

卒業論文

6.7GHz メタノールメーザーの
円偏波率変動の研究

2018 年度
(平成 30 年度)
茨城大学理学部理学科

学際理学コース
15S6038F
平原慶裕

概要

本研究では、日立アンテナによる 6.7GHz メタノールメーザーの放射強度モニター観測データを用いて、その強度変動に伴う円偏波率の変動を調べた。モニター観測の観測点 417 点のうち、放射強度が 1 日で 2 倍以上増大するメーザー速度成分が含まれる 3 点について、放射強度の関数としての円偏波率を解析した。その結果、そのうち 2 点の観測点で有意に円偏波する速度成分が見つかった。この結果は、6.7GHz メタノールメーザーの急激な強度増加が大質量原始星近傍の磁場の影響で発生した円偏波率の高いフレア放射によって引き起こされる可能性を示唆する。

目次

1	序論	3
1.1	宇宙メーザー	3
1.2	研究背景	3
1.3	研究目的	5
2	観測と解析方法	6
2.1	観測	6
2.2	解析方法	8
2.2.1	データの抽出	8
2.2.2	受信機ゲイン変動の較正	9
2.2.3	放射強度変動プロット等の作成	12
3	結果	12
4	考察	16
付録 A	グリニッジ恒星日（世界時 2017/11/21 00:00:00 から）の計算	18
付録 B	解析した残りのメーザー速度成分	18

1 序論

1.1 宇宙メーザー

メーザー (microwave amplification by stimulated emission of radiation; maser) とは、誘導放射によるマイクロ波増幅現象である。その概念図を図 1 に示した。

宇宙空間でメーザー現象を起こす分子としては、 H_2O 、 OH 、 SiO 、メタノール (CH_3OH) などがある。例えば、 H_2O メーザーは、大質量星形成領域で多く検出されており、若い星からのジェットなどで励起されたショック領域で起きていると考えられている。また、 OH メーザーは HII 領域でよく検出され、遠赤外線の吸収を介して反転分布が作られていると考えられている。星形成領域以外でもメーザーは見られる。例えば、晩期型星の星周で SiO メーザーや H_2O メーザー、 OH メーザーなどが観測されている [1]。

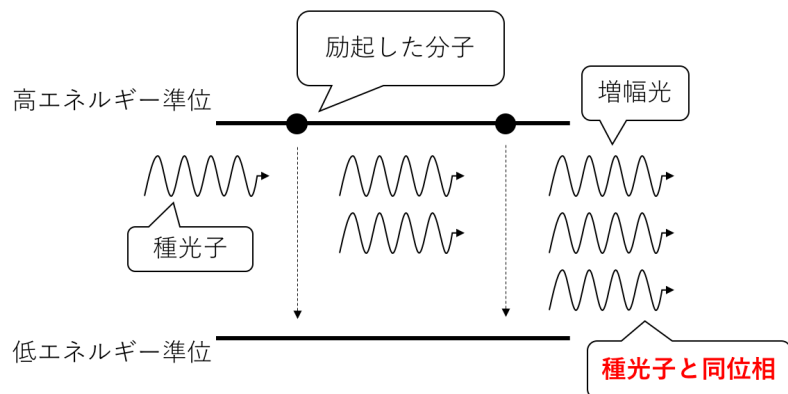


図 1 メーザーの概念図。メーザーは反転分布が実現した領域で起こる。反転分布とは、メーザー放射する 2 準位において、高エネルギー準位にある分子の数密度が低エネルギー準位にある分子の数密度より多い状態のことである。そのような領域に入射した種光子は励起した分子を脱励起し、新たな光子を生成する（誘導放射）。この誘導放射を繰り返すことで、種光子が増幅される。特徴として、増幅光の位相は種光子の位相と同位相である。

1.2 研究背景

6.7GHz メタノールメーザーは大質量星形成領域以外での検出例がない [2]。6.7GHz メタノールメーザー源は大質量星形成領域にスポット状に分布しており、それらの中には、放射強度が変動するメーザー源が存在する。しかし、その変動メカニズムは明らかになっていない。

6.7GHz メタノールメーザーの放射強度変動が起こる原因としては、種光子数密度の変動が考えられる。6.7GHz メタノールメーザー源はその背後で発生した種光子を増幅しているので、その種光子数密度が大質量原始星近傍の物理状態の変化によって変動すれば、メーザーの放射強度も変動

する。

また、一般的にレーザーは種光子の位相を保持したまま種光子を増幅する。したがって、種光子が偏波（偏光）していれば、レーザー放射も偏波する。つまり、レーザー放射の偏波度は種光子の発生機構を反映している。

偏波する種光子の発生機構として、ジャイロシンクロトロン放射がある。これはマイクロ波インパルスバーストやマイクロ波 IV 型バーストという種類の太陽フレアで起こり、円偏波が観測される [3]（図 2）。太陽フレア（太陽面爆発）とは、太陽外層大気（おもにコロナ）において、磁気エネルギーが熱エネルギー、運動エネルギー、粒子加速エネルギーなどの別の形態のエネルギーに変換される過程である。数百 keV 以上のエネルギーを持つ電子が太陽コロナ中の磁場の強い領域内で運動すると、ジャイロシンクロトロン放射と呼ばれるマイクロ波帯の電波（3-300GHz 程度の周波数の電波）を放射する [4]。

もし 6.7GHz メタノールレーザーの放射強度変動が種光子数密度の変動によって引き起こされているならば、このレーザーが大質量原始星近傍で発生したジャイロシンクロトロン放射を増幅した時には、レーザー放射は急激な強度変動と共に円偏波する。

以上をふまえると、レーザーの放射強度変動とそれに伴う円偏波率の変動を調べれば、レーザーの放射強度変動が種光子数密度の変動によって引き起こされるというモデルを検証できる可能性がある。

