

博士論文

誤検出率算出による那須観測所の発見した
突発性電波天体の信頼性評価

Reliability Evaluation of Radio Transients
Reported by the Nasu Observatory
in Terms of False Detection Rate

2014年2月

青木 貴弘
Takahiro AOKI

博士論文

誤検出率算出による那須観測所の発見した
突発性電波天体の信頼性評価

Reliability Evaluation of Radio Transients
Reported by the Nasu Observatory
in Terms of False Detection Rate

2014年2月

早稲田大学大学院 先進理工学研究科
物理学及応用物理学専攻 宇宙電波物理学研究

青木 貴弘
Takahiro AOKI

概要

本論文は、変動性電波天体および突発性電波天体の観測の信頼性向上と、その実体解明に向けて開発した各種システムを報告するとともに、早稲田大学那須観測所によって報告されてきた突発性電波天体の信頼性について評価し報告するものである。本研究によって、過去になされた突発性電波天体の発見報告の有意性が客観的な確率値として与えられ、その信頼性評価の結果をもとに突発性電波天体の天球上の分布が示唆される。

電波バースト、すなわち電波領域において急激な光度変動を起こす天体現象は広く知られており、これは突発的な電波天体として観測される。その起源は、活動銀河核や超新星爆発、恒星フレアなど多種多様である。しかしそれらが起源とは考えにくい特徴を持ち、バーストの継続時間がナノ秒から数日程度という、短い寿命の電波バーストが報告されている。これらの突発現象は、従来の電波バーストとは特徴が異なることを強調し電波トランジェント (radio transients) と呼ばれる。例えば McLaughlin et al. (2006) は、Parkes 64 m 電波望遠鏡を用いた観測で起源のわからない突発的なミリ秒パルスを検出し、彼らはこれを中性子星起源の未知の放射機構によるパルスと考え、Rotating RAdio Transients (RRATs) と命名した。また継続時間が数分の電波トランジェントが Very Large Array (VLA) のデータから発見されたが、そのバーストの様相に対して理論的な解釈が定まっておらず、起源はわかっていない (Hyman et al., 2005)。一方、継続時間が数時間以上と考えられるものが那須観測所で発見され、2012 年までに 11 個が報告されてきている (Kuniyoshi et al. 2007, Niinuma et al. 2007a, Matsumura et al. 2007, Kida et al. 2008, Matsumura et al. 2009, Niinuma et al. 2009)。同様の継続時間を持つものは Bower et al. (2007) によって VLA のデータからも 10 個発見され、その起源についてブレーザーなどの活動銀河核から星間伝搬効果にいたるまで広く議論されたが、実体は特定されていない。短い寿命の突発現象はフォローアップ観測が難しく、起源の未解決なものが多い。したがってその起源を追求する観測的研究は、宇宙科学に新たな知見を与える重要な要素である。

本研究ではまず、データ解析の信頼性向上を目的とした、雑音の統計解析手法を提案する。那須観測所は 8 基の電波望遠鏡を備えており、それらを用いて 4 組の 2 素子干渉計を構築している。その干渉計によって電波天体はフリンジとして観測され、フリンジを検出することがデータ解析の主な目的である。そのデータ解析においては、取得されるデータを柔軟に扱うため那須観測所が独自に開発した解析ソフトウェアが使用されてきた (Kuniyoshi et al. 2006; Takefuji et al. 2007)。それらのソフトウェアは短時間フーリエ変換によってデータの時間周

波数解析を行うものであり、これによって電波天体由来のフリンジを効率的に検出することが可能となった。しかし、検出されたフリンジが真に天体に由来する信号なのか、あるいは単なる雑音を誤検出してしまったのかという判断は、解析者の主観にゆだねられていた。つまり、検出されたフリンジの統計的な有意性が評価されておらず、その検出の信頼性について疑う余地があった。したがって、そのフリンジ強度あるいは信号対雑音比の統計的性質から、その検出の統計的有意性を仮説検定によって客観的に明らかにしなければならない。そこで本研究では、ある検出結果に対してその誤検出率を導く、雑音の統計的解析手法を提案する。

誤検出率とは、検出された信号の強度が雑音によって生じる確率、すなわちその信号検出の偽陽性確率である。誤検出率を算出する方法は基礎的な統計学によって与えられ、電波干渉計データに対する応用方法は Thompson et al. (1986) に提示されている。しかしその算出方法は、データ中の雑音がガウス雑音であることを前提としており、人工的な電波干渉やシステム不安定性による雑音が見られる実際のデータに適用することは必ずしも適切ではない。一方で本研究で提案する方法は、実際のデータ中に現れる雑音成分を解析することで、誤検出率を算出する。この誤検出率算出法は、次の二つの性質を持つ信号波形を解析対象とする：(1) 単一の周波数成分が強く卓越している、(2) ある有限の時間幅をもって局所的に出現する。電波干渉計で得られる天体由来のフリンジは、そのような性質を持つ信号である。本手法は、電波干渉計データに限らず、上記の性質をもつ信号を含むデータに広く適用して信号の有意性を評価することができる。実際に本手法を 2010 年 6 月 29 日に取得した観測データに対して適用した結果、例えばフラックス密度 3.1 Jy の電波天体 J192417+332929 に対しては誤検出率 10^{-39} が得られた。つまり、J192417+332929 のフリンジが雑音によって生じた可能性は小さく、高い信頼性をもって観測されたと評価できる。以上の信頼性評価手法を用い、過去に報告された電波トランジェントに対して誤検出率を算出した。誤検出率算出には上記の算出法と併せて、Thompson et al. (1986) のまとめた算出法をも採用し、それら二つの算出法によって電波トランジェントの信頼性評価を行った。その結果、電波トランジェント WJN J1443+3439 は誤検出率が 10^{-5} より小さく、他の電波トランジェントについてはそれよりも大きかった。Petrov et al. (2007) らの基準に従い、仮説検定の有意水準として 10^{-5} を採用すると、その有意水準のもとでは電波トランジェント WJN J1443+3439 のみが統計的に有意であり、一方で他の 10 個の電波トランジェントは有意でないという結果を得た。すなわち信頼性ある電波トランジェントは WJN J1443+3439 の一つのみであったと判断できる。この結果から、天球上における電波トランジェントの面密度を導くことができる。電波トランジェントの発見が出版物として報告されてきた期間はおよそ 2004 年 1 月から 2009 年 11 月である。そしてこの期間に那須観測所の電波干渉計によって掃天された天球上の面積は、およそ $5 \times 10^5 \text{ deg}^2$ と見積もられる。この掃天領域の中で発見された電波トランジェントが、WJN J1443+3439 の一つのみであるとすれば、観測周波数 1.42 GHz においてフラックス閾値 3 Jy 以上の電波トランジェントの天球面密度はおおよそ $2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ と推定される。また電波トランジェントのような突発現象の発生回数はポアソン過程となるから、その天球面密度の誤差幅を 95% 信頼区間で与えるならば、 $2_{-1.9}^{+9} \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ となる。この結果を他の観測所による従来の観測結果と比較した結果、WJN J1443+3439 の検出を真とした場合の天球面密度 $2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ は、必ずしも他

