

大質量星形成領域 G32.04 に対する東アジア VLBI 観測網による観測的研究

2021 年度卒業論文

茨城大学 理学部 理学科 学際理学コース 18s6020n 森泉怜

指導教員

米倉覚則 百瀬宗武

概要

大質量星形成シナリオはまだ不明な点が多く様々な視点から現在も研究が進められている。一方で大質量星形成領域にてメタノールメーザーが検出されている。また 2015 年 9 月から 2017 年 3 まで行われた日立局における高頻度モニター観測では、観測した 143 天体のうち 37 天体がメーザーの強度が周期変動をする事がわかっている (山口 2017)。この変動のメカニズムとして、間欠的な変動については colliding wind binary (CWB) model (連星間で恒星風が衝突することによって引き起こされるフラックス変動, vvan den Heever et al. 2019), spiral shock model (連星と降着円盤から螺旋状に連星へ向かって生じる降着流によって生じるフラックス変動, Parfenov & Sobolev 2014) の二つが挙げられ、連続的な変動については脈動モデル (Inayoshi et al. 2013, 大質量星形成時の脈動不安定性によって生じるフラックス変動) が挙げられる。大質量星形成領域で生じているメーザーの変動が上記のどの機構によって発生しているのかを特定するためには天体の中の各メーザースポットがどのように変動するのか、また、その一部だけが変動するのか、全てのメーザースポット (天球面上における各メーザー放射) が変動するのかを知る必要があるため天体におけるメーザーの強度分布の時間発展を高い角度分解能で獲得する必要がある。ミリ秒角スケールの高い角度分解能を誇る VLBI 観測を用いればそれを実現できる。そのため過去に天体の活動期と平穏期にタイミングを合わせた複数回の VLBI 観測をされた事例のない、かつ、変動周期が短い (150 日未満である) G32.04 (変動周期約 60 日) で生じているメーザーの変動が上記のどの機構によって発生しているのかを特定するために大質量星形成領域の活動期と平穏期の 2 回に分けて観測を行なった。

目次

1	はじめに	4
1.1	メーザー	4
1.2	メーザー発生機構	6
2	観測	7
2.1	観測概要	8
2.2	観測天体	8
2.3	観測状況	8
3	解析	10
3.1	自己相関関数の正規化によるノイズフロアでの規格化	10
3.2	バンドパス特性の除去	11
3.3	各局で得られたバンドパス特性	12
4	現時点での解析結果	18
4.1	入来局	18
4.2	小笠原局	19
4.3	石垣局	20
4.4	蔚山局	20
4.5	日立局	21
4.6	山口局	21
4.7	上海局	22
5	現時点での結果と今後の予定	22
6	まとめ	22
7	謝辞	23

1 はじめに

1.1 メーザー

メーザー (maser : microwave amplification by stimurated emission of radiation) とは誘導放出によって極めて狭い周波数帯域で電波が放射される現象であり, 宇宙空間においては, 主に原始星, 大質量星形成領域, 漸近巨星分枝で発生している。

この節は主に「シリーズ現代の天文学 16 (第二版) “宇宙の観測 II - 電波天文学” 2020」を参考に記述する。

1.1.1 輻射輸送の基本方程式

メーザーの放射原理を理解するために, 電磁波と電磁波の通過する媒質の相互作用について考える。

1. 媒質による電磁波の吸収

媒質中を強度 I_ν の電磁波が通過する際, 媒質に吸収され, 強度が減少する。媒質中を流れる周波数 ν の電磁波の減少量は吸収係数 κ_ν , 媒質中を電磁波が進んだ距離 ds を用いて

$$dI_\nu = \kappa_\nu I_\nu ds \quad (1)$$

と表せる。

2. 媒質からの放射

電磁波が媒質中を通過する際, 吸収だけでなく媒質からの放射も発生する。この放射による周波数 ν の電磁波の増加量は媒質の放射係数 (電磁波の進行方向に対し単位長さあたりに媒質が放射する強度) ϵ_ν , 媒質中を電磁波が進んだ距離 ds を用いて

$$dI_\nu = \epsilon_\nu ds \quad (2)$$

と表される。

(1) 式, (2) 式より, 媒質中を強度 I_ν の電磁波が ds だけ進んだときの強度変化は

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \epsilon_\nu - \kappa_\nu I_\nu \quad (3)$$

と表せる。これが輻射輸送の基本方程式である。

1.1.2 アインシュタイン係数と吸収係数

2 準位系 (エネルギー準位 1, 2 におけるエネルギーが E_1, E_2 , ただし, $E_2 > E_1$) を考えたとき, その系から放出される電磁波の強度の周波数依存性は $\nu_0 = \frac{(E_2 - E_1)}{h}$ に鋭いピークを持つ関数 $\phi(\nu)$ で表されたとする。この関数はプロファイル関数と呼ばれ, $\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1$ を満たす。

エネルギー準位間の遷移には (a) 自発放射 (b) 吸収 (c) 誘導放射の三つの素過程が存在する。

(a) 自発放射

自発放射とは, エネルギー準位 2 の粒子がある確率でエネルギー準位 1 に遷移し, 振動数 ν_0 付近の光子を一つ放出する過程である (周波数の分布は $\phi(\nu)$ に従う)。この過程が起こる確率はアインシュタイン A 係数

$$A_{21} \quad (4)$$

で表される。

(b) 吸収

吸収はエネルギー準位 1 の粒子が ν_0 付近の光子を吸収し準位 2 へと遷移する過程である。この確率は系に入射する光子の量 $\bar{J}$ に比例する。光子の量は 2 準位間で放射，吸収される電磁波の強度で決まり， $\bar{J} = \int_{4\pi} (\int_0^\infty I_\nu \phi(\nu) d\nu) d\Omega$ と定義される。吸収の起こる確率はアインシュタイン B 係数と光子の量 $\bar{J}$ を用いて

$$B_{12} \bar{J} \quad (5)$$

と表される。

(c) 誘導放射

誘導放射とは，エネルギー準位 2 の粒子に ν_0 付近の光子が入射したとき，ある確率で準位 1 に遷移するとともに ν_0 付近の光子を一つ放出する過程である。誘導放射の起こる確率は，アインシュタイン B 係数と光子の量 $\bar{J}$ を用いて

$$B_{21} \bar{J} \quad (6)$$

と表される。

これらの確率は互いに独立ではなく，以下のような関係がある。

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (7)$$

$$A_{21} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{21} \quad (8)$$

ここで (g_1, g_2) はそれぞれ準位 1, 2 の統計的重み， $h = 6.63 \times 10^{-27} [\text{erg}\cdot\text{s}]$ はプランク定数， $c = 299792.458 [\text{km}\cdot\text{s}^{-1}]$ は光速である。

準位 1, 2 の粒子の個数がそれぞれ (n_1, n_2) となる媒質のうち体積 dV の部分が時間 dt 間に $d\Omega$ の方向からやってくる電磁波のエネルギーを吸収する量はこれらを用いて

$$dE_\nu^{(abs)} = -h\nu(n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) dV dt \times I_\nu \phi(\nu) \frac{d\Omega}{4\pi} d\nu \quad (9)$$