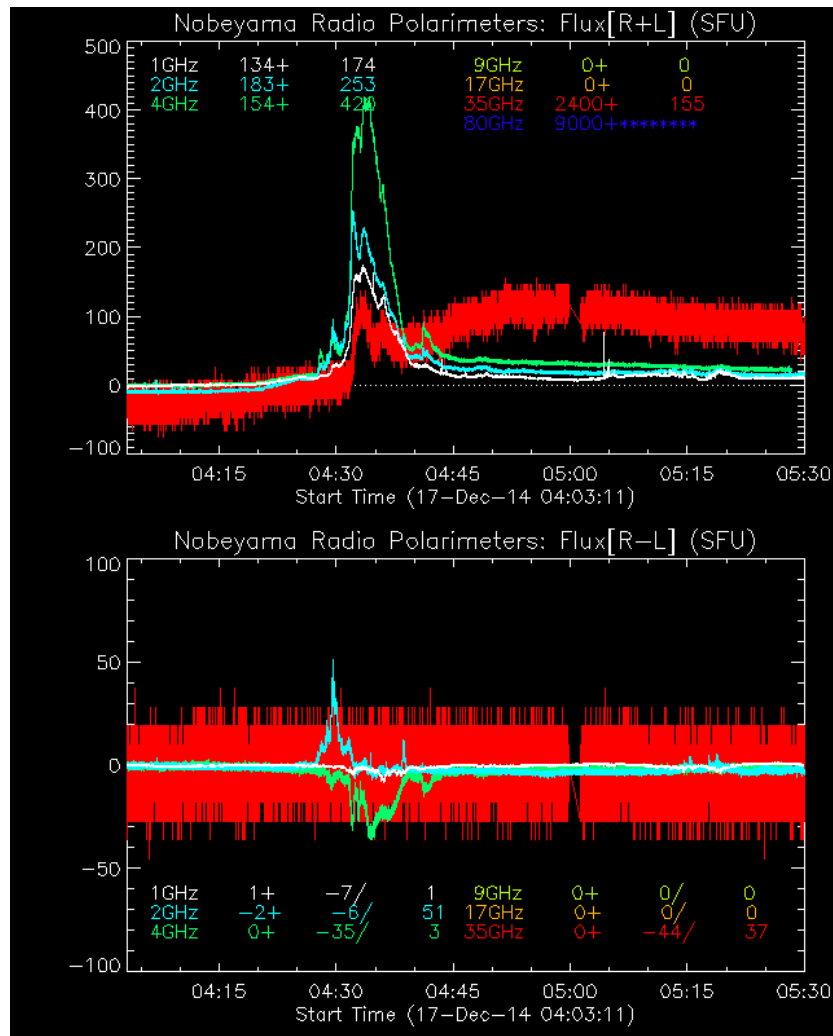


図 2 太陽フレア時に野辺山強度偏波計で観測された円偏波。上はフラックス密度の時間変化、下は右円偏波フラックス密度と左円偏波フラックス密度の差の時間変化である。色の違いは観測周波数の違いを表している。下のグラフにおいて、右円偏波フラックス密度と左円偏波フラックス密度の差があるということは、円偏波していることを意味する。図は [5] より引用。

1.3 研究目的

茨城大学が管理・運用する日立 32m 電波望遠鏡は、全部で 432 点の観測点（アンテナが向いてデータを取得する天球面上の場所）に対して、6.7GHz メタノールメーザーの放射強度をモニター観測している。その観測頻度であるが、全観測点のうち、約 160 点については少なくとも 5 日に一回の頻度で、それ以外は少なくとも 45 日に 1 回の頻度で観測を行う。最も観測頻度の多い観測点はほぼ毎日観測が行われている。したがって、このモニター観測は、数十日以上にわたる強度変動だけでなく、1 日で数倍変動するような急激な強度変動も、毎日観測されている観測点では捉えら

れる。さらに、日立 32m 電波望遠鏡に搭載された受信機はパラボラで集めた電磁波を右円偏波成分 (RHCP) と左円偏波成分 (LHCP) に分けて受信できるので、メーザー放射の円偏波率が分かる。

そこで、本研究では、6.7GHz メタノールメーザーの放射強度変動メカニズムを探ることを目的として、メーザー放射強度変動とそれに伴う円偏波率の変動を、日立 32m 電波望遠鏡による 6.7GHz メタノールメーザー放射強度モニター観測のデータを用いて調べた。

2 観測と解析方法

2.1 観測

本研究で用いるデータは、日立 32m 電波望遠鏡 (図 3) による 6.7 GHz メタノールメーザー放射強度変動モニター観測で取得されたものである。

まず、日立 32m 電波望遠鏡について説明する。日立 32m 電波望遠鏡はパラボラの直径が 32m の電波望遠鏡である。これに搭載された受信機は、パラボラから送られてきた電波を右円偏波成分と左円偏波成分に分けて受信できる。この望遠鏡の観測諸元を表 1 に示した。

次にモニター観測の概要を説明する。モニターしている観測点は全部で 432 点ある。観測点とは、望遠鏡が向いて電波を受信する天球上の場所である。各観測点は、例えば G123.05-6.31 などと呼んで区別する。G123.05-6.31 は、観測点の座標が銀経 123.05 度、銀緯-6.31 度であることを意味する。この点には大質量原始星があるが、この望遠鏡が受信できるのはその原始星周辺にスポット状に分布する 6.7GHz メタノールメーザー源からの放射である (図 4)。

1 日の連続観測で巡回できるのは多くて 60 点ほどである。そのため、今日は a1 地点と a2 地点と...、明日は b1 地点と b2 地点と...、というように観測を行い、全観測点のうち約 160 点を少なくとも 5 日に 1 回の頻度で、それ以外の観測点は少なくとも 45 日に 1 回の頻度で観測するようにしている。

モニター観測について、その他の諸元は表 2 にまとめた。



図 3 日立 32m 電波望遠鏡

表 1 日立 32m 電波望遠鏡の観測諸元

口径	32m
受信周波数	6.664 - 6.672 GHz
受信偏波	右円偏波 (RHCP) と左円偏波 (LHCP)
速度分解能	0.044km/s
ビームサイズ	4.6arcmin
ノイズの RMS	0.3 - 0.5Jy 程度

表 2 モニター観測の概要

観測天体	6.7GHz メタノールメーザー
観測点の総数	432 点
観測期間	2017 年 11 月 21 日 - 現在
観測頻度	全観測点のうち、約 160 点を 少なくとも 5 日に 1 回は観測。それ以外は 少なくとも 45 日に 1 回は観測。 一部例外あり。
強度較正法	ON 点・OFF 点観測とチョッパーホイール法

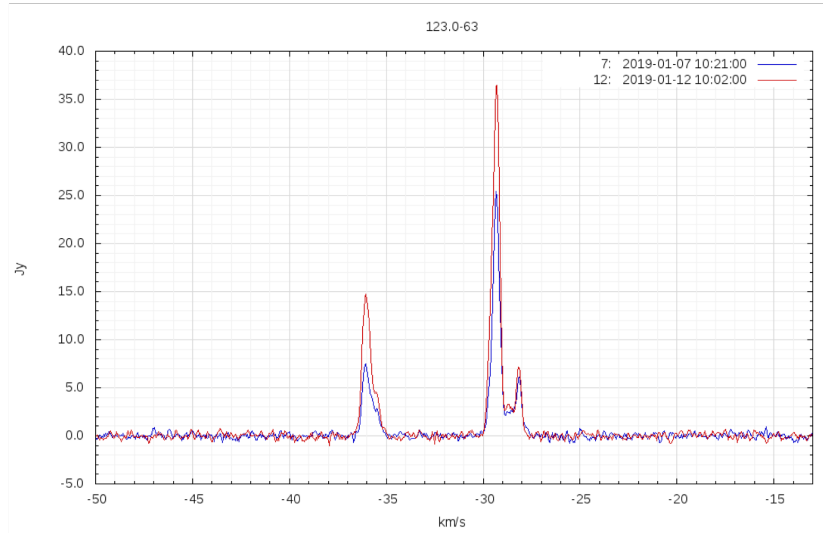


図 4 観測点 G123.05-6.31 のモニター観測データから描いたスペクトル。横軸が視線速度 V_{LSR} （局所静止基準からみた視線速度）、縦軸が LHCP フラックス密度である。また、青線が 2019/01/07 のスペクトル、赤線が 2019/01/12 のスペクトルである。この観測点ではメーザー速度成分が 3 つみられる。しかも、そのうち 2 つは強度変動しているのがわかる。