の観測結果に矛盾せず、その検出は否定されなかった。この観測結果をより強固に確かめるためには、今後の観測でより広い天球上の領域を観測すればよい。今回得られた電波トランジェントの天球面密度 $2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ が正しいとすると、面積 $2 \times 10^6 \text{ deg}^2$ を掃天すれば、95%の確率で少なくとも一つの電波トランジェントを観測できると期待される。そのような広い領域を観測するには多くの時間を要するが、電波トランジェントの存在数とそのフラックス密度の間に指数 $-3/2$ のべき乗則を仮定することで、その掃天面積を小さくすることが可能となる。すなわち観測感度 3 Jy における天球面密度を、別の観測感度における天球面密度に変換することができる。それによって本研究で得られた結果を間接的に確かめることができる。例えば次世代の電波観測施設である Square Kilometre Array (SKA) Phase 1 において、観測帯域幅 100 MHz、積分時間 1 h という観測を行ったとすれば、その観測感度はおよそ $15 \mu\text{Jy}$ に達する。本研究の結果得られた、感度 3 Jy における天球面密度 $2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ は、感度 $15 \mu\text{Jy}$ における天球面密度 200 deg^{-2} に相当する。したがって感度 $15 \mu\text{Jy}$ の観測において、95%の確率で少なくとも一つの電波トランジェントを観測するために必要な掃天面積は 0.02 deg^{-2} となる。SKA Phase 1 の視野は 1 deg^2 であるから、上記の観測設定で少なくとも一つの電波トランジェントの検出が期待でき、WJN J1443+3439 の検出の妥当性が、本論文とはまた違った視点から確認されるだろう。またこの天球面密度は、電波トランジェントの天球上における分布を表す一つの指標であり、ある観測中に発見されうる電波トランジェントの個数を見積もることができる。これによって、今後の電波トランジェント観測を効率的に行えると期待できる。本研究では以上に加え、将来の電波トランジェント観測に必要となるであろう観測データの自動解析システムを開発した。このシステムは、他の観測所との連携観測を目的とした電波トランジェント発見速報システムの要素である。従来の電波トランジェントの発見報告には、現象の発生からその観測報告までに数か月以上の空白期間があり、フォローアップ観測が実現しなかった。電波トランジェントの実体解明には、その発見速報をもとにしたフォローアップ観測によってより多くの情報を収集する必要がある。発見速報に至るまでの処理過程はおよそ次の3段階に分けられる：(1) データ解析によるフリンジ検出、(2) 検出したフリンジの対応天体同定、(3) 解析結果の通報。本研究では処理 (1), (3) の開発を完了し、データの自動解析を実現している。このシステムは Linux 上に実装され、1日1度の観測データ取得に合わせて起動し、解析結果を電子メールで送信している。処理 (2) は、電波望遠鏡の指向誤差を自動的に補正しなければならず、その自動補正の困難さから本研究では実現できていない。今後の研究によって処理 (2) をシステム実装できれば、本格的な電波トランジェント発見速報が可能となり、その実体解明が期待できる。

さらに本研究では、観測中の人工電波干渉や混信の有無を調査し観測への影響を評価するため、那須観測所周辺の電波環境調査を行った。そしてその調査によって、電波環境の時間特性と方角特性が明らかとなった。時間特性としては、モノポールアンテナを使用して全方位測定を行い、その結果、およその人間活動時間帯である午前8時から午後8時は雑音レベルが上昇し、データの信号対雑音比の低下が示唆された。また方角特性としては、ホーンアンテナを地表面に向けて測定し、その結果、およそ首都圏の方角で顕著に雑音レベルが上昇することがわかった。しかし、那須観測所の電波望遠鏡は常に天頂付近を観測しており方角特性は無視で