と表すことができ，強度の定義 $dE_\nu = I_\nu d\Omega d\nu dA dt$ より， $dV = dA ds$ とすれば

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu ds = -\frac{h\nu}{4\pi} (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) I_\nu \phi(\nu) ds \quad (10)$$

となり

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) \phi(\nu) \quad (11)$$

となる。(7) 式より B_{12} のみを用いて表せば

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \phi(\nu) B_{12} n_1 \left(1 - \frac{g_1 n_2}{g_2 n_1}\right) \quad (12)$$

となる。

1.1.3 反転分布

地球の大気のような高密度のガスにおいては、粒子同士の衝突が支配的であり、2 準位間の粒子の個数の比はボルツマン分布で与えられ、

$$\frac{n_2/g_2}{n_1/g_1} = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (13)$$

(13) 式は必ず 1 より小さい値となる。しかし、宇宙空間のような極めて低密度なガスにおいては粒子同士の衝突よりもエネルギー準位の遷移によるエネルギーのやりとりが支配的となる場合があり、A 係数、B 係数の値によっては $\frac{n_2/g_2}{n_1/g_1} > 1$ となる場合がある。このような状態を反転分布という。媒質において $\frac{n_2/g_2}{n_1/g_1} > 1$ のとき、(12) 式は負となるため、(10) 式の変化量が正となり、周波数 ν_0 付近の電磁波が媒質を通ることで増幅されることがわかる。この現象がレーザーである。

1.2 メーザー発生機構

本研究で観測した 6.7 GHz メタノールメーザーは大質量星形成領域内のメタノールが赤外線励起することで発生することがわかっている。

赤外線励起によって引き起こされる 6.7 GHz メタノールメーザーは比較的安定であると思われていたがメーザーが周期変動する天体が存在することがわかった。

間欠的な変動機構のシナリオとして以下の 2 つがあげられる。

1.2.1 CWB model

CWB (colliding wind binary) model とは連星近接点にて恒星風同士が衝突することによって恒星風内の自由電子が加速を受け、free-free 放射を起こすことでメーザーを発生させる種光子を供給する、と考えるモデル。このモデルでは、連星が近接点にある時にメーザー強度が最大となる。

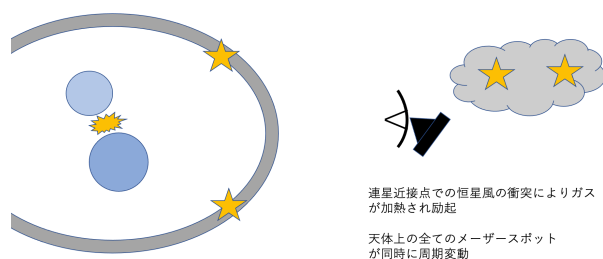


図 1 CWB model 概略図

1.2.2 spiral shock model

spiral shock model とは、周期的に形成される降着流によってパウショックとメーザー放射領域間が加熱されることでメーザーの放射に適した環境のガス柱密度が増加すると考えるモデルであり、このモデルではメーザーの放射に適した環境のガス柱密度が増加する方向と、視線方向が一致する成分のみが周期変動しているように見える。

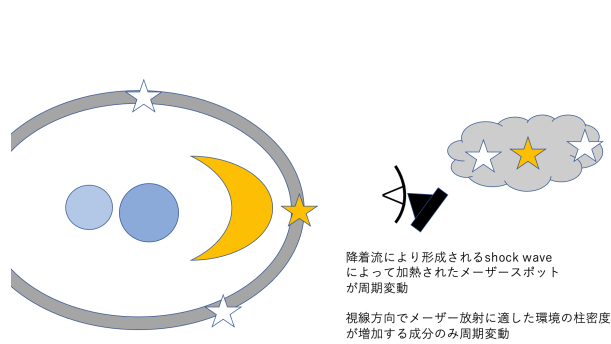


図2 spiral shock model 概略図

間欠的な強度変動を示す 6.7 GHz メタノールメーザー天体上のメーザースポットの全てで周期変動が見られるならば、メーザー発生機構を CWB model であると決定することができ、一部分だけが周期変動をするのであれば、メーザー発生機構を spiral shock model であると決定できる。

2 観測

本研究では東アジア VLBI 観測網の日立、山口、小笠原、石垣、入来、蔚山、上海の計7局を用いて G32.04 の活動期（2021.02.04-05）と平穏期（2021.03.06-07）にタイミングを合わせ、VLBI 観測を行なった。

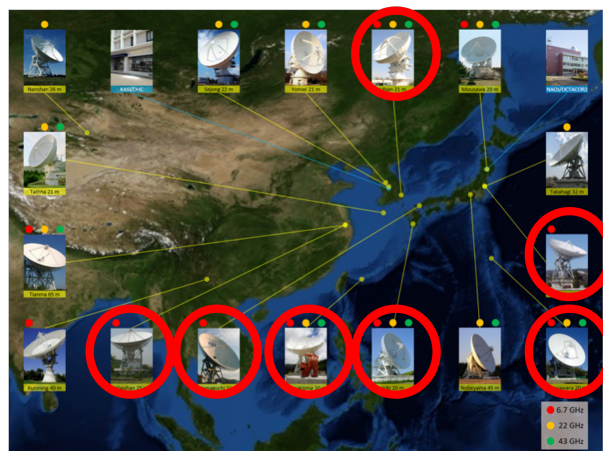


図3 東アジア VLBI 観測網の天文台地図 (https://radio.kasi.re.kr/eavn/main_eavn.php より引用)

図3にて赤丸で記されている望遠鏡が本観測で用いた望遠鏡である。

2.1 観測概要

メーザーが検出される帯域付近のみを高い分光にしたデータと、主に位相、遅延較正を目的とした連続波用のデータを取得した。以下に観測概要を表にしたものを示す。

	連続波	メーザー
観測周波数帯域	256 MHz (6.600-6.856 GHz)	16MHz (6.664-6.680 GHz)
分光点数	4096	8192
観測偏波	LHCP	LHCP

図 4 観測概要

2.2 観測天体

バンドパス特性の除去、遅延較正をベースとした位相較正を行うために明るい連続波天体である 3C 454.3, 1741-038 の 2 天体を、ターゲット周辺の大気による遅延較正のためにターゲットに近い連続波天体である 1853+027 を、テンプレート法による振幅構成のためにメーザー源である G34.39, G35.19 を較正天体を選び、観測を行なった。

天体名	役割	変動周期 (日)
G32.04	ターゲット	約 60
3C 454.3	位相, バンドパス較正	
1741-038	位相, バンドパス較正	
G34.39	振幅較正	約 30
G35.19	振幅較正	
1853+027	位相, 遅延較正	

表 1 観測天体一覧とその役割

2.3 観測状況

2.3.1 本観測にて報告されている問題点

1 回目の観測記録にて以下の 2 点の以上が報告されている。

1. 観測開始時刻の 2021/02/04/22:30:00 から 2021/02/04/22:33:50 までの間、蔚山局は天体の追尾ができていなかった。
2. 山口局において、水素メーザー周波数標準器の不調が発生しており、時刻精度が時間変化してしまうトラブルが生じていた。

