値を取った -7.3 km/s 成分は最も強い成分なので、2 番目に強度の強い -9.2 km/s 成分の強度が 1 になるように、スペクトル全体を規格化した。しかし、図 10 と図 11、図 12 では、 -7.3 km/s 成分の LHCP 強度と RHCP 強度に差は見られない。したがって、IRAS 22198 の全速度成分で円偏波が生じたか、IRAS 22198 の観測を行った時間帯だけ LHCP か RHCP で異なるゲインの変動が起こった可能性がある。

後者は、一時的に異常な指向誤差が生じることで起こりうる。ビームパターンは LHCP と RHCP で同一でない可能性があるので、アンテナの光軸から外れた位置では LHCP と RHCP の相対的な受信感度が異なる場合がある。アンテナの指向誤差によりメーザー源（日立アンテナのビームサイズに対しては点源とみなせる）が光軸から外れた位置で観測された場合、人工的な円偏波が付加され、円偏波したように観測される可能性がある。日立モニター観測では観測を行う方位角と仰角を天体ごとに毎回揃えているので、指向誤差が観測を行う方位角と仰角だけに依存するならば、指向誤差に起因して付加される人工的な円偏波率が変動する可能性は低い。ただし、指向誤差は観測時刻に依存する要因（日射、気温、風など）からも影響を受けるので、IRAS 22198 や G33 の観測時にたまたま異常な指向誤差が生じて、人工的に付加された円偏波率が変動してみえた可能性は否定できない。このような 1 日より短い時間スケールで起こる天体起因でない強度変動は、本解析の強度較正法で補正することはできない。

円偏波率の変動の検出方法にも問題がある。静穏期とバースト期がある天体において、バースト期間だけに注目すると円偏波率が有意に変動している場合は、式 (9) を用いて検出できない可能性がある。なぜなら、バースト期間の強度は静穏期に比べて強いので、バースト期間の円偏波率の標準偏差は静穏期に比べて小さくなるからである（図 13）。

そこで、表 3 に示した成分に対して、強度が前日に対して 2 倍以上に上昇した際の円偏波率変動を調べた。強度が前日に比べて 2 倍以上になった日の円偏波率を π_1 、その前日の円偏波率を π_0 とし、変動 $\pi_1 - \pi_0$ が 3 シグマ以上の有意度の日、つまり

$$3 \leq \frac{\pi_1 - \pi_0}{\sqrt{(\delta\pi_{1,\text{rand}})^2 + (\delta\pi_{0,\text{rand}})^2}} \quad (14)$$

を満たす日を探した。ただし、 $\delta\pi_{0,\text{rand}}$ 、 $\delta\pi_{1,\text{rand}}$ は円偏波率のランダム誤差である。その結果、G33 のバースト成分で 3.7 シグマの有意度の変動が検出された。その変動が起こったときのバースト期間の強度および円偏波率の時系列プロットを図 14 に示した。ただし、今は円偏波率のランダム誤差しか考慮していないので、円偏波率の系統誤差も含んだ円偏波率の誤差を用いた場合、変動の有意度が 3 シグマに達しない可能性がある。

山口大学の G33 に対する円偏波観測では有意な円偏波率が検出された [1] 一方で、日立モニター観測では有意な円偏波率が検出されなかった。山口大学が円偏波観測を行ったのは 2016 年 1 月 2 日から 10 日で、茨城大学が円偏波観測を開始した 2017 年 11 月よりも前である。どちらの結果も正しかったとすると、円偏波の大きさは時間によって変化している可能性がある。

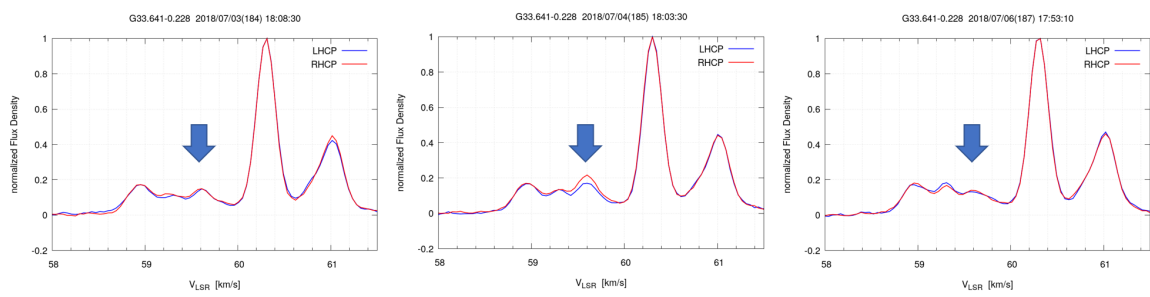


図 9 G33 の 59.6 km/s 成分が平均円偏波率に対して 2.4 シグマの有意度で異なる円偏波率をとった MJD = 58303 のスペクトル (中央)。その左右はそれぞれ前後の観測日におけるスペクトルである。LHCP、RHCP ともに最も強度の強い成分の強度でスペクトル全体の強度を規格化した。59.6 km/s 成分だけが LHCP と RHCP に強度差が生じている。

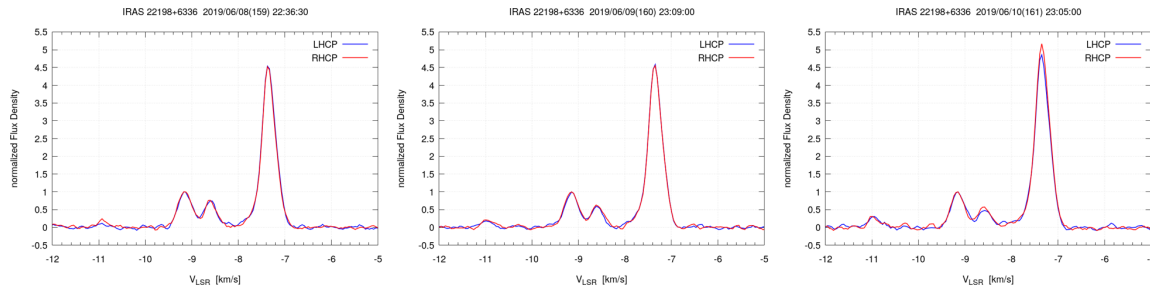


図 10 IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分 (最も強度が強い成分) が平均円偏波率に対して 2.2 シグマの有意度で異なる円偏波率をとった MJD = 58643 のスペクトル (中央)。その左右はそれぞれ前後の観測日におけるスペクトルである。LHCP、RHCP ともに 2 番目に強度の強い -9.2 km/s 成分の強度でスペクトル全体の強度を規格化した。