きると予想される。そこで実際に望遠鏡を使用して調査した結果、方角特性は認められなかった。以上の結果から、観測データの解析に際しては午前 8 時から午後 8 時のデータは解析対象から外すことによって、潜在的な電波環境による劣化データを回避でき、電波望遠鏡の指向方向については考慮せずとも、信頼に足る観測が可能であると考えられた。以上の研究によって、突発性電波天体、電波トランジェントの天球上における存在確率を明らかにし、同時に、電波トランジェント観測の信頼性向上を実現する解析システムを提案する。本論文ではまず、現在までに実施されてきた電波トランジェント観測についてまとめるとともに、那須観測所の観測システムと取得されるデータ、そしてそのデータの解析手法について述べる。その際、従来のデータ解析における問題点を指摘し、その解析結果の信頼性を評価するための手法を提案する。その評価手法は、ある検出されたフリンジに対してその誤検出率、偽陽性確率を算出するためのデータ解析手法であり、その解析手続きを実際のデータに応用しつつ詳述する。次にその手法を用いて、従来報告されてきた電波トランジェントのフリンジを再解析し、その検出の信頼性を評価する。この結果をもとに、電波トランジェントの天球上における面密度を推定し、他の観測所の結果と比較することで那須観測所の結果の妥当性について議論する。そして最後に、得られた天球面密度の値を確認するために必要な観測感度と掃天面積を見積もり、将来の観測に有用となるであろう観測パラメータを与える。同時に、他の観測所との連携を目的とした電波トランジェントの発見速報システムと、那須観測所周辺の電波環境が観測に与える影響について報告し、将来の電波トランジェント観測の礎とする。

目次

概要		i
第 1 章	序論	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	観測システム	5
1.3	観測データ	11
1.4	観測システムの刷新	12
1.5	従来のデータ解析	13
1.6	WJN 電波トランジェント	16
第 2 章	干渉計フリッジに対する誤検出率の算出法	19
2.1	信号対雑音比の定義	19
2.2	誤検出率算出法 1	21
2.3	誤検出率算出法 2	23
第 3 章	WJN 電波トランジェントの信頼性	33
3.1	誤検出率算出法 1 の適用	33
3.2	誤検出率算出法 2 の適用	33
3.3	誤検出率を用いた仮説検定	34
3.4	WJN 電波トランジェントの信頼性	35
第 4 章	電波トランジェントの観測可能性とその起源	55
4.1	電波トランジェントの天球面密度と発見確率	55
4.2	他のサーベイ結果との比較	57
4.3	既知の電波トランジェントとの比較	61
4.4	WJN J1443+3439 の確認方法	65
第 5 章	結論	67
謝辞		70

付録 A	自己相関関数によるフリッジ間隔	73
付録 B	ガウシアンビームに対する天球面密度の推定	77
付録 C	光度と変動の継続時間の関係	79
付録 D	那須観測所周辺の電波環境	81
D.1	電波環境の時間特性	81
D.2	電波環境の方角特性	82
付録 E	電波トランジェントの発見速報システム	85
参考文献		88
研究業績		92

第 1 章

序論

1.1 本研究の背景

電波バースト，すなわち電波領域において急激な光度変動を起こす天体現象は広く知られており，その起源は超新星爆発や活動銀河核フレアなど多種多様である．そのような突発現象は電磁波の波長によらず観測されており，ある波長域で観測された突発現象は，多くの場合他の波長域においても対応天体が観測され同定されている．例えばガンマ線バーストの場合，ガンマ線観測衛星で発見されたバースト源を電波望遠鏡によって追観測し，対応天体の同定と詳細な観測を行うことによって，そのバースト源への理解が進んできた．しかしその一方で，他波長においては対応天体が見つからなかったり，対応天体が見つかってその放射機構が未知であるような，起源のわかっていない電波バーストが報告されてきている．そのような起源不明の電波バーストは，包括的な呼称として，突発性電波天体あるいは電波トランジェント (Radio transients) と呼ばれる．当然，従来より知られているガンマ線バースト残光や活動銀河核フレア，X 線連星からの電波バーストなども，電波トランジェントの一つである．Frail et al. (2012) に従えば，電波トランジェントはその光度変動の継続時間が数秒より長いか短い，また天体の位置が銀河系内か系外か，という観点によって 4 つに分類される．この分類を表 1.1 に示す．

例えば，銀河系内の天体に起源を持ち，変動の継続時間が短い短寿命な電波トランジェントとして，Crab パルサーからの Nanoshots と呼ばれる現象が挙げられる．Crab パルサーから放たれるパルスは，そのパルス幅が 3 ms，パルス周期が 33 ms であり，そのフラックス密度は平均して 14 mJy^{*1} である．一方で時折，ジャイアントパルスと呼ばれる大強度のパルスを放つことがあり，そのフラックス密度は 1 MJy に達することもある．このジャイアントパルスの中で，パルス幅が通常よりも極端に短くなる現象が Hankins et al. (2003) の Arecibo 305 m 電波望遠鏡を用いた観測によって明らかとなった．このパルスの幅は少なくとも 2 ns 以下で，フラックス密度は周波数 5 GHz において 1 kJy あり，放射領域の大きさはおよそ 1 m，輝度温度は 10³⁷ K と見積もられた．パルス幅 2 ns は観測機器の時間分解能の限界値であったためパ

*1 電波強度を表すフラックス密度の単位 Jy は SI 単位系において $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ と定義される．

表 1.1 電波トランジェントの4分類

	短寿命	長寿命
銀河系内	パルサー, RRATs, Crab Nanoshots	恒星・矮星フレア, メーザー バースト, GCRTs など
銀河系外	FRBs	超新星爆発, 活動銀河核など

注— 各略語は以下の天体を表す: Rotating RAdio Transients (RRATs; McLaughlin et al. 2006), Galactic Centre Radio Transients (GCRTs; Hyman et al. 2005), Fast Radio Bursts (FRBs; Thornton et al. 2013). 超新星爆発は銀河系内でも起こりうる現象だが, 観測された系内超新星は 1604 年の SN 1604 が最後であり, それ以降現在に至るまで系内の超新星爆発は観測されていない。