2.2 解析方法

以下で説明する解析を、モニター観測している全 432 点の観測点のうち、417 点に対して行った。

2.2.1 データの抽出

各観測点のデータから、解析に必要なデータを抽出する。データ抽出は 2 段階に行う。

1 段階目は、各観測点に対して、最も多くの観測が行われたグリニッジ恒星時 (Greenwich sidereal time; GST) に取得されたデータを抽出する (図 5)。恒星時 (または地方恒星時) とは、観測地の子午線に対する春分点の時角 (子午線を基準に、東から西の向きに、目標の天体等まで測った角距離) である [6]。つまり、ある時刻の恒星時はその時その観測地でちょうど真南に見える天体の赤経に等しい。また、グリニッジ恒星時は本初子午線に対する春分点の時角である。各観測点に対するモニター観測は、基本的には毎回同じ恒星時に行われるが、まれに異なる恒星時に行われることがある。異なる恒星時に行われた観測は、アンテナの向く方位角と仰角が異なるので、アンテナ変形や指向誤差による検出強度の変動が起こる。それを抑制するためと、解析に利用できるデータ数を増やすために、最も多く観測が行われた恒星時に取得された観測データを抽出する。

2 段階目は、各観測点の個々のメーザー速度成分に対して、信号雑音比 (S/N 比) が 3 以上のものを抽出する。なぜなら、S/N 比が大きくなるほど、検出強度の相対誤差は小さくなるからである。

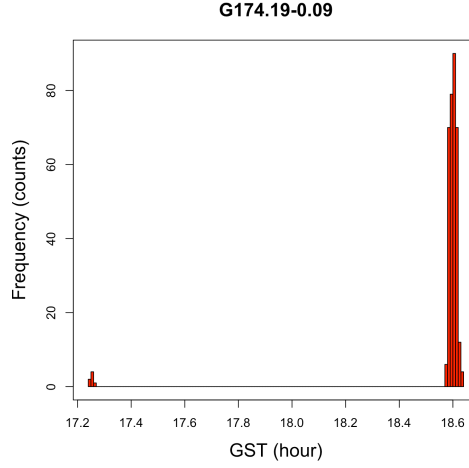


図 5 観測点 G174.19-0.09 の観測が行われたグリニッジ恒星時のヒストグラム。解析には右側のデータ分布を用いる。

2.2.2 受信機ゲイン変動の較正

セクション 2.2.1 に記した手順で抽出したデータを用いて円偏波率変動を調べたところ、異なる観測点のメーザー速度成分同士で共通する変動パターンが見られた (図 6)。円偏波率は、LHCP フラックス密度を $F_{\nu}^{(L)}$ 、RHCP フラックス密度を $F_{\nu}^{(R)}$ とすると、

$$(\text{円偏波率}) = \frac{F_{\nu}^{(R)} - F_{\nu}^{(L)}}{F_{\nu}^{(R)} + F_{\nu}^{(L)}} \quad (1)$$

と表される [1]。観測データをそのまま使って求めた円偏波率の変動は、受信機のゲイン変動に由来するものと考えられる。

円偏波率の解析を行うためには、この受信機のゲイン変動を較正しなければならない。そこで、ほぼ毎日観測されている観測点 G12.025-0.031 で受かるメーザー速度成分のうち、最も検出強度が高く (100Jy 程度) その変動が小さい、108.26km/s 成分を較正用メーザーとして用いた。

まず、この速度成分の真の放射強度が時間変化しないと仮定した。真の放射強度を知ることはできないので、ここでは較正用メーザーの LHCP フラックス密度の平均値 M を真の放射強度と仮定した。すると、ある観測日 i に観測された較正用メーザーの LHCP フラックス密度が $F_{\nu}^{(L,i,st)}$ だったとすると、

$$\frac{F_{\nu}^{(L,i,st)}}{M} \quad (2)$$

が LHCP のゲイン変動の倍率である。

したがって、観測日 i の任意の速度成分の LHCP フラックス密度 $F_{\nu}^{(L,i)}$ の較正は

$$F^{(L,i,\text{calib})} = \frac{F_{\nu}^{(L,i)}}{\left(\frac{F_{\nu}^{(L,i,\text{st})}}{M}\right)} \quad (3)$$

のように行った。

一方、RHCP の場合は、

$$F^{(R,i,\text{calib})} = \frac{F_{\nu}^{(R,i)}}{\left(\frac{F_{\nu}^{(R,i,\text{st})}}{M}\right)} \quad (4)$$

と表せる。

ここで、較正した LHCP、RHCP フラックス密度の絶対誤差を求める。まず、測定値 x, y の積で表される物理量 $f(x, y) = Cx^{\alpha}y^{\beta}$ (ただし、 C は定数、 α, β は冪数) の誤差は、

$$\delta f(x, y) = |f(x, y)| \times \sqrt{\alpha^2 \left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2 + \beta^2 \left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2} \quad (5)$$

である [7]。ただし、 σ_x, σ_y は測定値 x, y の分布の RMS である。これより、較正した LHCP、RHCP フラックス密度の絶対誤差 $\delta F_{\nu}^{(L,i,\text{calib})}, \delta F_{\nu}^{(R,i,\text{calib})}$ は

$$\delta F_{\nu}^{(L,i,\text{calib})} = F_{\nu}^{(L,i,\text{calib})} \times \sqrt{\left(\frac{\sigma F_{\nu}^{(L,i)}}{F_{\nu}^{(L,i)}}\right)^2 + (-1)^2 \left(\frac{\sigma F_{\nu}^{(L,i,\text{st})}}{F_{\nu}^{(L,i,\text{st})}}\right)^2}, \quad (6)$$

$$\delta F_{\nu}^{(R,i,\text{calib})} = F_{\nu}^{(R,i,\text{calib})} \times \sqrt{\left(\frac{\sigma F_{\nu}^{(R,i)}}{F_{\nu}^{(R,i)}}\right)^2 + (-1)^2 \left(\frac{\sigma F_{\nu}^{(R,i,\text{st})}}{F_{\nu}^{(R,i,\text{st})}}\right)^2} \quad (7)$$

である。ただし、 $\sigma F^{(L,i)}, \sigma F^{(R,i)}, \sigma F^{(L,i,\text{st})}, \sigma F^{(R,i,\text{st})}$ は、観測日 i の任意のメーザー速度成分の LHCP フラックス密度の RMS、LHCP フラックス密度の RMS、較正用メーザーの LHCP フラックス密度の RMS、RHCP フラックス密度の RMS である。

最後に、観測日について注意点を述べる。これまでわかりやすさのために「観測日」と言ってきたが、正確にはこれはグリニッジ恒星日の整数部分である。恒星日は、起点とする日からの積算恒星時を日単位に直したものであり、恒星時 24^h を 1 恒星日とする。本研究では、世界時 2017/11/21 00:00:00 をグリニッジ恒星日の起点とする。この日はモニター観測の左右両円偏波観測が始まった日である。