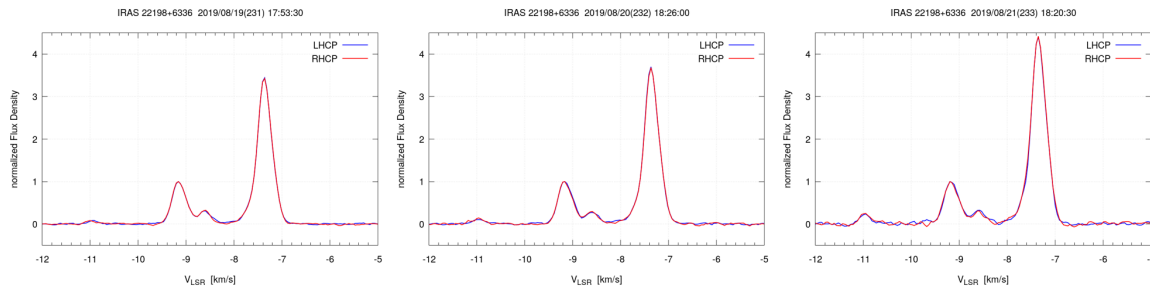


図 11 IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分 (最も強度が強い成分) が平均円偏波率に対して 2.1 シグマの有意度で異なる円偏波率をとった MJD = 58715 のスペクトル (中央)。その左右はそれぞれ前後の観測日におけるスペクトルである。LHCP、RHCP ともに 2 番目に強度の強い -9.2 km/s 成分の強度でスペクトル全体の強度を規格化した。

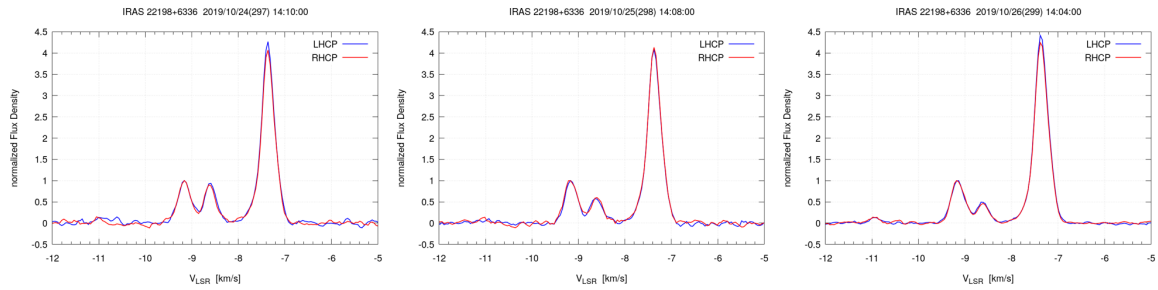


図 12 IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分（最も強度が強い成分）が平均円偏波率に対して 2.1 シグマの有意度で異なる円偏波率をとった MJD = 58781 のスペクトル。その左右はそれぞれ前後の観測日におけるスペクトルである。LHCP、RHCP とともに 2 番目に強度の強い -9.2 km/s 成分の強度でスペクトル全体の強度を規格化した。

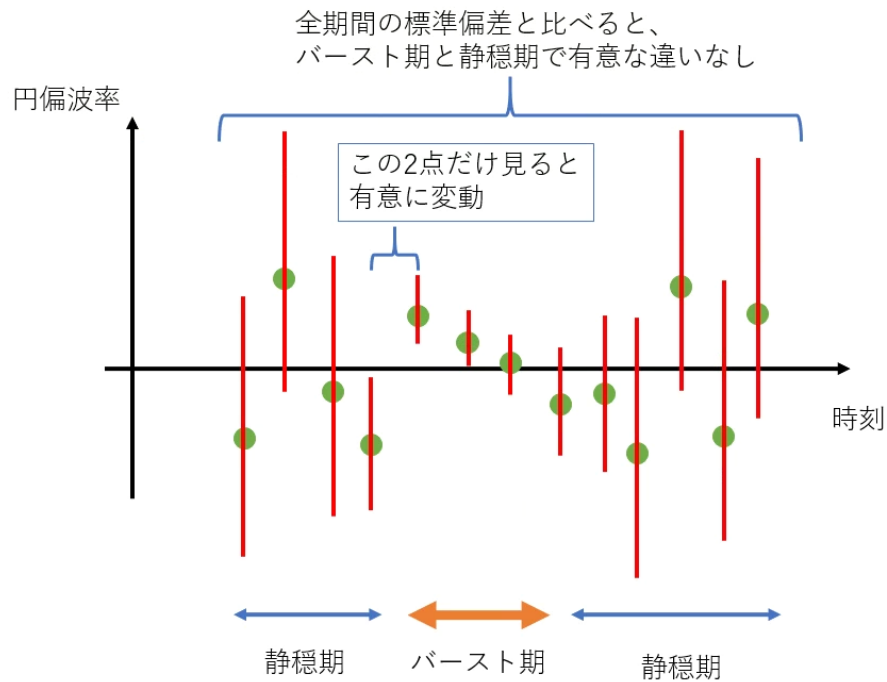


図 13 式 (9) の評価方法では検出できないと考えられる有意な円偏波率変動の概念図。

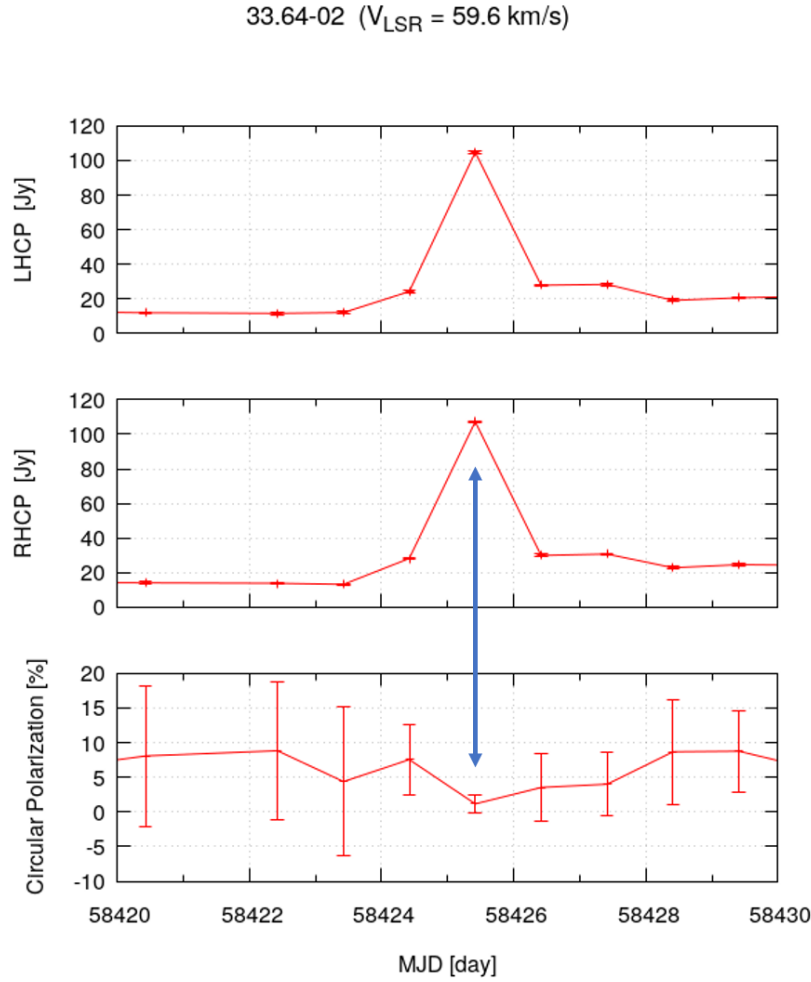


図 14 G33 の 59.6 km/s 成分がバーストした MJD = 58424 から 58425 あたりの強度変動および円偏波率変動。このバーストでは 3.7 シグマの円偏波率変動が検出された。円偏波率のエラーバーは 3 シグマとしている。ただし、このエラーは強度較正の精度を考慮していない。