2.3.2 基準局の選定

今後の位相較正を「どの局からどれくらいのずれが生じているか」を計算することで行う為、その基準となる局を決める必要がある。基準局を選定する条件として

1. 全ての IF を問題なく使える。
2. 短い基線を最も多く作ることができる。
3. 比較的感度が良い。
4. 特に観測中にトラブルが発生しなかった。

の4つの条件を設定した。一つ目の条件より、装置の性質上意図的に IF8-10 の強度を減衰させている日立局は基準局には不適、2つ目の条件より使用局の中で西端の上海局、離島の石垣局、小笠原局は不適となる。4つ目の条件より追尾ができていない時間があった蔚山局、時刻精度が不安定だった山口局は基準局として不適、よって本観測における基準局を消去法で入来局に選定した。

3 解析

観測によって得られたデータを NRAO (National Radio Astronomy Observatory) が開発した電波観測データ解析ソフト AIPS を用いて解析を行っており現在はデータ較正を行なっている段階である。これまでに行った較正を 1 エポック目に日立局で G32.04 を観測し得られた周波数 6.664 GHz–6.680 GHz の範囲のデータを高い周波数分解能 (8192 ch に分割) にしたものを例に説明する。

3.1 自己相関関数の正規化によるノイズフロアでの規格化

各望遠鏡でサンプリングされた信号は相関器で相関係数を出力する際に相関器の特性により、振幅が変化する。さらに、信号は使用できるデータに変換される際に量子化損失を受けてしまうため、相関器から出力されたそのまの相関係数からフーリエ変換を行うことで算出されるパワースペクトルの振幅は科学的議論に用いることができない。図 5 は各局で得られた電圧の相関係数を正規化せず積分時間を 5 分として得られた相関関数をフーリエ変換して得られたスペクトルである。

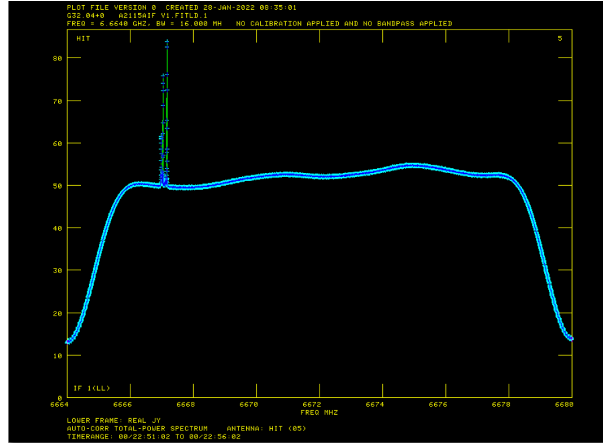


図 5 日立局における相関器から出力されたそのまの G32.04 のデータを用いて作られたパワースペクトル

しかし、相関係数を各局の自己相関関数で正規化すると、相関関数が以下のように変形できることからノイズフロアで規格化することができる。

$$C_{ij}(\tau) = \langle V_i(t), V_j(t - \tau) \rangle \quad (14)$$

$$r_{ij}(\tau) = \frac{\langle V_i(t), V_j(t - \tau) \rangle}{\sqrt{\langle V_i(t)^2 \rangle \langle V_j(t)^2 \rangle}} \quad (15)$$

$$r_{ij}(\tau) = g \frac{\langle V_i(t), V_j(t - \tau) \rangle}{\sqrt{(T_{sysi} + T_{ai})(T_{sysj} + T_{aj})}} \approx g \frac{\langle V_i(t), V_j(t - \tau) \rangle}{\sqrt{(T_{sysi})(T_{sysj})}} \quad (16)$$

($V_i V_j$: アンテナ i, j で得られる電圧)

(C_{ij} : 相関関数)

(r_{ij} 正規化した相関関数)

(T_{ai} , T_{aj} : アンテナ温度, アンテナに入射した電力を温度換算したもの)

(T_{sysi} , T_{sysj} : システム雑音温度, アンテナで受け取る電力のうち, 天体以外から受け取る雑音を温度換算したもの)

これによって図 6 のようなスペクトルが得られる。図 5 の縦軸が科学的に意味を持たないものになっていたのに対し, こちらは縦軸が (信号) / (雑音) に相当する量となっている。ただし, アンテナ温度 T_a はシステム雑音温度 T_{sys} より十分に小さいとし, 式 (16) の中辺から右辺への近似を行った。

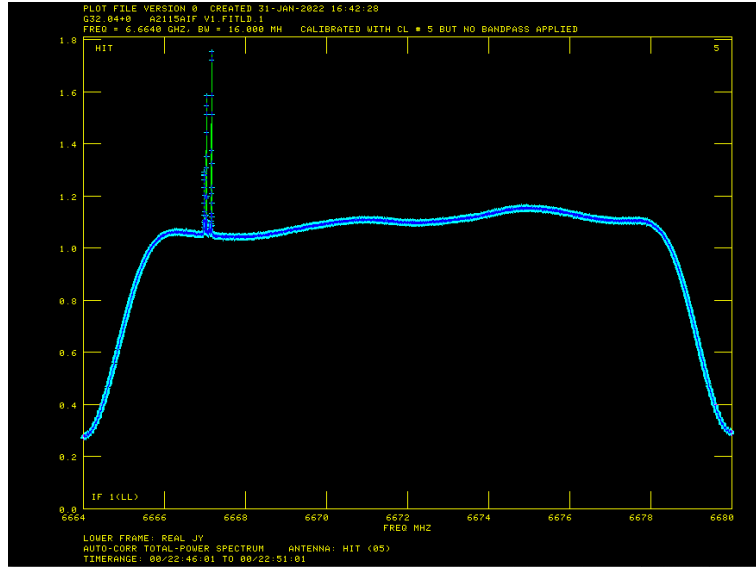


図 6 G32.04 の正規化後のパワースペクトル横軸: 周波数, 縦軸: $\frac{T_a}{T_{sys}}$ に相当する量

3.2 バンドパス特性の除去

電波望遠鏡で観測する際, 得られた電波はバンドパスフィルターというものを通ることで特定の周波数帯ごとに分けられる。箱型関数のように特定の電波のみを一樣な強度で通す理想的なバンドパスフィルターは存在せず, 必ず図 7 の赤く囲んだところのようなバンドパス特性が生じてしまう。この特性を除去するために

1. スペクトルが平坦な連続波源であること
2. 十分な信号雑音比で観測されるように強いコンパクトな電波源であること。

(以上 2 点は干渉計サマースクール 2005 講義資料より引用)

の 2 点を満たす天体のスペクトル (本観測では 3C 454.3, 1741-038 がそれに当たる) の全プロットを最小二乗法でバンドパス特性の関数形の近似形を求めた。

これにより得られたバンドパス特性を用いてその影響がある部分が平坦になるように補正した。それによって得られたスペクトルが図 8 となる。図 7 にてバンドパス特性により緩やかな山のようにになっていたスペクトルがフラットになっている事がわかる。