グリニッジ恒星日の整数部分を観測日とみなせる理由を説明する。モニター観測は日本恒星時 14^h から 3^h にかけて行われるが、これをグリニッジ恒星時に直すと 5^h から 18^h になる。よって、モニター観測はグリニッジ恒星時 24^h をまたがないので、グリニッジ恒星日の整数部分が同じなら同一観測スケジュールのモニター観測である。

起点の日以降の修正ユリウス日 (MJD) におけるグリニッジ恒星日は

$$4.0125125 + 1.002739 \times 24 \times (MJD - 58078.0) (\text{日}) \quad (8)$$

である。上式を求めるまでの途中計算は付録 A に乗せた。このセクションに出てきた「観測日」は、上式の整数部分である。

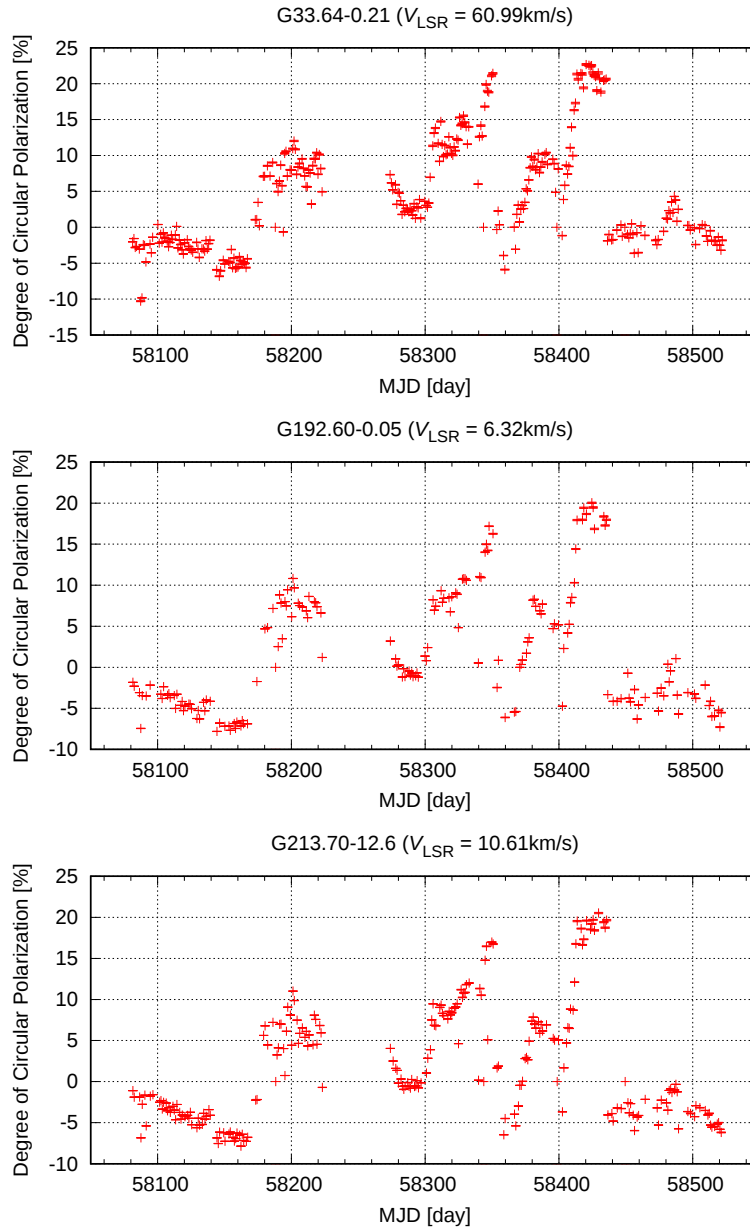


図 6 異なる観測点のメーザー速度成分の円偏波率変動。よく似た変動パターンをしている。各図ともに、横軸が修正ユリウス日 (MJD)、縦軸が円偏波率である。修正ユリウス日は世界時 1858 年 11 月 17 日 00:00:00 を起点とする通算日である。

2.2.3 放射強度変動プロット等の作成

各観測点の個々のメーザー速度成分に対して、校正した左右円偏波フラックス密度 $F^{(L,i,\text{calib})}$, $F^{(R,i,\text{calib})}$ を用いて、

- LHCP フラックス密度の変動プロット
- RHCP フラックス密度の変動プロット
- フラックス密度 $F_\nu^{(i,\text{calib})} (= F_\nu^{(L,i,\text{calib})} + F_\nu^{(R,i,\text{calib})})$ の関数としての円偏波率 r_c のプロット

を作成する。ただし、円偏波率 r_c は

$$r_c = \frac{F_\nu^{(R,i,\text{calib})} - F_\nu^{(L,i,\text{calib})}}{F_\nu^{(R,i,\text{calib})} + F_\nu^{(L,i,\text{calib})}} \quad (9)$$

と表せる。

ここで、円偏波率 r_c とフラックス密度 $F_\nu^{(i,\text{calib})}$ の誤差を考える。まず、円偏波率 r_c に含まれる絶対誤差 δr_c は

$$\delta r_c = |r_c| \times \sqrt{\left(\frac{\delta(F_\nu^{(R,i,\text{calib})} - F_\nu^{(L,i,\text{calib})})}{F_\nu^{(R,i,\text{calib})} - F_\nu^{(L,i,\text{calib})}} \right)^2 + \left(\frac{\delta(F_\nu^{(R,i,\text{calib})} + F_\nu^{(L,i,\text{calib})})}{F_\nu^{(R,i,\text{calib})} + F_\nu^{(L,i,\text{calib})}} \right)^2} \quad (10)$$

$$= |r_c| \times \sqrt{\left(\frac{\delta F_\nu^{(R,i,\text{calib})} - \delta F_\nu^{(L,i,\text{calib})}}{F_\nu^{(R,i,\text{calib})} - F_\nu^{(L,i,\text{calib})}} \right)^2 + \left(\frac{\delta F_\nu^{(R,i,\text{calib})} + \delta F_\nu^{(L,i,\text{calib})}}{F_\nu^{(R,i,\text{calib})} + F_\nu^{(L,i,\text{calib})}} \right)^2} \quad (11)$$

である。そして、フラックス密度の絶対誤差 $\delta F_\nu^{(i,\text{calib})}$ は測定値 x, y (それぞれの測定値の分布の RMS は σ_x, σ_y) の和からなる物理量 $g(x, y) = C_1x + C_2y$ (ただし、 C_1, C_2 は定数) の絶対誤差が

$$\delta g(x, y, z) = \sqrt{(C_1\sigma_x)^2 + (C_2\sigma_y)^2} \quad (12)$$

なので [7]、

$$\delta F_\nu^{(i,\text{calib})} = \sqrt{\left(\delta F_\nu^{(L,i,\text{calib})} \right)^2 + \left(\delta F_\nu^{(R,i,\text{calib})} \right)^2} \quad (13)$$

である。

3 結果

積算恒星日が連続する 2 回の観測で、放射強度が 2 倍以上変動したメーザー速度成分を探し、その中から特に強度変動が激しい速度成分を選んで、セクション 2.2.3 で説明したグラフを作成した (図 7, 図 8, 図 9, 付録 B)。ここでいう「特に強度変動が激しい」とは、普段は強度が一定である