ルス幅はさらに小さいと予測されていたが, 実際にその後, 周波数 9.25 GHz での観測でパルス幅 0.4 ns, フラックス密度 2 MJy という極めて短寿命なパルスが検出され, Nanoshots と呼ばれた (Hankins & Eilek 2007). このパルスの放射源の大きさは 12 cm, 輝度温度は 10^{41} K と見積もられ, 極めて高エネルギーかつコンパクトな天体現象である. 彼らはこの現象を説明できる唯一のモデルとして Weatherall (1998) によって提示されたプラズマ乱流モデルを挙げている. 銀河系内の短寿命な電波トランジェントの例として他に, Parkes Multibeam Pulsar Survey で発見された Rotating radio transients (RRATs) が挙げられる (McLaughlin et al. 2006). この RRATs はパルサーと同様に強い磁場を持つ中性子星が起源だと考えられているが, パルサーのパルス放射とは異なり, その放射は散発的で放射機構は明らかとなっていない. これらの電波トランジェントは銀河系内起源のものであるが, 同じサーベイにおいて銀河系外を起源とするパルスが発見された. そのパルスは幅が 5 ms, フラックス密度が 30 Jy という電波バーストであり, パルスのディスページョンメジャー (Dispersion measure; DM) の値から銀河系外から放射されたものと考えられた (Lorimer et al. 2007). さらにパルス放射はその 1 発限りであり, それ以降同じ場所からの電波放射現象は確認されていない. このような現象は従来報告されておらずその信憑性が疑われることもあったが, 同様のパルスが Keane et al. (2011) および Thornton et al. (2013) によって新たに 5 例発見され, Fast radio bursts (FRBs) と呼ばれた. この FRB の起源はわかっていないが, 例えば中性子星連星の合体に伴う電波放射モデルが提案されており (Totani 2013), 合体に伴う重力波放射との一致性が確認されれば宇宙物理学に大きな影響を与えるだろう.

以上の電波トランジェントは変動の継続時間が数秒以下という短い寿命の突発現象である. 一方で本論文では, 継続時間がそれ以上の長寿命の突発現象について論じる. 銀河系内を起源とした長寿命な電波トランジェントとして, Hyman et al. (2005) が銀外中心近傍に発見した周期的なバースト現象が挙げられる. このバーストはフラックス密度が 1 Jy, 1 回のバーストの幅が 10 分でそのバーストが 77 分周期に 5 回現れるという特異的な突発現象であり, Very Large Array (VLA) を用いた観測によって発見された. この天体は GCRT J1745-3009 と名付けられ, 対応天体は見つかっておらず放射機構も不明である. しかしその後の追観測によって

同様のバーストが観測され、Roy et al. (2010) によって偏波情報が明らかとなった。その情報などから起源についていくつかのモデルが提案されており、その中には、一時的にパルス放射が消える Nulling pulsar (Kulkarni & Phinney 2005), 中性子星連星 (Turolla et al. 2005), 白色矮星 (Zhang & Gil 2005), 歳差運動するパルサー (Zhu & Xu 2006), 恒星フレア (Roy et al. 2010) などがある。このように起源について多くのモデルが考えられているが、確証は得られていない。

GCRT J1745-3009 のバーストは継続時間が数分程度のものであるが、電波領域における多くの突発現象は、増光は急激だが減光は緩やかであり、その継続時間は数か月に及ぶ。そのような突発現象の代表的な例として、ガンマ線バーストの残光が挙げられる。その残光現象は、ガンマ線バーストの発見速報を受けた地上観測機関が追観測することによって、詳細に観測されることが多い。しかしガンマ線バーストの放射には放射軸があり、その軸方向のみにガンマ線を放射するため、放射軸上に地球がなければ観測すらされないと考えられている。一方で、それに付随する残光現象には放射指向性がなくおよそ等方的に放射が起こると考えられ、残光のみが観測されるという状況が予測できる。このような残光現象は Orphan afterglow と呼ばれ、対応天体の見つからない電波トランジェントとして観測されうる。

この Orphan afterglow を探索し、放射軸の外れた潜在的なガンマ線バーストを発見するため、Levinson et al. (2002) は二つのカタログ、Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm (FIRST; White et al. 1997) カタログと NRAO VLA Sky Survey (NVSS; Condon et al. 1998) カタログを比較し、9つの候補天体を発見した。その後 Gal-Yam et al. (2006) が VLA を用いてそれら候補天体の追観測を行った結果、9つのうち7つは偽陽性検出つまり誤検出であり、2つのみが真の天体であると結論された。その2つのうち VLA 121550.2+130654 と命名された天体は、Very Long Baseline Array (VLBA) を用いた高分解能観測によって構造が明らかとなり、II型超新星であることがわかったが、その超新星は電波領域では観測できたものの可視光領域では観測されなかった。また残るもう一方の天体は対応天体もなく起源についての確証は得られなかったが、この起源不明の天体は Ofek et al. (2010) による再解析によって VLA の記録システムの不具合に伴う雑音であることが判明し、天体由来ではないことが示されている。したがって、Levinson et al. (2002) によるカタログサーベイによって発見された電波トランジェントは、Gal-Yam et al. (2006) によって確認された II 型超新星 VLA 121550.2+130654 の一つのみであると結論された。このサーベイ結果から、電波トランジェントの天球面上における密度、すなわち面積 1 deg^2 の領域を観測した際に発見されうる電波トランジェントの個数を見積もることができる。Ofek et al. (2010) は FIRST-NVSS の掃天面積を 2500 deg^2 と推定し、その天球面密度 Σ の 95% 信頼区間の上限値を $\Sigma_{1.4\text{GHz}}^{>6\text{mJy}} \lesssim 1.5 \times 10^{-3} \text{ deg}^{-2}$ と見積もっている。