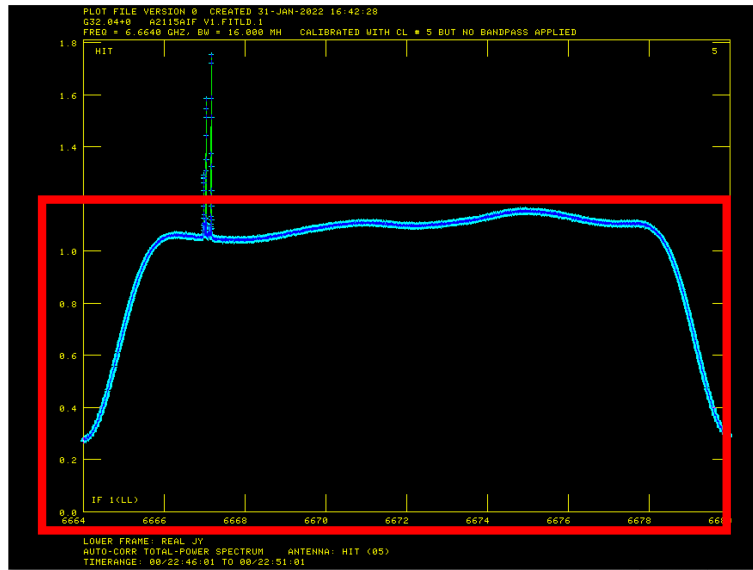


図 7 G32.04 のスペクトル横軸: 周波数, 縦軸: $\frac{T_a}{T_{\text{sys}}}$ に相当する量。バンドパスによって赤枠内のような丘状の特性が生じる