が、そこから急激な強度上昇をしたのち、再び普段の強度に戻るという強度変動を約 10 日間のうちに示す強度変動のことを言う。選んだ速度成分とその速度成分が含まれる観測点を表 3 にまとめた。

このような速度成分を優先して調べた理由は、太陽フレアの放射強度変動と、変動の時間スケールは異なるが、類似しているからである。

円偏波率のグラフからは

1. フラックス密度が大きくなるにつれて、円偏波率はその平均値（青線）に収束していく
2. その収束していくデータ点分布に対して、縦軸方向へ明らかに外れるデータ点がある（例えば、図 9 の 70Jy あたりのデータ点や図 8 の一番フラックス密度の高いデータ点がこれに該当する。図 7 にはそのようなデータ点は見られない。）
3. 円偏波率の平均値が、図 7 では +5、図 8 では -5 というように、0 から明らかにずれている

という点が確認できる。

表 3 解析した速度成分一覧

観測点	速度成分の V_{LSR}
G14.230-0.509	25.29km/s
G34.64-0.21	59.61km/s
IRAS22198+6336	-16.89km/s
	-15.51km/s
	-9.19km/s
	-8.50km/s
	-7.31km/s

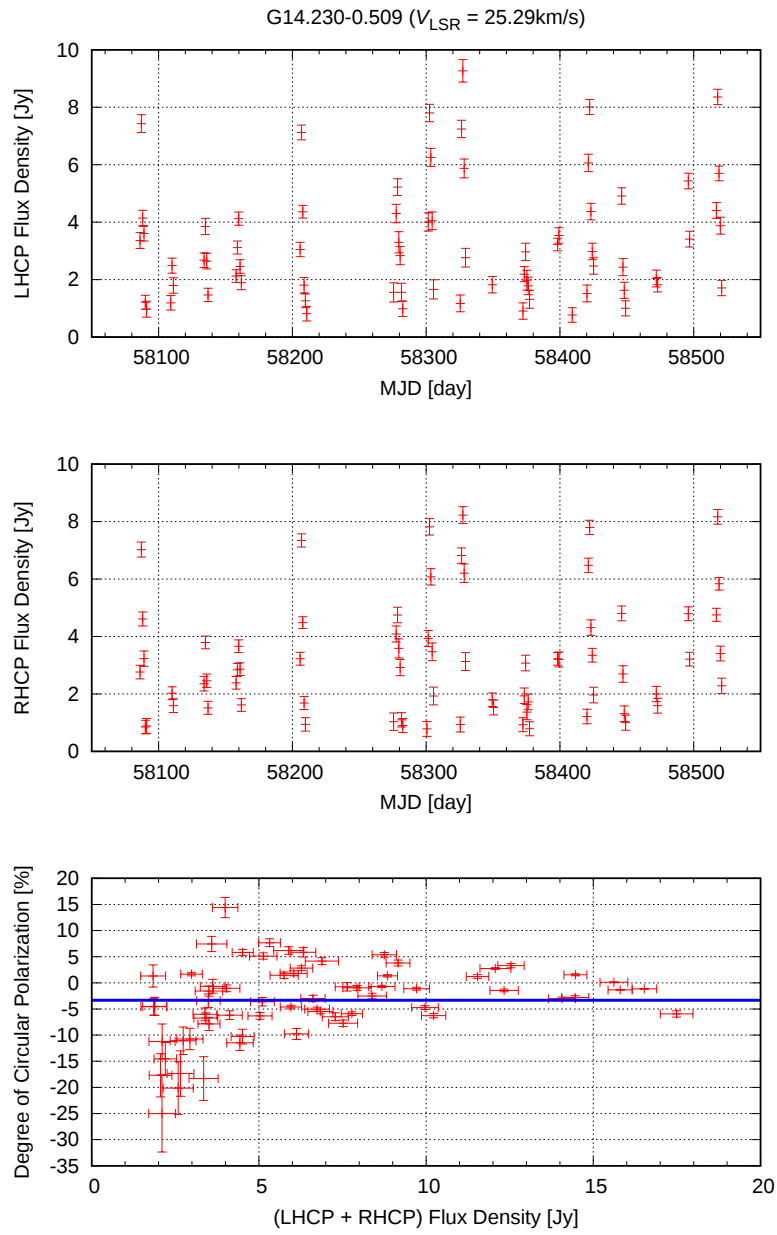


図 7 G14.230-0.509 の 25.29km/s 成分。青線は円偏波率の平均値である。強度変動プロット（上段、中段）の MJD=58224-58273 にかけてはモニター観測を中断していた。