一方、変動の継続時間が数か月以下の電波トランジェントが、VLA のアーカイブデータから 10 個発見された (Bower et al. 2007)。観測感度は周波数 5 GHz でフラックス密度 0.37 mJy であり、そのもとで発見された電波トランジェントの継続時間は 20 分以上 7 日以内であった。その結果をもとに Bower et al. (2007) は “two-epoch survey” における天球面密度を 1.5 deg^{-2} と見積もり、この値をもとに Ofek et al. (2010) は一度の観測における天球面密度に

変換し、その値を $\Sigma_{5\text{GHz}}^{>0.37\text{mJy}} \simeq 0.75 \text{ deg}^{-2}$ と報告している。またもうひとつの重要な量である、電波トランジェントの発見確率、すなわち単位面積、単位時間あたりに発見される電波トランジェントの個数 \mathfrak{N} は、 $0.07 \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1} \lesssim \mathfrak{N}_{5\text{GHz}}^{>0.37\text{mJy}} \lesssim 40 \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ と見積もられている (Bower et al. 2007).

それらの電波トランジェントと類似性のあるものが、図 1.1 に示す我々の那須観測所においても発見されている (Kuniyoshi et al. 2007, Niinuma et al. 2007a, Matsumura et al. 2007, Kida et al. 2008, Matsumura et al. 2009, Niinuma et al. 2009). 那須観測所で発見された電波トランジェントは、周波数 1.42 GHz においてフラックス密度がおよそ 1 Jy であり、変動の継続時間は数分以上数日以内と見積もられている。また望遠鏡の指向誤差範囲内には、そのような突発現象を起こしうる対応天体は見つかっていない。これらの電波トランジェントには WJN^{*2} という接頭辞を冠して命名され、例えば WJN J1443+3439 などと名付けられた。その特徴として、WJN 電波トランジェントの多くは高銀緯に位置しており、天球上で一様に分布していることが示された (Kida et al. 2008). また電波トランジェントの発見確率は $\mathfrak{N}_{1.4\text{GHz}}^{>1000\text{mJy}} \simeq 5 \times 10^{-3} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ と見積もられ (Kida et al. 2008), さらにその後の発見報告をもとに $8 \times 10^{-2} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ と修正された (Matsumura et al. 2009). この WJN 電波トランジェントと Bower et al. (2007) の電波トランジェントは、その継続時間が数日以下で、対応天体が見つからず、また発見確率が大きいという点で類似性があった。その類似性に着目した Ofek et al. (2010) によって起源が考察された結果、銀河系内の年老いた中性子星が起源であることが示唆された。しかしながらその後、Croft et al. (2011) は Allen Telescope Array を用いた周波数 1.4 GHz のサーベイ観測をもとに、電波トランジェントの天球面密度について $\Sigma_{1.4\text{GHz}}^{>350\text{mJy}} < 6 \times 10^{-4} \text{ deg}^{-2}$ という結果を得た。この結果は、WJN 電波トランジェントに対して推定された発見確率 $8 \times 10^{-2} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ (Matsumura et al. 2009) を強く否定する結果であり、WJN 電波トランジェントの信憑性が疑われることとなった。

そのような中、Frail et al. (2012) は Bower et al. (2007) の電波トランジェントを含むデータを再解析し、その結果、10 個発見された電波トランジェントの半数以上は観測システム上の不具合によるデータ荒れが原因の誤検出であり、4 つのみがかろうじて検出と見なせる検出状態であることが報告された。またその 4 つの中の 1 つである、RT 19920826 と命名された電波トランジェントの検出状態だけは良好だと報告している。この再解析結果から、Bower et al. (2007) で報告された発見確率は大幅に下方修正され、Frail et al. (2012) の原論文中的図 6 にそれがプロットされている。ここで注意すべきは、その図のプロットは Bower et al. (2007) のアーカイブサーベイの結果検出された電波トランジェントの個数を、0 個と仮定してプロットしていることである。すなわち、RT 19920826 だけは確かに良い検出状態ではあったが、その検出結果は無視して、10 個の電波トランジェントはすべて天体起源でないという可能性を採用している。

同様にして本研究では、那須観測所で発見された 11 個の WJN 電波トランジェントについて、その誤検出率、すなわちその検出の偽陽性確率を算出し、その値から WJN 電波トラン