2.5 まとめ

日立 32 m 電波望遠鏡の全モニター天体 472 天体のうちほぼ毎日観測を行っている 163 天体 (表 2) の中から、G33 のバースト成分のような 1 日で強度が 2 倍以上に上昇する速度成分を有する 4 天体 5 成分 (表 3) について、増光に伴う円偏波率の変動を調べた。全観測期間の円偏波率の平均値から 3 シグマ以上の有意度 (式 (9)) で異なる円偏波率を示すデータ点を探したが、そのようなデータ点はどの成分にも見つからなかった。ただし、平均円偏波率の誤差は真の誤差よりも大きく見積もっているため、G33 で 2.4 シグマの有意度だった図 9 は天体起因の円偏波率変動の可能性を否定できない。また、G33 のバースト成分で 1 日に強度が 2 倍に上昇した際に 3.7 シグマの有意度で円偏波率の変動を検出した。ただし、強度較正の誤差を考慮した場合には 3 シグマ以上の有意

な変動とは言えなくなる可能性がある。

3 高萩 32 m 電波望遠鏡による高頻度円偏波観測

3.1 観測

日立モニター観測データを解析した 4 天体のうち、2.4 シグマの有意度で平均円偏波率から異なる値の円偏波率を検出し先行研究でバースト時の円偏波が報告されている G33.641–0.228 (以降、G33) と、2.2 シグマおよび 2.1 シグマの有意度で平均円偏波率から異なる値の円偏波率を検出した IRAS 22198+6336 (以降、IRAS 22198) そして IRAS 22198 と似た特徴 (周期的なバースト) をもつ G14.230–0.509 (以降、G14) の 3 天体に対して、高萩 32 m 電波望遠鏡を用いた高頻度円偏波観測を行った。IRAS 22198 と G14 の強度変動機構は colliding-wind binary モデルであるとする先行研究 [3][4] がある。このモデルでは自由-自由放射を種光子とするのでメーザーの円偏波は生じないはずだが、G33 との比較対象として観測天体に加えた。G35.20–0.74 は、左右両円偏波強度の同時観測を始めた 2017 年 11 月以降 1 度しか 1 日に 2 倍以上の強度上昇を示しておらず、今回観測を行ってもバーストを捉えられる可能性は低いと考え、ターゲット天体から除外した。

以上の 3 天体に対して、日立モニター観測の観測頻度 (最短 1 日) よりも高頻度 (10 分に 1 回) に両円偏波強度の測定を行った。天体が仰角 ≥ 15 度に位置している間、5 分 on 点観測、5 分 off 点観測を繰り返した。ただし、アンテナの指向誤差および開口能率の変動に起因する強度変動を補正するために、参照天体 (ターゲット天体自身、もしくは近くに位置する強いメーザー源) の観測も 1–2 時間に 1 回程度の頻度で適宜行った。ターゲット天体と、それに対応する参照天体を表 7 に示した。高萩アンテナに搭載された受信機は、日立アンテナに搭載されたものと同型であり、観測諸元は表 1 と同じである。

表 7 ターゲット天体と、対応する参照天体。座標は 2000 年分点。G33 は G33 自身を参照天体とした。

ターゲット天体名 (上) 参照天体名 (下)	赤経	赤緯
G14.230–0.509	18h 18m 12.590s	$-16^{\circ} 49' 22.80''$
G12.681–0.182	18h 13m 54.750s	$-18^{\circ} 01' 46.60''$
IRAS 22198+6336	22h 21m 22.500s	$+63^{\circ} 51' 13.00''$
G109.86+2.10	22h 56m 18.095s	$+62^{\circ} 01' 49.45''$
G33.641–0.228	18h 53m 28.700s	$+00^{\circ} 31' 58.00''$
G33.641–0.228	18h 53m 28.700s	$+00^{\circ} 31' 58.00''$

観測は 2020 年 9 月 8 日から 11 月 18 日にかけて、アンテナ保守等の日を除いて毎日行った。G14 は約 24 日の周期 [4] で、IRAS 22198 は約 34 日の周期 [3] でバーストを起こすので、事前

にバースト時期を予測して観測を行った。これら 2 天体の観測日と予測増光日を表 8 に示した。一方、G33 はいつバーストするか予測できなかったため、他 2 天体を観測しない日は毎日観測を行った。

表 8 G14 と IRAS 22198 の観測日と予測増光日

ターゲット天体名	観測日	予測増光ピーク日
G14.230-0.509	9/21 - 9/25 (9/24は観測なし)	9/23
	10/14 - 10/21	10/17
IRAS 22198+6336	10/2 - 10/9 (10/5 - 10/7 は観測なし)	10/5 (ただし、最も強度が強い -7.3 km/s 成分)
	11/1 - 11/13	11/9 (ただし、最も強度が強い -7.3 km/s 成分)

今回の高頻度観測で得られた各天体の光度曲線を図 15 から図 17 に示した。ただし、これらの図は指向誤差や開口能率の変化に起因する強度変動を補正する前のデータでプロットしている。G14 と IRAS 22198 では、合計 2 回の増光期を観測することができた。ただし、これら 2 天体の 1 回目の増光期は装置の故障等の理由で毎日観測を行うことができなかった。G33 のバースト成分 (59.6 km/s 成分) においては、今回の観測期間中にバーストは検出されなかった (図 17)。