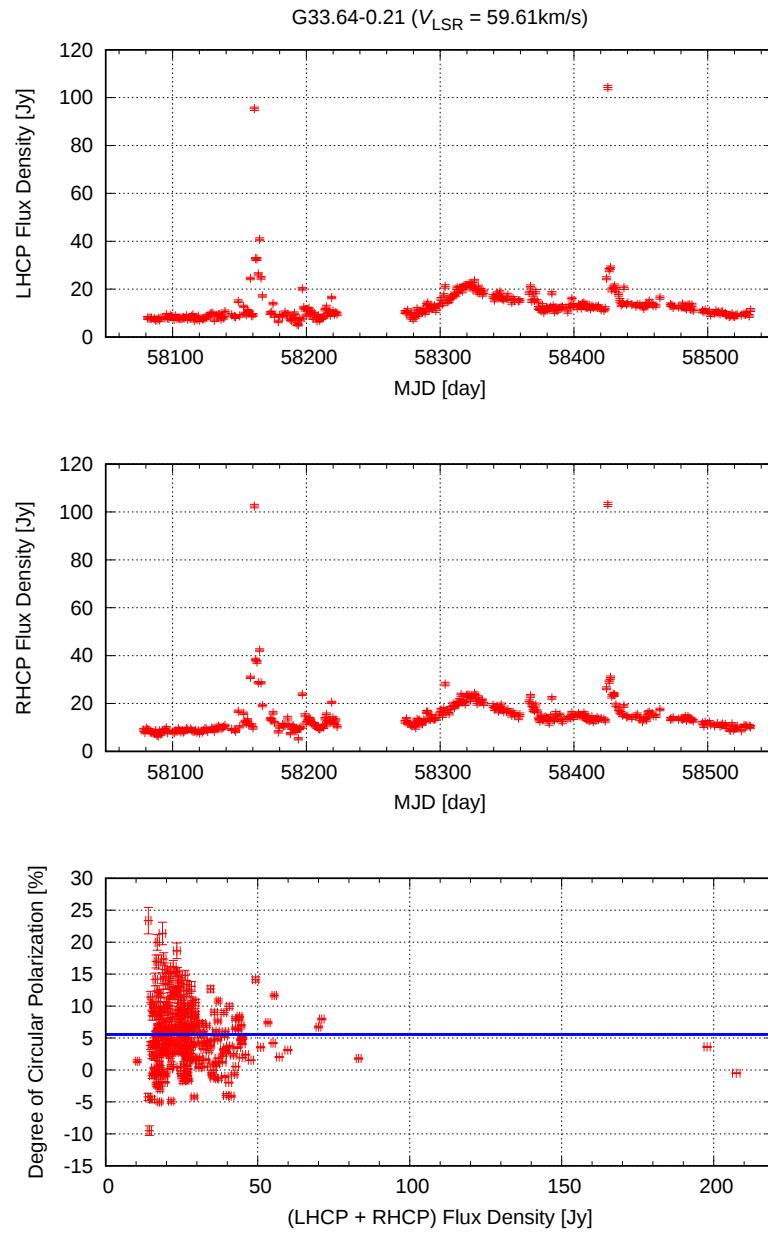


図 8 G33.64-0.21 の 59.61km/s 成分。図の注意点は図 7 を参照。

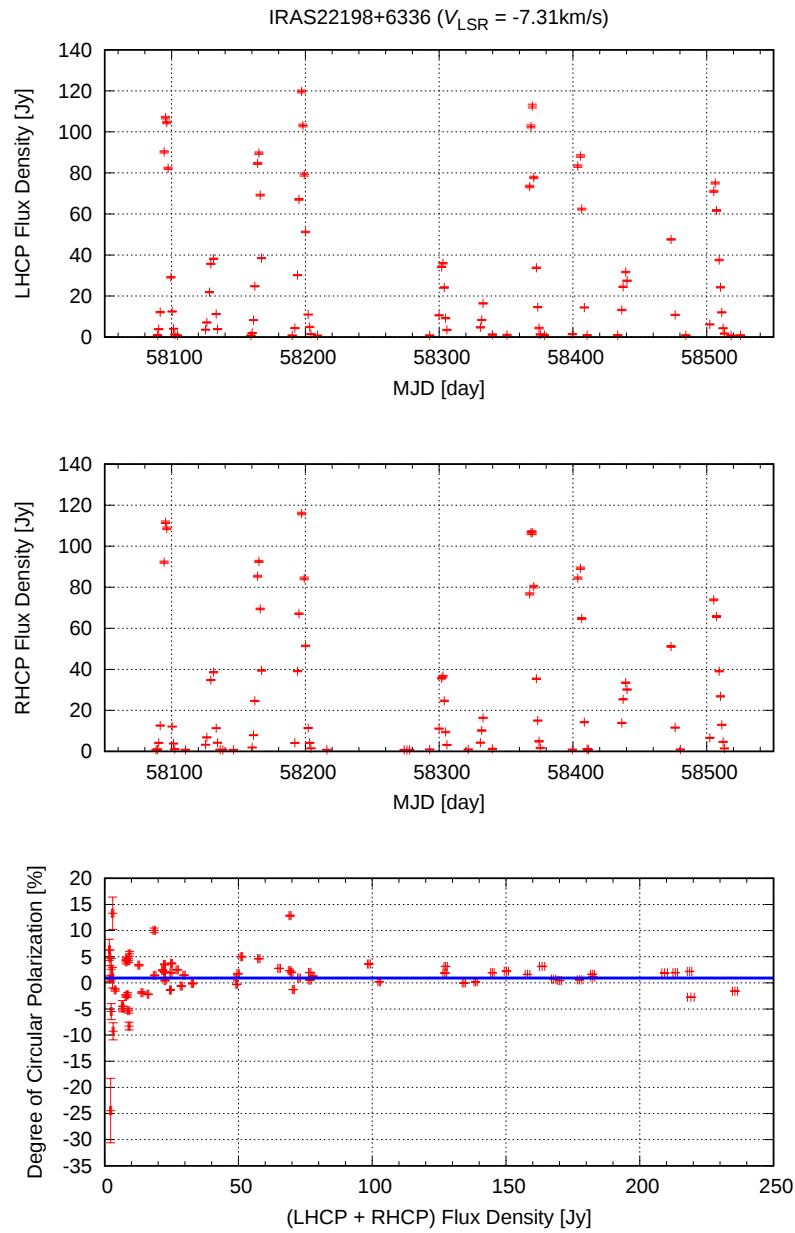


図9 IRAS22198+6336 の-7.31km/s 成分。図の注意点は図7を参照。

4 考察

まず、今回の強度較正方法は必ずしも妥当であるとは限らない。較正用メーザーの放射強度が変動しないと仮定したが、現実には変動しないかどうかは明らかでないからである。

その点をふまえても、円偏波率プロットのデータ点のうち、フラックス密度が大きくなるほど円偏波率の平均値へ収束していくデータ点分布に対して縦軸方向に明らかに外れるデータ点は、有意

な円偏波検出である可能性がある。例えば、図 9 の 75Jy 当たりのデータ点や図 8 の一番フラックス密度の高いデータ点がそのようなデータ点である。これが正しければ、6.7GHz メタノールメーザーの急激な増光には、大質量原始星近傍の磁場の影響で生じた円偏波率の高いフレアが種光子として関与していると考えられる。

ただし、データ分布から明らかに外れているかどうかは目視で判断している。「円偏波率の平均から何 Jy のときに何パーセント以上離れていれば有意な円偏波率である」といった数値的な基準は設けていない。今後の課題としては、有意な円偏波検出かどうかを判断する数値的な基準を設ける必要がある。

円偏波率の平均が 0 から有意に異なることに関しては、メーザー放射が平均的に円偏波している可能性と、強度較正がうまく機能していない可能性がある。

付録 A グリニッジ恒星日（世界時 2017/11/21 00:00:00 から）の計算

この付録では、世界時 2017/11/21 00:00:00 を起点とするグリニッジ恒星日を求める。まず、起点からの積算グリニッジ恒星時を求める。起点の時刻におけるグリニッジ平均恒星時（春分点として平均春分点をとった場合のグリニッジ恒星時）は $04^{\text{h}}00^{\text{m}}45.045^{\text{s}} = 4.0125125^{\text{h}}$ である（値の引用元は [8]）。1 日で恒星時は $1.0027379 \times 24^{\text{h}}$ 進むので、起点の日 ($MJD=58078.00$) 以降の修正ユリウス日における積算グリニッジ恒星時は