^{*2} WJN とは Waseda University, Jiyugakuen School, and Nasu region の略である。

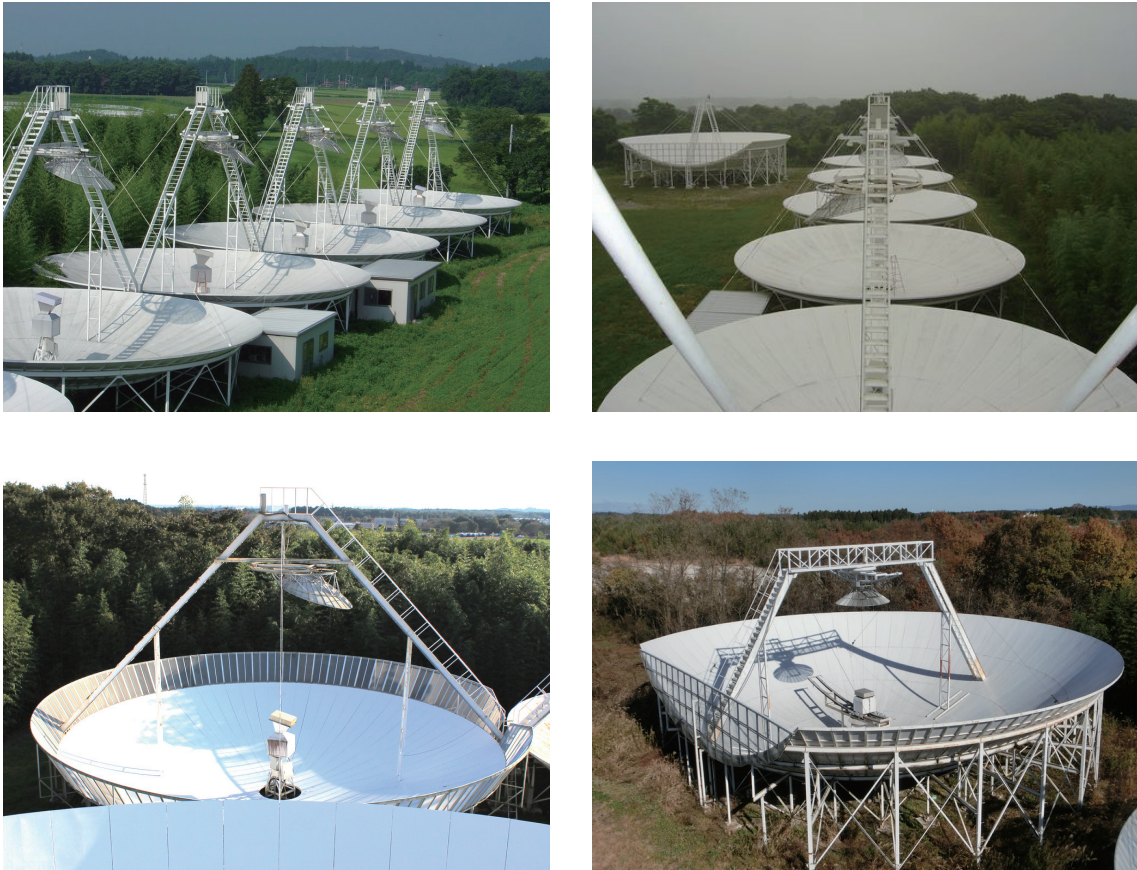


図 1.1 早稲田大学那須観測所．那須観測所は 20 m 電波望遠鏡 (左下) を 8 台，30 m 電波望遠鏡 (右下) を 1 台持つ．

ジェントの信頼性を評価する．そこでまず本章第 1.2 節以降において，那須観測所の観測システムから，従来得られた WJN 電波トランジェントの観測結果について概説する．またそこで従来のデータ解析や解析結果の評価過程における問題点に言及する．次に，第 2 章において，WJN 電波トランジェントの信頼性評価のため使用する評価手法を提案する．第 3 章では，その評価手法を用いて WJN 電波トランジェントのデータを解析した結果を述べ，それらの信頼性について統計的評価を与える．その結果，WJN 電波トランジェントの母数は修正され，第 4 章で電波トランジェントの天球面密度と発見確率を新たに推定しなおす．また得られた推定値を他のサーベイで得られた結果と比較し，さらに WJN 電波トランジェントの起源について考察を行う．以上の結果を利用することで，Square Kilometre Array (SKA) に代表されるような次世代の電波サーベイにおいて，効率的な電波トランジェントサーベイが行えるだろうと期待できる．

1.2 観測システム

早稲田大学では，1998 年より栃木県那須塩原市にある学校法人自由学園那須農場の敷地を借用して那須観測所を建設した．そして 2004 年から，口径 20 m の電波望遠鏡 8 台を備え，観

表 1.2 2010 年 4 月以前の観測パラメータの典型値

位置	36°56'N 139°59'E
観測周波数	1420 ± 10 MHz
望遠鏡の口径	20 m
干渉計の基線長	84 m
赤緯方向の空間分解能	0.6°
赤経方向の空間分解能	0.1°
積分時間	1 s
システム雑音温度	100 K

注— 2010 年 4 月以降は、積分時間が 0.629 秒に変更されている。また 2013 年 6 月以降は、観測周波数が 1420 MHz から 1415 MHz に変更されている。他の観測パラメータには変更はない。

測周波数 1.42 GHz のダイレクトコンバージョン受信機を用いた定常的な電波源サーベイが開始された。ただし観測システムは 2010 年 4 月に大幅に刷新されており、また 2012 年 10 月および 2013 年 6 月にも日本における電波利用の社会情勢が変わったことに伴い、小さなシステム変更を行っている。そこで本論文では、2010 年 4 月を境目として、それより以前の観測システムを旧システム、それ以降の観測システムを新システムと呼ぶことにする。本論文は過去に報告された WJN 電波トランジェントを評価対象とするため、本節ではそれらが報告されてきた 2004 年 1 月から 2009 年 11 月までの観測システム、すなわち旧観測システムについて主に述べるが、一方で新システムについても簡単に言及する。観測に用いられてきたパラメータの典型値を表 1.2 に記す。

1.2.1 那須 20 m 電波望遠鏡

那須 20 m 電波望遠鏡は、Arecibo 305 m 電波望遠鏡同様に地面に固定された球面状の主鏡と、グレゴリアン型の副鏡によって構成されている。その望遠鏡の感度の半値全幅、すなわちビーム幅は、周波数 1.42 GHz においておよそ 0.6° である (Tanaka et al. 2012)。望遠鏡の設計については Takeuchi et al. (2005) に詳しく述べられている。図 1.2 にその望遠鏡を示す。副鏡は円状のレールに設置されており、そのレールの円周上を移動することによって、方位角は 0° から 360° まで全方位に観測方向を変えることができる。副鏡の駆動と共に矩形フィードホーンも駆動し、放射軸を揃える。このように方位角方向には自由に駆動することができるが、一方で仰角方向には駆動できず 85° で一定である。那須 20 m 電波望遠鏡はそのような駆動上の制限によって、時々刻々と移動する天体を追尾して観測することはできず、天球の回転によって望遠鏡のビーム内を天体が通過するのを待ち受ける、ドリフトスキャン観測にのみ用いられる。望遠鏡を駆動させるのは観測を停止しているときのみで、観測中は望遠鏡を一切駆動させない。那須観測所の位置の北緯は 37° であり 那須 20 m 電波望遠鏡による観測仰角は