以下では、増光が観測できた G14 と IRAS 22198 についての結果を述べる。

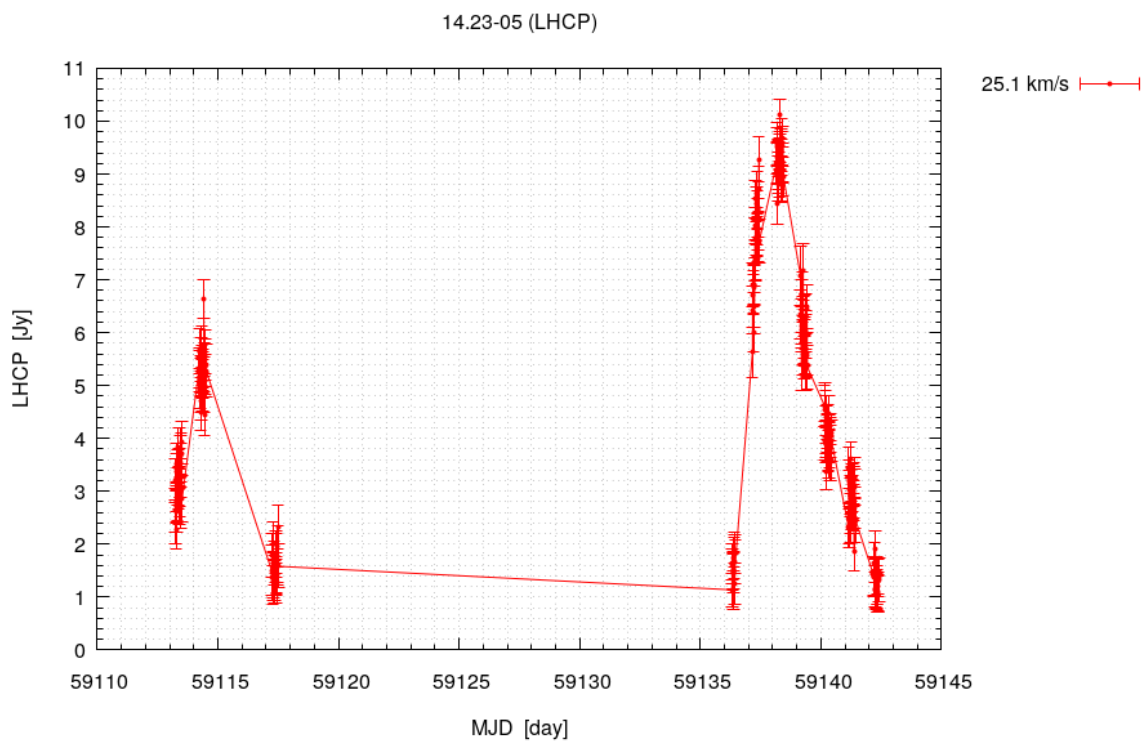


図 15 G14.230−0.509 の全観測期間の LHCP 強度変動。

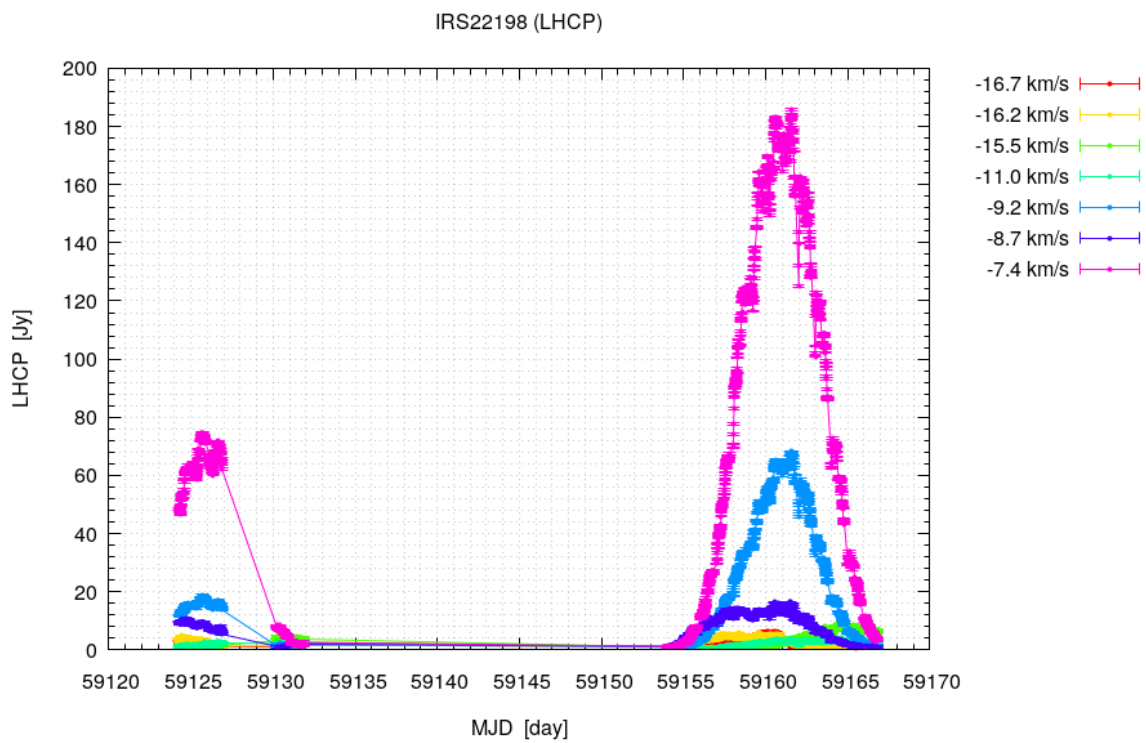


図 16 IRAS 22198+6336 の全観測期間の LHCP 強度変動。

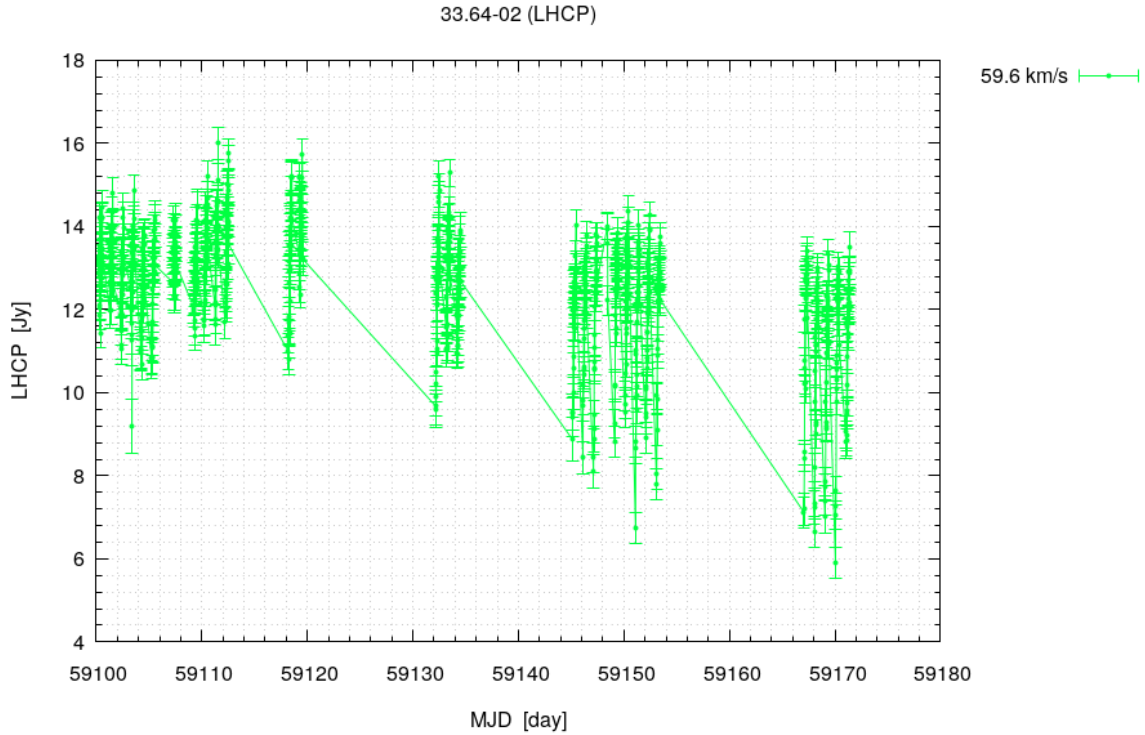


図 17 G33.641-0.228 のバースト成分 (59.6 km/s 成分) の全観測期間の LHCP 強度変動。

3.2 指向誤差と開口能率の変化による強度変動の補正

本セクションでは、参照天体のデータを用いてアンテナの指向誤差および開口能率の変動に起因する強度変動を補正する方法を述べる。ただし、観測終了後にデータをチェックしたところ、IRAS 22198 の参照天体 G109.86+2.10 の観測データには不具合があることが判明した。そこで、ここで述べる方法は G14 のみに対して行った。