$$4.0125125 + 1.002739 \times 24 \times (MJD - 58078.00) \quad (14)$$

である。

グリニッジ恒星日は上式を 24^{h} で割ることで得られる。つまり、

$$0.16718802 + 1.002739 \times (MJD - 58078.00) \quad (15)$$

である。

付録 B 解析した残りのメーザー速度成分

解析した残りのメーザー速度成分のプロットをこの付録に載せる。

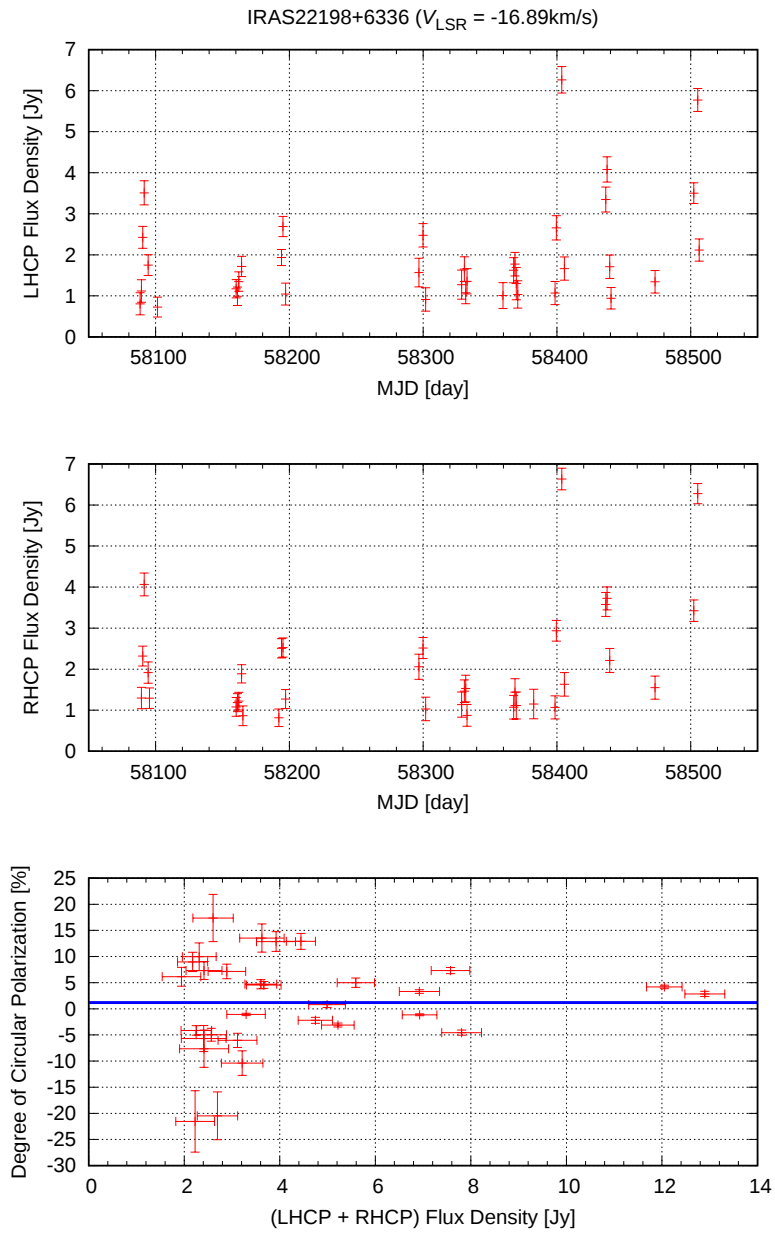


図 10 IRAS22198+6336 の-16.89km/s 成分。図の注意点は図 7 を参照。

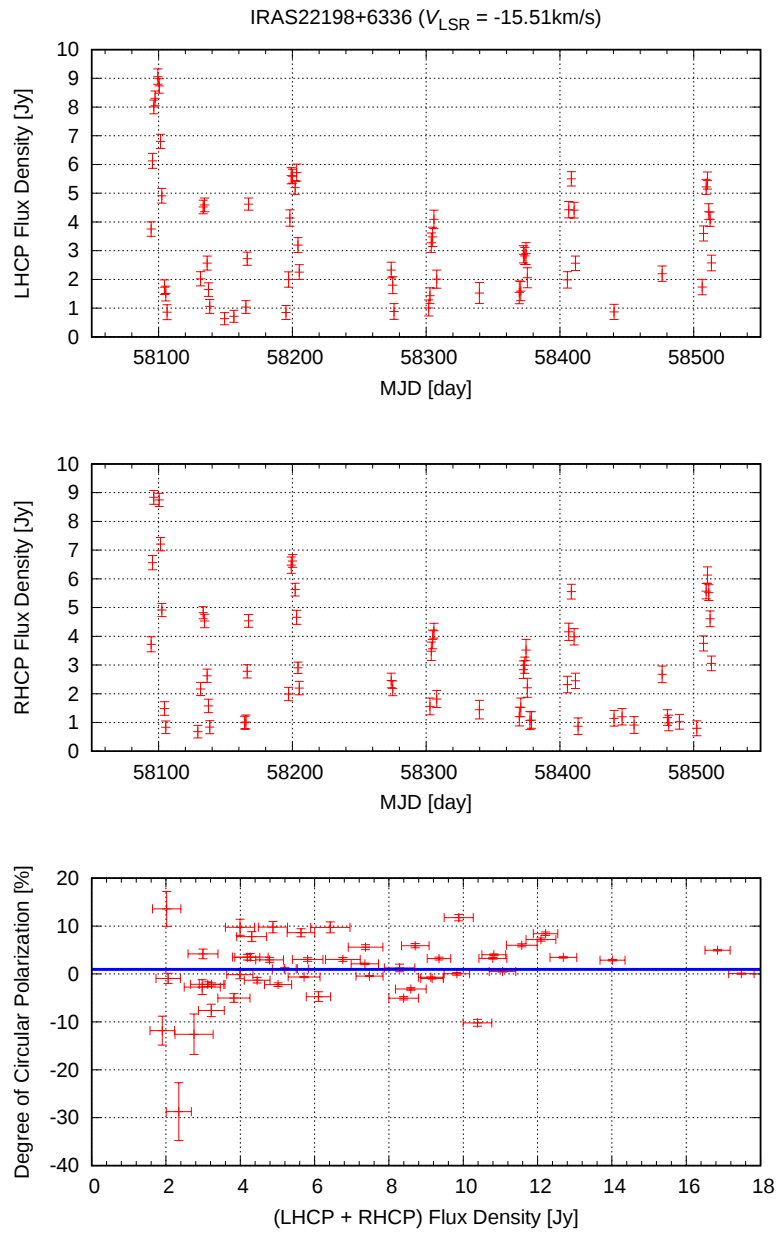


図 11 IRAS22198+6336 の-15.51km/s 成分。図の注意点は図 7 を参照。

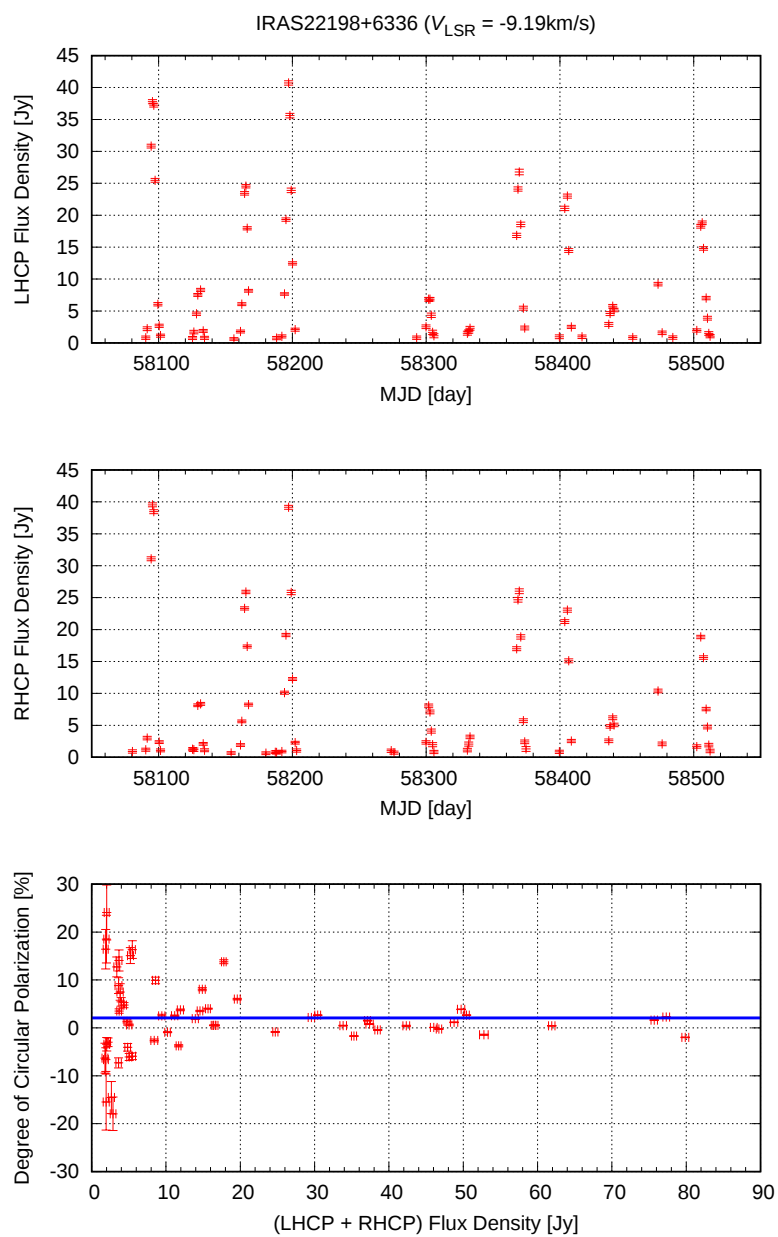


図 12 IRAS22198+6336 の-9.19km/s 成分。図の注意点は図 7 を参照。

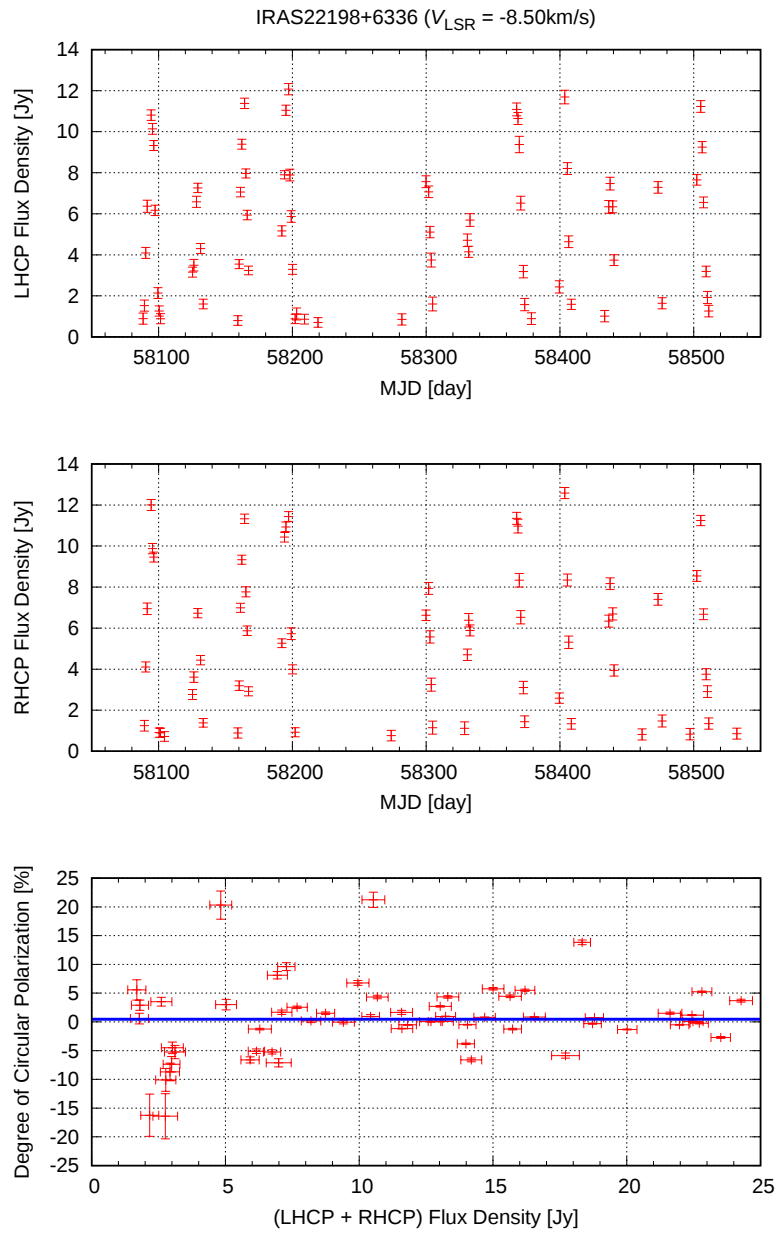


図 13 IRAS22198+6336 の-8.50km/s 成分。図の注意点は図 7 を参照。

参考文献

- [1] 中井直正ほか(編). 宇宙の観測 II - 電波天文学. シリーズ 現代の天文学 16. 日本評論社, 2009.
- [2] 福井康雄ほか(編). 星間物質と星形成. シリーズ 現代の天文学 6. 日本評論社, 2008.
- [3] G. A. Dulk. Radio emission from the sun and stars. *araa*, Vol. 23, pp. 169–224, 1985.