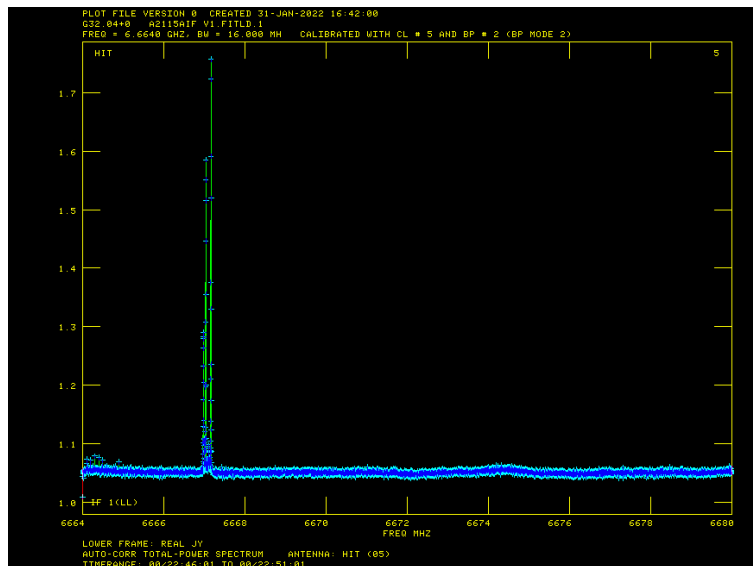


図 8 バンドパス特性除去後の G32.04 のスペクトル横軸: 周波数, 縦軸: $\frac{T_a}{T_{\text{sys}}}$ に相当する量

3.3 各局で得られたバンドパス特性

以下の図は各局で得られたバンドパス特性である。

3.3.1 入来局

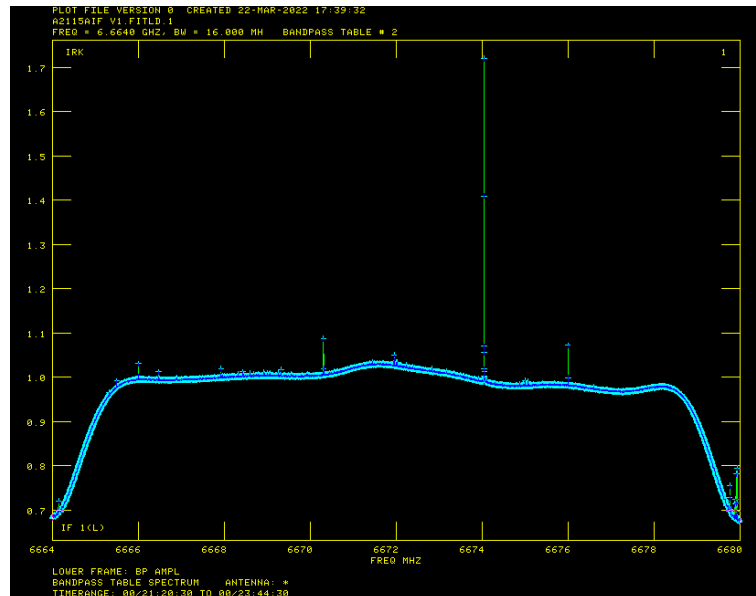


図9 入来局のメーザー観測におけるバンドパス特性

3.3.2 小笠原局

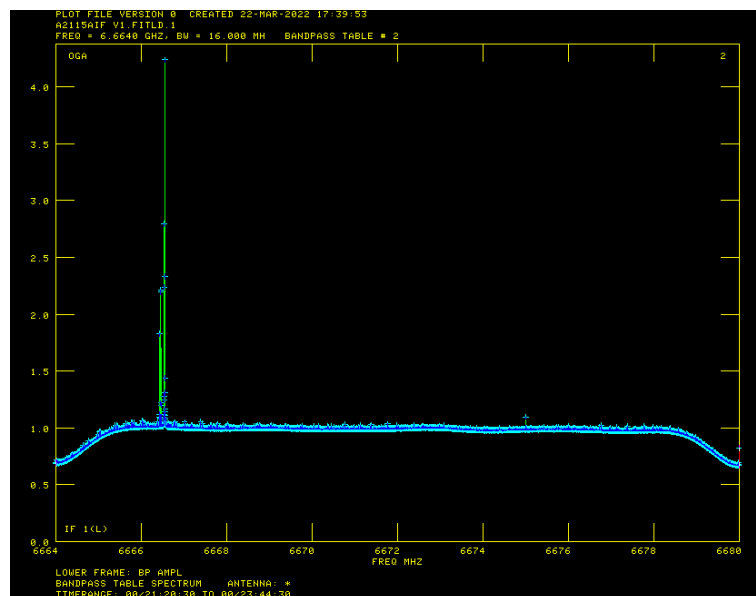


図10 小笠原局のメーザー観測におけるバンドパス特性

3.3.3 石垣局

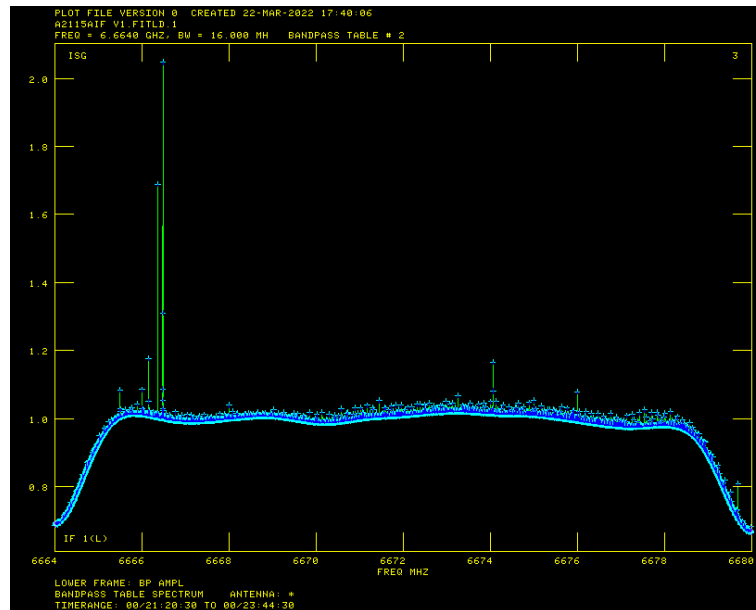


図 11 石垣局のメーザー観測におけるバンドパス特性

3.3.4 蔚山局

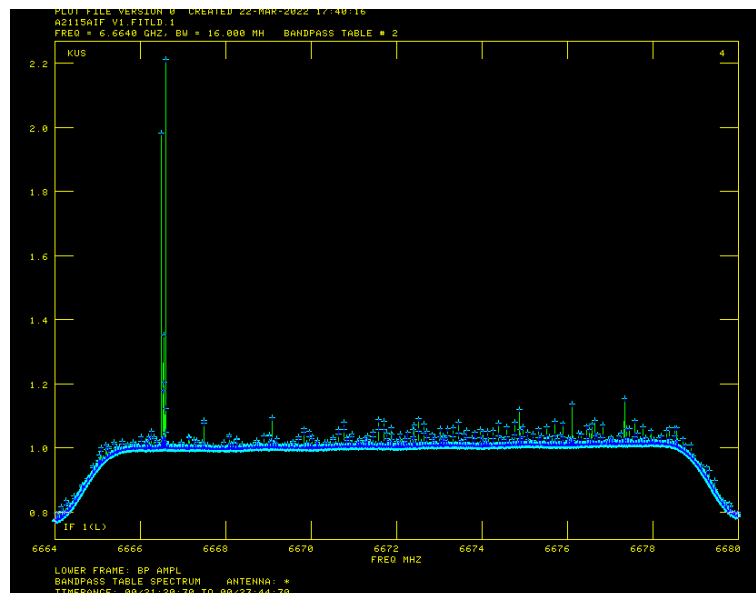


図 12 蔚山局のメーザー観測におけるバンドパス特性

3.3.5 日立局

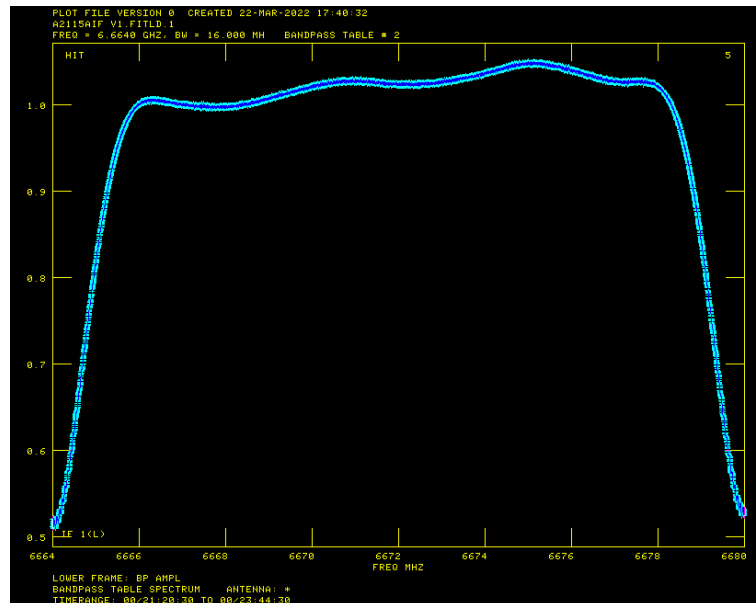


図 13 日立局のメーザー観測におけるバンドパス特性

3.3.6 山口局

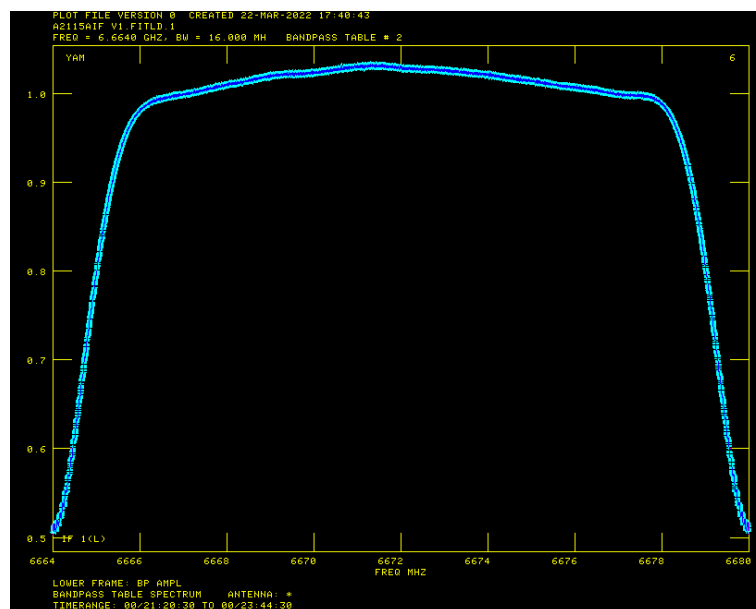


図 14 山口局のメーザー観測におけるバンドパス特性

3.3.7 上海局

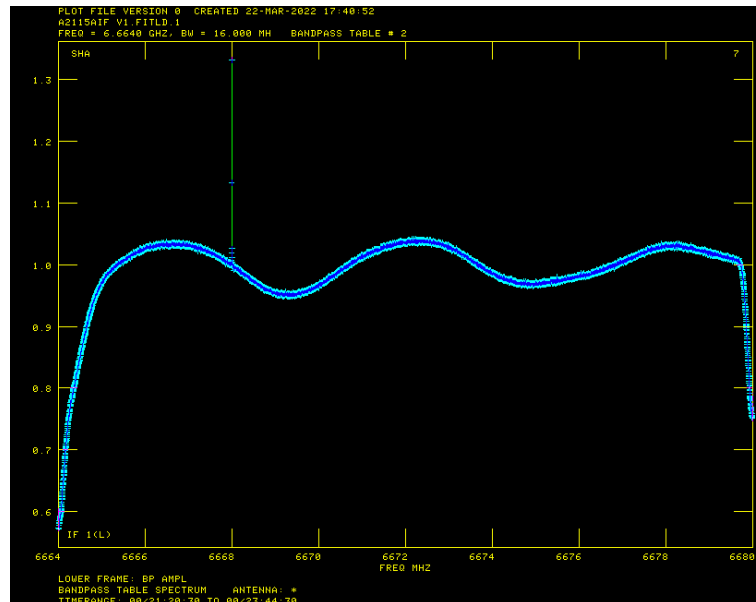


図 15 上海のメーザー観測におけるバンドパス特性

3.3.8 備考

各局で得られたバンドパス特性は以下の様になる。日立局，山口局を除く 4 局におけるバンドパス特性内にメーザーのようなものが見られる。これは各局の装置起因のスプリアスというものである。実際，バンドパス較正に用いた観測周波数帯で各周波数における強度がほぼ一定であるはずの 1741-038 においてこの 4 局では以下のように特定の周波数にて鋭いピークができてしまっている。