ターゲット天体と参照天体はほぼ同じ赤緯に位置している (表 7)。よって、天球上を通る経路は両者ほぼ同じであり、指向誤差と開口能率の方位角、仰角依存性もほぼ同じになるはずである。また、ターゲット天体と参照天体は赤経も近いので、参照天体の観測時刻と、参照天体を観測した方位角、仰角付近におけるターゲット天体の観測時刻との時間差が小さくなり観測時刻に依存する指向誤差と開口能率の変化の影響も小さくなるはずである。

本解析では、相対的な強度変動とそれに伴う円偏波率の変動が分かれば良いとして、参照天体の真の強度を全観測期間を通して一定と仮定し、ターゲット天体の強度を補正した。つまり、参照天体の強度変動をシステム起因の強度変動とみなして、それが一定値になるようにターゲット天体の強度を補正した。補正の手順を以下に示す。

1. 参照天体のフラックスを方位角の関数とし、ターゲット天体の観測が行われた方位角におけ

る参照天体の予測フラックスを線形補間で導出する。

2. 参照天体の真の LHCP フラックスを $S_0^{(L)}$ で一定と仮定する。ある方位角、仰角で観測されたターゲット天体の LHCP フラックス密度 $F_\nu^{(L)}$ を、線形補間で導出した参照天体の予測フラックス $S^{(L)}$ を用いて

$$\frac{S_0^{(L)}}{S^{(L)}} F_\nu^{(L)} \quad (15)$$

のように補正する。

3. 上記を LHCP で行った後、RHCP でも同様に強度を補正する。ただし、参照天体は無偏波と仮定し、RHCP の強度は

$$\frac{S_0^{(L)}}{S^{(R)}} F_\nu^{(R)} \quad (16)$$

のように補正する。

上記の補正を行うためには、参照天体の真の強度変動が全観測期間を通して、指向誤差誤差や開口能率の変化に起因する強度変動よりも十分小さい必要がある。それを確かめる目的で、G14 の参照天体である G12.681-0.182 に対し、各観測日に得られたフラックスの仰角依存性を図 18 に示す。フラックスのばらつきには仰角依存性が見られる。仰角 23 度付近で観測されたフラックスのばらつきが 10% 程度と最も小さく、仰角 34 度付近で観測されたフラックスのばらつきは 20% 程度ある。参照天体固有のフラックス変動が特定の仰角で小さくなるとは考えにくいので、フラックスのばらつきの最小値以上に天体固有のフラックスが変動している可能性は低いと考えられる。したがって、観測期間中の参照天体固有の強度変動は、指向誤差や開口能率の変化に起因する強度変動に比べて十分小さいと考えた。図 18 には同じ仰角のデータ点のなかで顕著に外れた値（特に強度が低いデータ点）が見られる。同一観測日に外れ値が見られるわけではないので、観測時刻に依存する影響（日射、気温、風など）によって指向誤差が生じ強度が低下した可能性がある。一方で、リアルな強度変動である可能性も否定はできない。本解析では、前者が外れ値の原因と仮定して較正を行った。

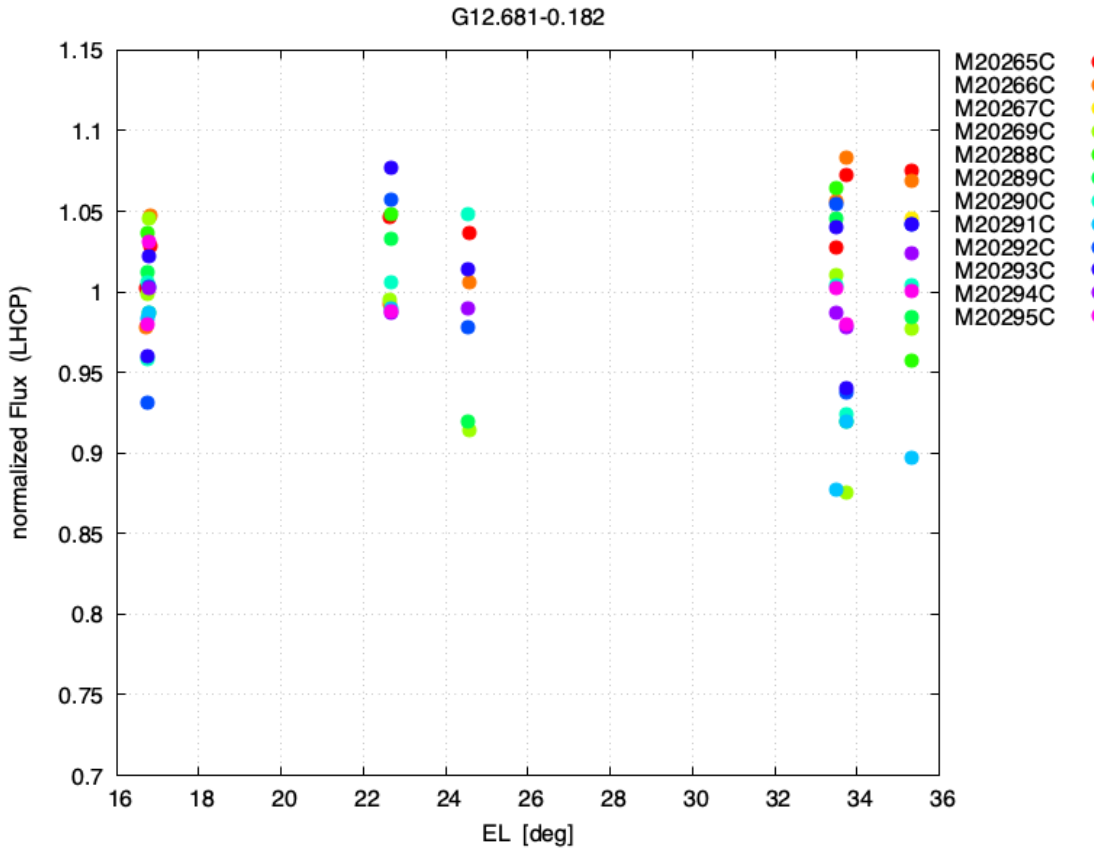


図 18 G12.681–0.182 (G14 の参照天体) の LHCP フラックス変動。横軸は参照天体の観測が行われた仰角。縦軸は G12.681–0.182 の全観測期間における平均 LHCP フラックスで各観測日時のフラックスを規格化した値。全観測日のデータ点を重ねた。

3.3 観測結果

増光が観測できた G14 と IRAS 22198 についての結果を以下で述べる。まず、この 2 天体の各速度成分について、各観測日時における円偏波率を式 (6) で、円偏波率の誤差を式 (8) で導出した。そして観測日ごとに円偏波率の平均値とその誤差を導出し (ただし、円偏波率の平均値は算術平均、その誤差は式 (13) で導出)、円偏波率の平均値に対して 3 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率をとるデータ点、つまり式 (9) を満たすデータ点を探した。G14 ではそのようなデータ点はなかった。一方、IRAS 22198 の -7.4 km/s 成分では、3.2 シグマの有意度で一日の平均円偏波率に対して異なる円偏波率をとるデータ点が 1 点だけ見つかった (図 19)。この日 (MJD=59163) の円偏波率は、有意なデータ点がなかった時間帯の円偏波率が、他の時間帯の円偏波率に比べて高くなっている。また、この前日及び前々日においても、3.2 シグマのデータ点が見つかったのと同じ観測時間帯の円偏波率がやや高めの傾向がある (図 20)。この傾向を除去した場合、3.2 シグマの有意度のデータ点は 3 シグマより小さい有意度になる可能性が高い。よって、これは天体起因