- [4] 桜井隆ほか(編). 太陽. シリーズ 現代の天文学 10. 日本評論社, 2009.
- [5] 国立天文台 野辺山太陽偏波観測所. https://solar.nro.nao.ac.jp/norp/html/event/20141217_0432/norp20141217_0432.html (2019/02/27 閲覧).
- [6] 福島登志男ほか(編). 天体の位置と運動. シリーズ 現代の天文学 13. 日本評論社, 第 2 版, 2017.
- [7] J. R. Taylor. 計測における誤差解析入門. 東京化学同人, 2000. 林茂雄, 馬場涼 訳.
- [8] 国立天文台 暦象年表 web 版. <https://eco.mtk.nao.ac.jp/cgi-bin/koyomi/cande/date2jd.cgi> (2019/02/27 閲覧).

謝辞

卒業研究を行うにあたり、百瀬先生、米倉先生からは多くの有益な助言やコメントをいただきました。円偏波には磁場が関わっている可能性があること、また、磁場が星形成に重要でありながら測定が難しいことなどを教えていただき、この研究に対する問題意識を持つことができました。また、今日まで日々のモニター観測を行っていただいた電波天文観測研究室の皆様、そして観測運用を中心となって行ってくださった研究員の齋藤悠様、本研究は皆様がいなければ成り立たないものです。深く感謝申し上げます。研究員の Soon 様、研究室の先輩である田辺様からは、Linux や $\text{\LaTeX}$ などについて、研究に役立つ使い方をいろいろ教えていただきました。それが無ければ、卒業研究がここまで進むことはなかったと思います。大変ありがとうございました。