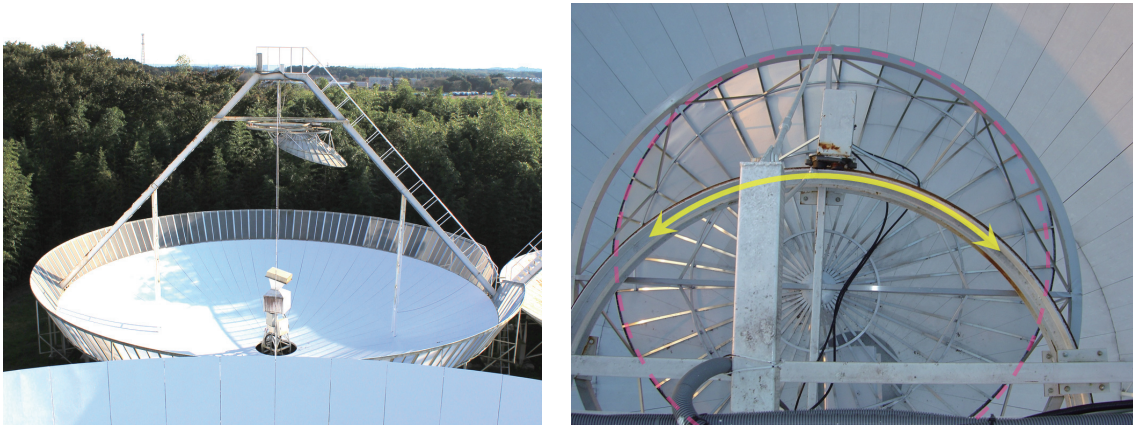


図 1.2 那須 20 m 電波望遠鏡. 右は副鏡を俯瞰した写真であり, 赤い破線が副鏡の輪郭を, 黄色い矢印が副鏡を支える円状のレールで副鏡の駆動方向を表す. このレール半径によって指向方向が仰角 85° になるよう, 望遠鏡は設計されている.

85° で一定なため, その望遠鏡で観測できる赤緯の範囲は $37^\circ \pm 5^\circ$ に制限されている. ドリフトスキャン観測ではこの赤緯の範囲のうち, ある赤緯に望遠鏡を指向させ, その赤緯上にある天体が天球回転によってビームを通過するのを待ち受ける. したがって天球が 1 回転する 24 時間の間観測すれば, 観測できる赤経の範囲は, 指向させた赤緯上の赤経全範囲 0^h から 24^h となる. またフィードホーンは矩形であり, ホーン内には 1 つのモノポールアンテナが挿入され, そのモノポールアンテナによって自由空間上の電波を同軸ケーブルへと伝送する. このモノポールアンテナは金属製のホーンによる電気鏡像によって, 半波長ダイポールアンテナとして機能する. したがって周波数 1.42 GHz, すなわち波長 21 cm の電波を受信させるため, そのモノポールアンテナの長さは約 5 cm である. 以上のようにして, 主鏡と副鏡によって集光された電波は矩形フィードホーン内のモノポールアンテナによって片偏波のみを受信し, その信号が電波受信機に伝送される.

1.2.2 電波受信機

望遠鏡で集光された電波 (Radio frequency; RF) 信号は, モノポールアンテナを通じて電波受信機に伝送される. 望遠鏡 1 台につき電波受信機 1 台が搭載されており, その受信機を図 1.3 に示す. この電波受信機は周波数 1.4 GHz 帯域の RF 信号を増幅, 信号変換する装置である. この受信機は常温下に設置されており温度管理はされていない. この受信機はダイレクトコンバージョン型で, 局部発振器から入力される発振周波数と観測周波数は同値である. 以下に, 図 1.3 で標識されている受信機の各素子について述べる.

(1) 低雑音増幅器 (Low noise amplifier; LNA)

入力された RF 信号を約 40 dB 増幅させる初段の増幅器. 動作する周波数範囲は 1300–1500 MHz, 素子の雑音温度は約 20 K である.