の円偏波を捉えたものである可能性は高くない。

次に、各ターゲット天体について、各観測日の平均円偏波率を全観測期間にわたって平均した値を求めた。求めた値を表 9 にまとめた。そして、日立モニター観測の結果（観測頻度は最短で 1 日間隔）と比較する目的で、各観測日の平均円偏波率が表 9 に示した平均値に対して 3 シグマ以上の有意度で異なる値をとっていないか調査した。有意度は再び式 (9) で評価した。しかし、そのようなデータ点は見つからなかった。

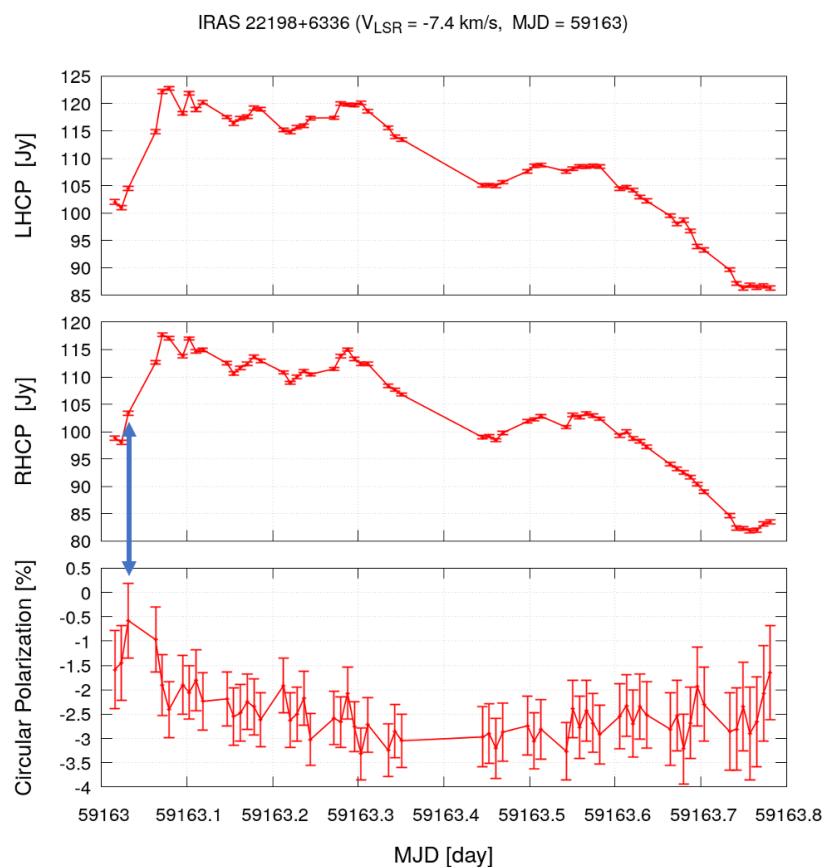


図 19 MJD = 59163 の IRAS 22198 の -7.4 km/s 成分の強度および円偏波率の変動プロット。この日、1 日の平均円偏波率に対して 3.2 シグマの有意度で異なる円偏波率をとるデータ点が見つかった（青矢印）。

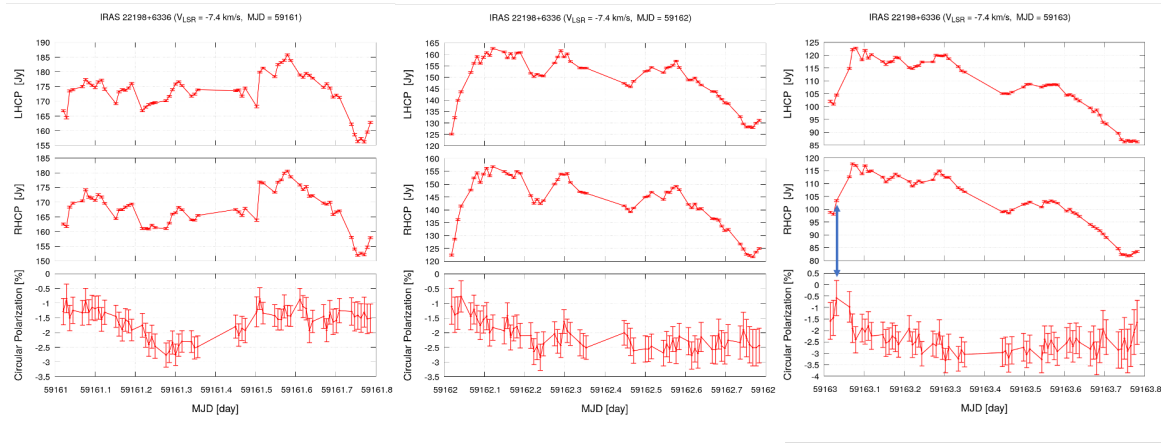


図 20 図 19 のプロット (右) とその前日、前々日のプロット (それぞれ、中央、左) を比較した図。図 19 で有意なデータ点 (矢印で示してある) が見つかった観測時間帯の円偏波率は、前日と前々日においても高くなっている傾向がある。

表 9 ターゲット天体の各観測日の平均円偏波率を全観測期間にわたって平均した円偏波率。ただし、IRAS 22198 は、参照天体を用いた偏波率の較正を行っていないので、強度が最も強い -7.4 km/s 成分に対する相対的値を記した。 -7.4 km/s 成分の平均円偏波率の誤差は $\pm 0.7\%$ であった。

天体名	LSR 速度	平均円偏波率 [%]
G14.230-0.509	25.1 km/s	$+0.6 \pm 1.4$
IRAS22198+6336	-16.7 km/s	$+1.4 \pm 2.4$
	-16.2 km/s	$+0.4 \pm 1.3$
	-15.5 km/s	$+0.2 \pm 2.9$
	-11.0 km/s	$+0.9 \pm 1.7$
	-9.2 km/s	-0.6 ± 3.9
	-8.7 km/s	$+0.4 \pm 1.7$
	-7.4 km/s	—

3.4 議論

G14 と IRAS22198 では、表 9 に示した平均値に対して 3 シグマの有意度で異なる 1 日平均円偏波率は見られなかった。したがって、表 9 の円偏波率の誤差よりも有意な円偏波率の日変動は起こっていないと考えられる。

今回の観測では G14 と IRAS 22198 とともにバーストに伴った円偏波率の有意な変動を検出できなかった。その理由として

1. 感度が足りない
2. 種光子の偏光状態はメーザー増幅過程において保存されない
3. 種光子がそもそも円偏波していない
4. 円偏波した種光子がソースから放射されているのだが、ソースとメーザー増幅領域が視線方向に沿って重なっていないので円偏波しない、つまり、G14 と IRAS 22198 のメーザーの強度変動は、ジャイロシンクロトロン源のバーストに伴ってメーザー発生領域の温度が変化することで起こっている