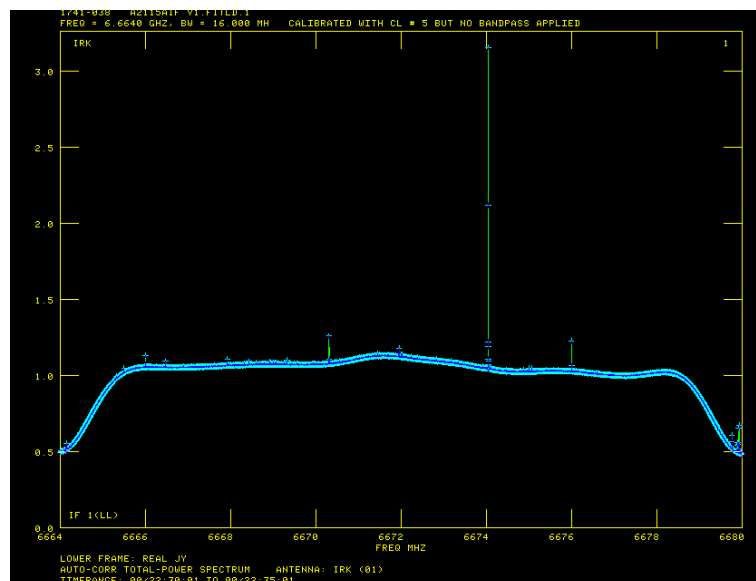


図 16 入来局で観測された連続波天体 1741-038 のスペクトル

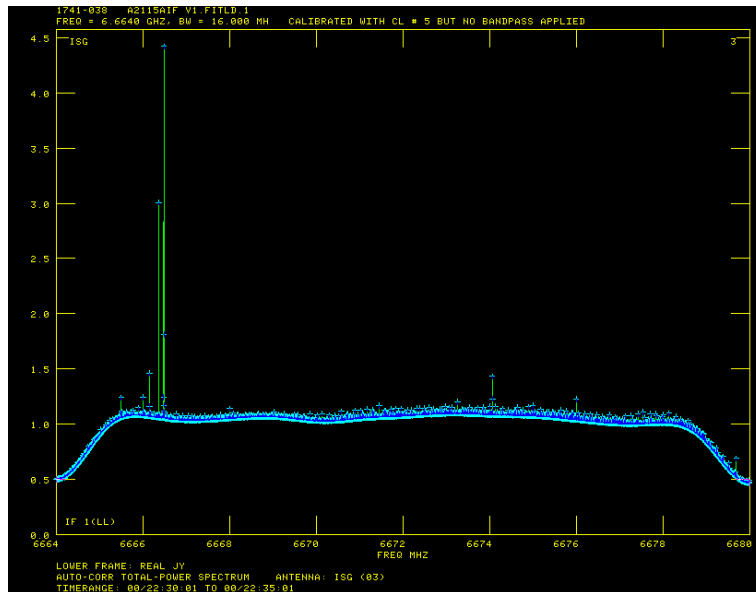


図 17 石垣局で観測された連続波天体 1741-038 のスペクトル

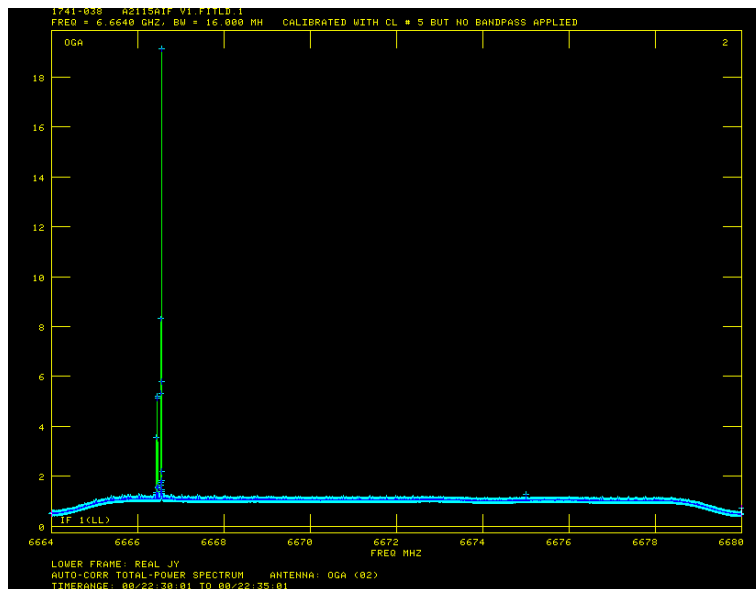


図 18 小笠原局で観測された連続波天体 1741-038 のスペクトル

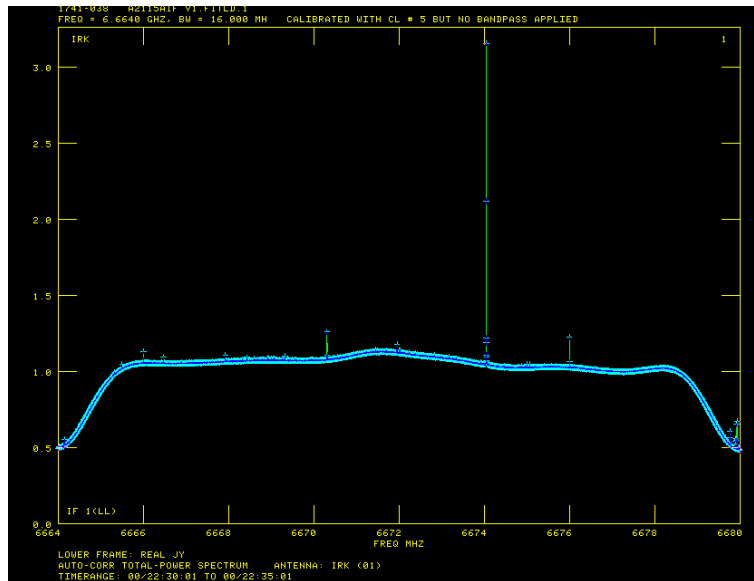


図 19 上海局で観測された連続波天体 1741-038 のスペクトル

4 現時点での解析結果

ここまでの較正で得られた各局における G32.04 のスペクトルは以下ようになった。

4.1 入来局

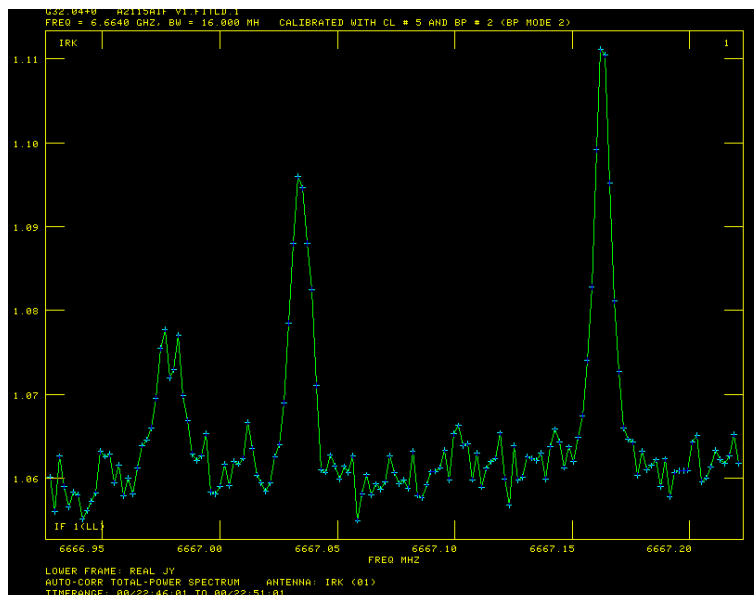


図 20 入来局で得られた G32.04 のスペクトル-横軸: 周波数

4.2 小笠原局

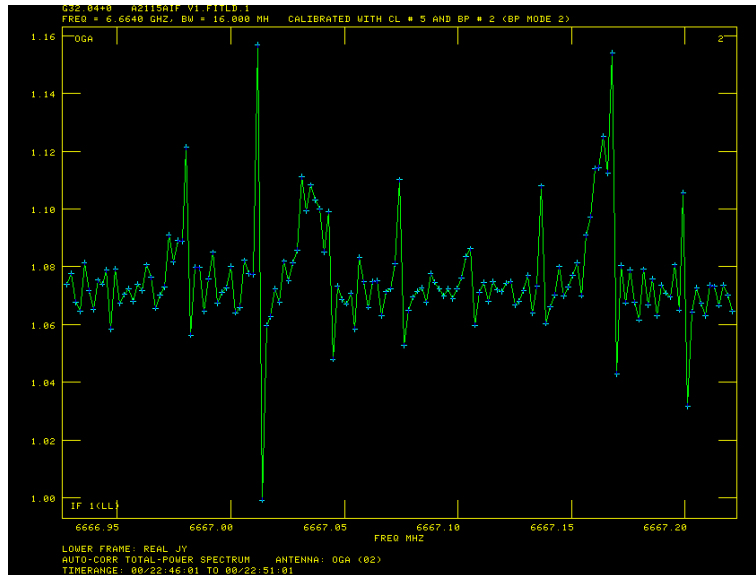


図 21 小笠原局で得られた G32.04 のスペクトル-横軸: 周波数

4.3 石垣局

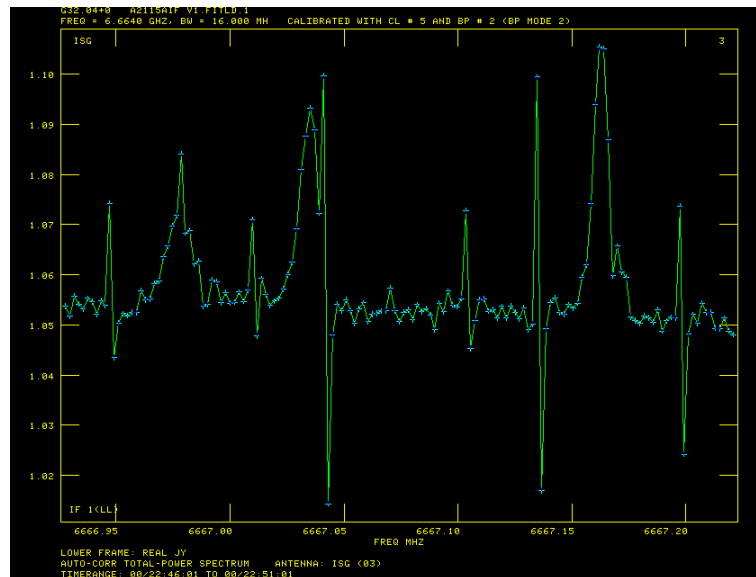


図 22 石垣局で得られた G32.04 のスペクトル-横軸: 周波数

4.4 蔚山局

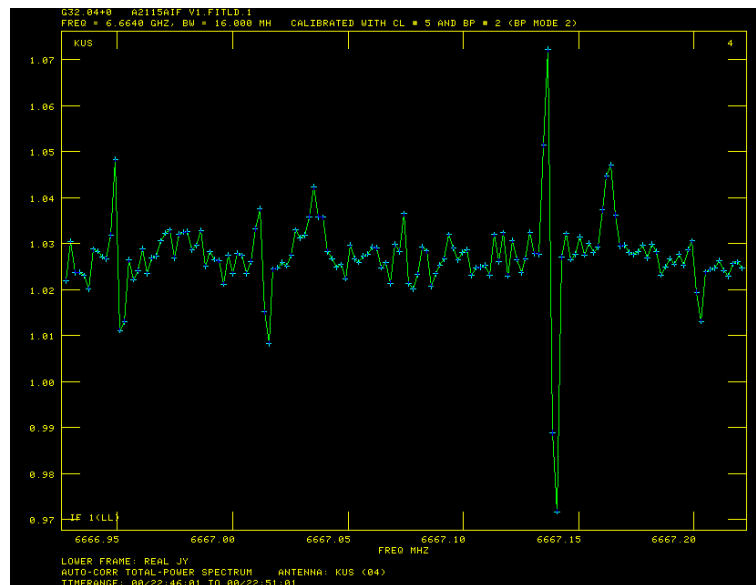


図 23 蔚山局で得られた G32.04 のスペクトル-横軸: 周波数

4.5 日立局

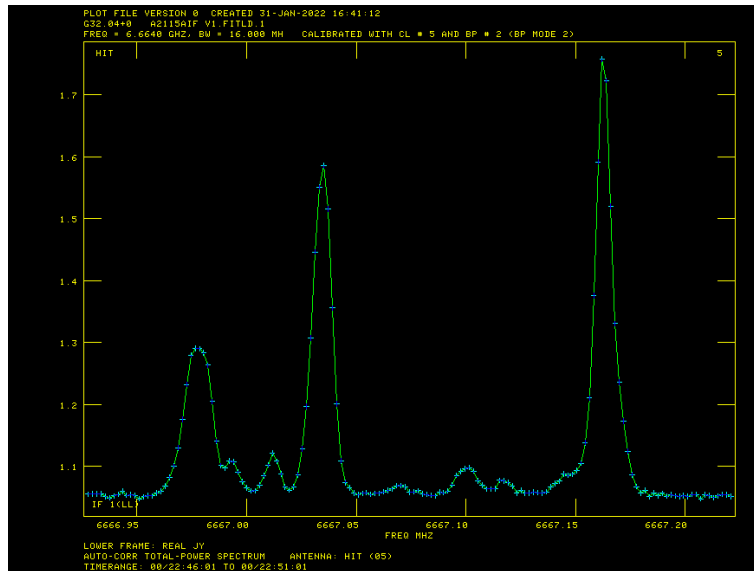


図 24 日立局で得られた G32.04 のスペクトル-横軸: 周波数

4.6 山口局

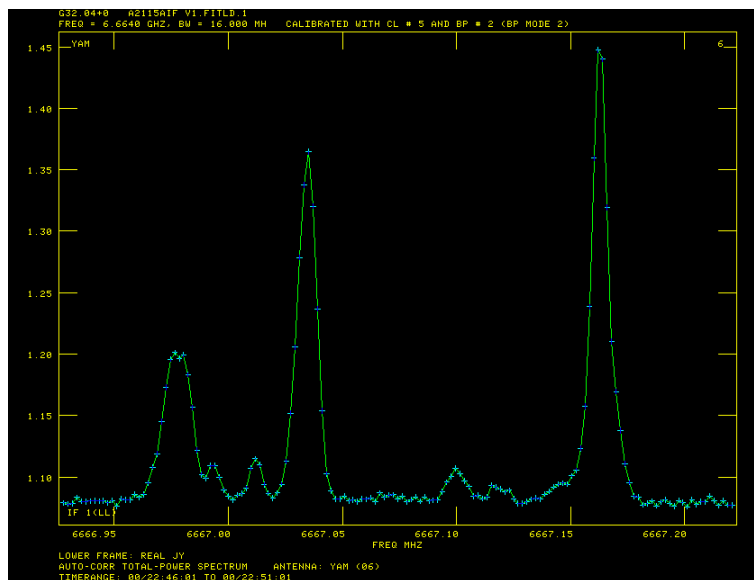


図 25 山口局で得られた G32.04 のスペクトル-横軸: 周波数

4.7 上海局

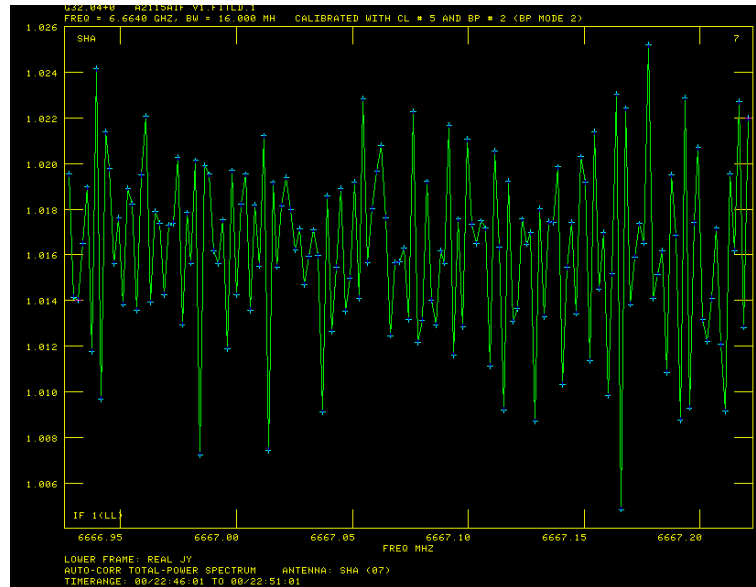