ことが可能性として考えられる。

宇宙メーザーはコヒーレントではない、つまり種光子の位相がメーザー増幅過程で保存されないという議論もある [12]。しかし、先行研究 [1] で検出されたような G33 の高い円偏波率とその変動は、それが実際に起こっていたものだとすると、種光子の円偏波以外で有力な解釈は見つからない。

G14 や IRAS 22198 の強度変動は、種光子が円偏波しない機構で起こっていると考えられる。G14 の強度変動機構は colliding-wind binary モデルで説明できるのではないかと考えている [4]。このモデルでは、HII 領域で生じた自由 - 自由放射が種光子、つまり円偏波は生じないはずなので、今回の観測結果と矛盾しない。また、IRAS 22198 の強度変動も colliding-wind binary モデルで説明可能とされている [3]。

3.5 まとめ

高萩 32 m 電波望遠鏡を用いて、日立モニター観測の頻度（最短で 1 日間隔）よりも高頻度（約 10 分間隔）な左右両円偏波強度の測定を行った。対象天体は、日立モニター観測データの解析で 2.2 シグマ及び 2.1 シグマの有意度で平均値から異なる円偏波率が検出された IRAS 22198+6336 と、2.4 シグマの有意度で平均値から異なる円偏波率が検出され、かつ先行研究でバースト時の円偏波が報告されている G33.641−0.228、そして IRAS 22198 と似た特徴（周期的なバースト）をもつ G14.230−0.509 の 3 天体である。観測は 2020 年 9 月 8 日から 11 月 18 日にかけて、アンテナ保守等の日を除いて毎日行った。G14 は約 24 日の周期で、IRAS 22198 は約 34 日の周期でバーストを起こすので、事前にバースト時期を予測して観測を行った。一方、G33 はいつバーストするか予測できなかったため、他 2 天体を観測しない日は毎日観測を行った。その結果、G14 と IRAS 22198 はそれぞれ 2 回の増光期を観測することができた。一方、G33 のバーストは今回の観測期間中に起こらなかった。G14 と IRAS 22198 の 2 天体に対して、バースト期間中の強度変動に伴う円偏波率変動の調査を行った。しかし、2 天体ともに、1 日の中での有意な円偏波率変動、各観測日ごとの平均円偏波率の有意な変動は捉えられなかった。G14 や IRAS 22198 の強度変動は、種光子が円偏波しない機構で起こっている可能性がある。

4 全体のまとめ

本研究では、日立 32 m 電波望遠鏡による 6.7 GHz メタノールレーザーモニター観測のデータを用いて、種光子の円偏波率が時間変動していた場合に検出が期待された 6.7 GHz メタノールレーザーの円偏波率の時間変動の探索を行った。先行研究 [1] で強度変動に伴う円偏波率の変動が検出された G33.641-0.228 (以降、G33) のバースト成分のような 1 日で強度が 2 倍以上に増大する速度成分を有する G14.230-0.509 (以降、G14)、G35.20-0.74 (以降、G35)、IRAS 22198+6336 (以降、IRAS 22198) の 3 天体と、G33 に対して、強度変動に伴う円偏波率の変動を調査した。

全観測期間に渡る円偏波率の平均値に対して、3 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率をとるデータ点を探した。しかし、4 天体すべてでそのようなデータ点はなかった。有意度が 2 シグマを超えたデータ点のうち、G33 のバースト成分と IRAS 22198 の -7.3 km/s 成分で、全観測期間の平均強度に対して明らかな増光を伴ったデータ点が見つかった。そのデータ点は、G33 で 2.4 シグマの有意度、IRAS 22198 で 2.2 シグマおよび 2.1 シグマの有意度であった。G33 で 2.4 シグマのイベントが起こった日のスペクトルと、その前後の観測日のスペクトルを見比べると、2.4 シグマのイベントが起こった日のスペクトルだけがバースト成分のみに LHCP と RHCP で強度差が見られた (図 9)。そのため、G33 の 2.4 シグマの円偏波は天体起因で円偏波した可能性を否定できなかった。

日立モニター観測データを解析した 4 天体のうち、先行研究でバースト時の円偏波が報告されている G33、2.2 シグマの有意度で平均値から異なる円偏波率を検出した IRAS 22198 と、そして IRAS 22198 と似た特徴 (周期的なバースト) をもつ G14 の 3 天体に対して、高萩 32 m 電波望遠鏡を用いた高頻度円偏波観測を行った。日立モニター観測の観測頻度 (最短 1 日) よりも高頻度 (10 分に 1 回) で両円偏波強度の測定を行った。観測は 2020 年 9 月 8 日から 11 月 18 日にかけて、アンテナ保守等の日を除いて毎日行った。周期的なバーストを起こす IRAS 22198 と G14 は、予めバースト時期を予測して観測を行うことにより、合計 2 回のバースト期間を捉えることができた。これら 2 天体を観測しない日は G33 を観測したが、バーストは捉えられなかった。IRAS 22198 と G14 に対して、各観測日における平均円偏波率に対して 3 シグマ以上の有意度で異なる円偏波率をとるデータ点を探したが、そのようなデータ点はなかった。また、円偏波率の日変動を日立モニター観測結果と比較するために、各観測日の平均円偏波率を全観測期間に渡って平均した値に対し、各観測日の平均円偏波率が 3 シグマ以上の有意度で異なる値をとっていないか探したが、そのようなデータ点はなかった。

以上のことから、IRAS 22198 と G14 は円偏波していない種光子によって強度変動が引き起こされている可能性がある。これは、これら 2 天体の強度変動機構と考えられている colliding-wind binary モデルでは自由-自由放射が種光子の起源であるので円偏波は生じないはずであり、今回の観測結果と矛盾しない。また、G33 の円偏波が山口大学の観測で検出されたのは 2016 年 1 月で、日立 32 m 電波望遠鏡を用いた両円偏波同時観測を始めた 2017 年 11 月よりも前である。それぞれの観測結果が正しいものとする、G33 の円偏波率は観測時期によっても変動している可能性

がある。

付録 A R-Sky 法

- R-sky 法は、大気圏外でのアンテナ温度を導出する方法の一つで、大気圏外でのアンテナ温度を大気の光学的厚みの測定なしに得ることができる
- アンテナ温度の導入

大気の影響を考えない場合、フラックス密度 F_ν で偏波していない点源を有効開口面積 A_e のパラボラアンテナの光軸上でとらえたとき、受信機に入ってくる一偏波成分が持つ単位周波数幅当たりのパワー P_ν は

$$P_\nu = \frac{1}{2} F_\nu A_e \quad (17)$$

である。受信機に入ってくる単位周波数幅あたりのパワーの別表現をアンテナ温度といい、

$$T_A \equiv \frac{P_\nu}{k_B} \quad (18)$$

と表す。アンテナが受信した単位周波数幅あたりのパワー P_ν を、同じパワーを出すインピーダンス整合した理想的な抵抗の温度で表したものである。

- 受信後、信号は増幅され、さらに望遠鏡の発する雑音 T_{ant} （受信機やケーブルなどが発する雑音）が加わることで、最終的に我々が得るパワーは

$$P_{\text{obs}} \propto T_A + T_{\text{ant}} \quad (19)$$

となる。アンテナが地上にある場合、天体からの信号は大気を通過するので、アンテナを大気圏外に置いたときのアンテナ温度を T_A^* 、大気の光学的厚みを τ 、大気の温度を T_{atm} とすると

$$P_{\text{obs}} \propto T_A^* e^{-\tau} + T_{\text{atm}}(1 - e^{-\tau}) + T_{\text{ant}} \quad (20)$$

となる。地上での観測で大気圏外でのアンテナ温度 T_A^* を得るには、

- 天体（ON 点）にアンテナを向けたときのパワー
- 天体と同じ仰角で何も無い空（OFF 点）にアンテナを向けたときのパワー
- 電波吸収体（アンテナ周囲の気温と同温度）のパワー

を測定する必要がある。ON 点観測で得られるパワーは

$$P_{\text{on}} = P_{\text{obs}} \quad (21)$$

である。OFF 点観測で得られるパワーは

$$P_{\text{off}} \propto T_{\text{atm}}(1 - e^{-\tau}) + T_{\text{ant}} \quad (22)$$

である。アンテナの前に電波吸収体（温度 T_R ）をかざしたときに得られるパワーは

$$P_R \propto T_R + T_{\text{ant}} \quad (23)$$

である（ただし、日立アンテナの場合パラボラの前に直径 32m の電波吸収体をかざすわけにはいかないので、アンテナから受信機につながる導波管内に電波吸収体を入れる）。ON 点と OFF 点のパワーの差し引きは

$$P_{\text{on}} - P_{\text{off}} \propto T_{\text{A}}^* e^{-\tau} \quad (24)$$

である。そして、電波吸収体と OFF 点のパワーの差し引きは、 $T_{\text{atm}} = T_{\text{R}}$ と仮定すると、

$$P_{\text{R}} - P_{\text{off}} \propto T_{\text{R}} e^{-\tau} \quad (25)$$

である。両者の比をとると

$$\frac{P_{\text{on}} - P_{\text{off}}}{P_{\text{R}} - P_{\text{off}}} = \frac{T_{\text{A}}^*}{T_{\text{R}}} \quad (26)$$

がとなる。 T_{A}^* 以外は既知の量なので、

$$T_{\text{A}}^* = \frac{P_{\text{on}} - P_{\text{off}}}{P_{\text{R}} - P_{\text{off}}} \times T_{\text{R}} \quad (27)$$

で求めたかった T_{A}^* が得られる。

- R-sky 法の精度

R-sky 法の場合、大気の温度と地上の気温になじませた電波吸収体の温度を等しいと仮定することによる誤差が生じる。 $T_{\text{atm}} = \alpha T_{\text{R}}$ と置く（ α は大気の温度と電波吸収体の温度の違いを表す定数）。この時のアンテナ温度を $T_{\text{A}}^{*'}$ とすると、

$$T_{\text{A}}^{*'} = \frac{P_{\text{on}} - P_{\text{off}}}{P_{\text{R}} - P_{\text{off}}} \times T_{\text{R}} \times \{\alpha + (1 - \alpha)e^{\tau}\} \quad (28)$$

アンテナ温度 T_{A}^* との違いは

$$\frac{T_{\text{A}}^{*'}}{T_{\text{A}}^*} = \alpha + (1 - \alpha)e^{\tau} \quad (29)$$

となる。観測周波数が 6.7 GHz 付近の場合 $\tau \simeq 0.01 \ll 1$ なので、

$$\frac{T_{\text{A}}^{*'}}{T_{\text{A}}^*} \simeq \alpha + (1 - \alpha)(1 + \tau) = 1 + (1 - \alpha)\tau \quad (30)$$

となる。例えば、地上の温度と大気の温度が 10% 違った場合、つまり $\alpha = 0.9$ or 1.1 であっても、 $\tau \simeq 0.01$ なので、 $1 + (1 - \alpha)\tau \simeq 1 \pm 0.001$ となり、電波吸収体と大気の温度差による誤差の影響はほとんどないと考えて良い。

付録 B 解析に使用したプログラムについて

日立モニター観測データの解析に使用したプログラム（較正プログラムなど）は、卒論・修論のバックアップ用 HDD に保存しました。「修士研究_平原慶裕」の中の「日立データ解析プログラム」というフォルダに保存してあります。各プログラムの詳細は README.txt、および補足資料に記載しました。

参考文献

- [1] Fujisawa, K., 2016, 大質量星形成領域 G33.641–0.228 の 6.7 GHz メタノール・メーザが示す円偏波とその短時間変動, 茨城大学重点研究研究会:「偏波・偏光観測によるサイエンス」講演資料.
- [2] Vlemmings, W. H. T., et al., 2009, Possible magnetic field variability during the 6.7 GHz methanol maser flares of G09.62+0.20, *A&A*, 500, L9.
- [3] Fujisawa, K., et al., 2014, Periodic flare of the 6.7-GHz methanol maser in IRAS 22198+6336, *PASJ*, 66, 78.
- [4] Sugiyama, K., et al., 2017, The shortest periodic and flaring flux variability of a methanol maser emission at 6.7 GHz in G 014.23–00.50, *PASJ*, 69, 59.
- [5] Fujisawa, K., et al. 2012, Bursting Activity in a High-Mass Star-Forming Region G33.64–0.21 Observed with the 6.7 GHz Methanol Maser, *PASJ*, 64, 17.
- [6] Surcis, G., et al., 2019, EVN observations of 6.7 GHz methanol maser polarization in massive star-forming regions. IV. Magnetic field strength limits and structure for seven additional sources, *A&A*, 623, A130.
- [7] van der Walt, D. J., et al., 2009, Periodic class II methanol masers in G9.62+0.20E, *MNRAS*, 398, 961.
- [8] Dulk, G. A., 1985, Radio emission from the sun and stars., *ARA&A*, 23, 169.
- [9] Dzib, S. A., et al., 2013, The Gould’s Belt Very Large Array Survey. I. The Ophiuchus Complex, *ApJ*, 775, 63.
- [10] Feigelson, E. D., et al., 1998, Circularly Polarized Radio Emission from an X-Ray Protostar, *ApJ*, 494, L215.
- [11] Smith, K., et al., 2003, VLBI observations of T Tauri South, *A&A*, 406, 957.
- [12] Gray, M. D., 2018, Maser Theory: Old Problems and New Insights, *IAU Symposium*, 336, 7.

謝辞

百瀬先生、米倉先生、研究室で共に過ごしたみなさま、これまで大変お世話になりました。2020年度は、ソフトボール大会が中止になり、大規模な飲み会もできず、寂しい一年となりましたが、みなさん元気そうで、私も力をもらいました。何をするにしても元気なことは結構大事だと今では思っています。

コロナ禍が始まって1年が経ちますが、少しずつ日常も戻りはじめ、嬉しいことに、2年ぶりに選抜高校野球が開催されました。というわけで、今回素晴らしい選手宣誓をされた仙台育英高校の島貫さんのお言葉をお借りして、謝辞を締めくくろうと思います。

感謝

これまでお世話になったみなさん、ありがとうございました。

感動

喜びを分かち合える仲間と共に、電波天文観測研究室で研究ができたことに感動しています。

希望

失った過去を未来に求めて、大学で学んだ経験を活かし、社会で大いに活躍しようと思います。