図 26 上海局で得られた G32.04 のスペクトル-横軸: 周波数

5 現時点での結果と今後の予定

4章のスペクトルを見ると、上海局を除く6つの局で6666.97 MHz, 6667.04 MHz, 6667.16 MHz付近に輝線が見られることがわかる。このことから独立に運動するメーザースポットは少なくとも3点は存在すると思われる。一方上海局ではそのような輝線は確認できない。観測記録に上海局で問題が発生していた旨の報告はなかったが、ポインティングがずれていた等の問題が発生していた可能性が伺える。

現時点では振幅の較正の一部ならびに使用不可のデータの隔離を行なった状況であり、2エポック目のデータの解析も進めている最中であるため電波の強度マップの作成およびその変動機構を解明するに至っていない。

今後は振幅の追加較正、および、遅延較正をベースとした位相較正など最終的な電波の強度マップを作成するために必要な校正を進めていく。かつ、2エポック目の観測についても解析を進めていく。

6 まとめ

大質量星形成領域 G32.04 のメーザー発生機構を解明するために G32.04 の活動期と平穏期にタイミングを合わせ、東アジア VLBI 観測網を用いて VLBI 観測を行なった。

観測により得られたデータを AIPS というソフトを用いてノイズフロアでの規格化、バンドパス特性の除去を行なった。その結果、独立した3成分において高い強度の電波が検出された。

現在は遅延較正をベースとした位相較正を行っており、山口局において水素メーザー周波数標準器の不調による遅延時間の不安定性、蔚山局における追尾の遅れ、上海局にて見られる原因不明の異常等の観測トラブルを考慮した上で解析を続けていく。

7 謝辞

AIPS を用いた解析方法，その原理について詳しく教えてくださったタイ国立天文学研究所（NARIT）の杉山孝一郎氏にこの場をお借りして厚く御礼申し上げます。

また，進捗が芳しくない私に対し，様々なアドバイス，科学的視点，考え方などを教えてくださった指導教員の米倉覚則先生にこの場をお借りして厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] シリーズ現代の天文学 16 宇宙の観測 II 第2版 (日本評論社 2020)
- [2] EAVN-flowchart-v1.8.1-170123 (杉山考一郎)
- [3] 日立 32 m 電波望遠鏡を用いた 6.7 GHz メタノールメーザー源の高頻度モニター観測による短周期強度変動天体の研究 (山口貴大 2017 茨城大学理工学研究科修士論文)
- [4] メタノールメーザーにおける電波と光の共同観測 (米倉覚則 第 11 回 光・赤外線天文学大学間連携ワークショップ, https://oister.kwasan.kyoto-u.ac.jp/wordpress/wp-content/uploads/2020/11/yonekura_ws11.pdf)
- [5] On the Class II methanol maser periodic variability due to the rotating spiral shocks in the gaps of discs around young binary stars (Parfenov, S. Yu. & Sobolev, A. M. 2014, MNRAS, 444, 620-628)
- [6] Periodic methanol masers: from a colliding wind binary (CWB) perspective (van den Heever, S. P., van der Walt, D. J., Pittard, J. M., & Hoare, M. G. 2019, MNRAS, 485, 2759-2771)
- [7] Direct Diagnostics of Forming Massive Stars: Stellar Pulsation and Periodic Variability of Maser Sources (Inayoshi, K., Sugiyama, K., Hosokawa, T., Motogi, K., & Tanaka, Kei E. I. 2013, ApJL, 769, L20)
- [8] 干渉計サマースクール 2005 講義資料 (<http://astro.sci.yamaguchi-u.ac.jp/jvn/reduction/SS2005text.pdf>)