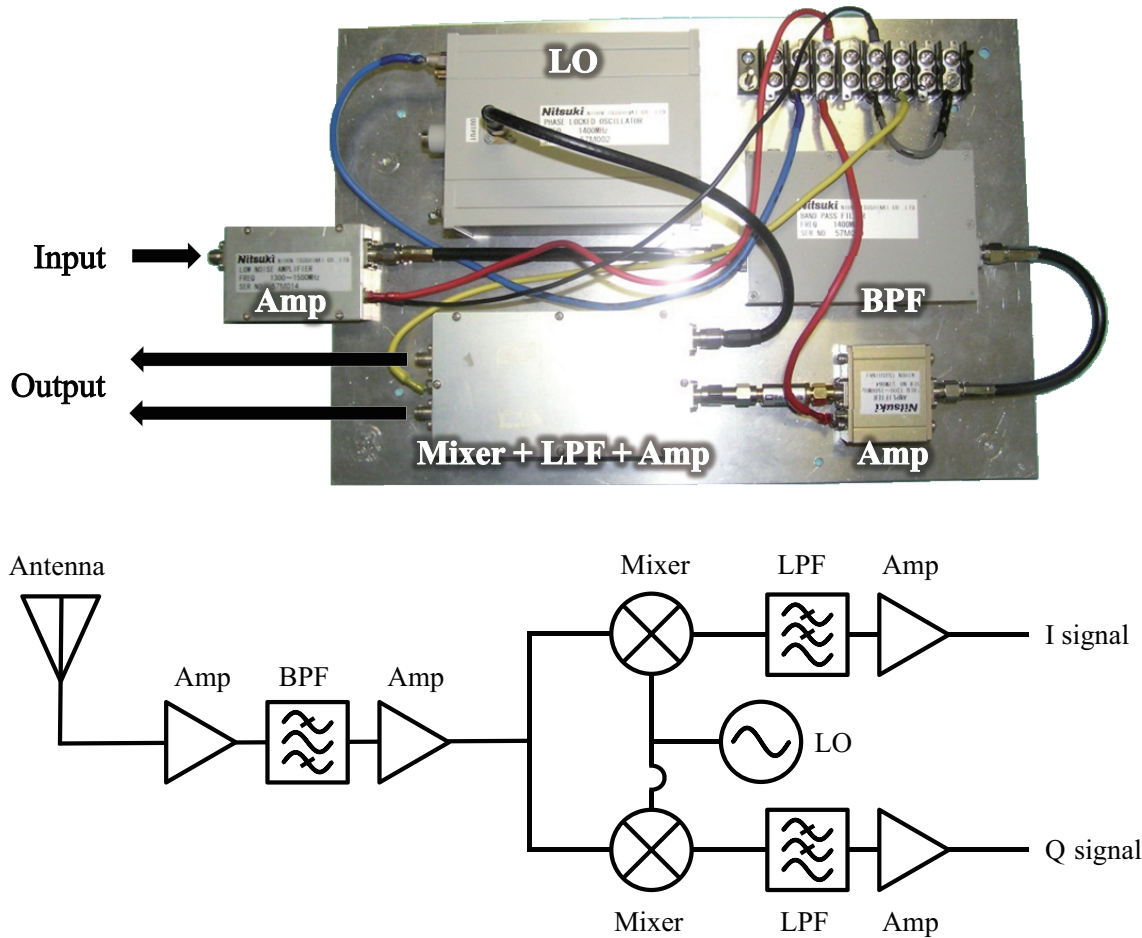


図 1.3 ダイレクトコンバージョン型電波受信機。

(2) バンドパスフィルタ (Band pass filter; BPF)

周波数 1420 ± 15 MHz を通過させ、それ以外の周波数成分を除去する。したがってこの RF 信号の段階では帯域幅 15 MHz である。2012 年 10 月以降は、1430 MHz 帯での携帯電話利用が活発化し観測に悪影響を及ぼしたため、その信号を除去するため BPF を 2 段重ねている。

(3) 増幅器 (Amplifier; Amp)

BPF を通過した狭帯域 RF 信号を約 20 dB 増幅させる。

(4) 局部発振器 (Local oscillator; LO)

周波数混合器に入力するための局部発振 (LO) 信号を発生させる。那須 20 m 電波望遠鏡においては、水晶発振器によって発生させた 71 MHz の信号を位相同期発振器 (Phase locked oscillator; PLO) に入力し、周波数を 20 倍することで 1420 MHz の LO 信号を生成している。図 1.3 で LO と標識された素子は実際には PLO であり、大本と

なる水晶発振器は数十メートル離れた観測室で発生させ、その 71 MHz 信号は各受信機まで同軸ケーブルで伝送して PLO に入力している。2013 年 6 月以降は、1430 MHz の携帯電話電波を確実に回避するため、水晶発振器を 70.75 MHz のものに変え観測周波数を 1415 ± 10 MHz に変更している。

(4) 周波数混合器 (Mixer)

RF 信号と LO 信号を掛け合わせることで周波数変換を行う。周波数 1420 ± 10 MHz の RF 信号に対して、1420 MHz の LO 信号を混合するため、In-phase (I) 信号と Quadrature-phase (Q) 信号の 2 つの信号を出力する直交混合器を使用している。すなわち実数の RF 信号から、I 信号を実部、Q 信号を虚部とした複素数信号を出力する。

(5) ローパスフィルタ (Low pass filter; LPF)

周波数混合によって生じる下側波帯と上側波帯のうち、下側波帯のみを残してベースバンド信号を作るために、0 から 10 MHz のみを通す。

(6) 増幅器 (Amplifier; Amp)

0–10 MHz のベースバンド信号を約 50 dB 増幅させる。

(7) 検波器 (Detector)

ダイオードを使用して、入力されたベースバンド信号の 2 乗に比例する信号を出力する。Analog-to-digital (A/D) 変換において 100 Hz サンプリングを行うため、0–100 Hz のローパスフィルタを備え時間積分器としての機能も持たせている。2010 年 4 月以降は検波器は使用していない。

以上の素子を使用した受信機により、0–10 MHz の帯域を持った I 信号と Q 信号が出力される。前述のとおり I と Q の 2 つの信号で、帯域 -10 MHz から $+10$ MHz の 1 つの複素信号を得ることができる。I/Q それぞれの信号は、負周波数成分すなわち 1410–1420 MHz の成分が正の周波数帯域に折り返され、正周波数成分 1420–1430 MHz の信号と混信状態にある。しかし 2 つの信号を 1 つの複素信号として扱うことで、負周波数成分をそのまま負の周波数として解析することができるようになる。しかし WJN 電波トランジェントが報告されていた 2010 年 4 月以前では、I/Q 信号のうち一方のみを A/D 変換して記録しており、もう一方は記録されていなかった。すなわち 1410–1420 MHz の帯域成分と 1420–1430 MHz の帯域成分が混信した状態の信号のみを記録していた。したがってそのデータから天体の RF スペクトルを得ることはできなかったが、後述する電波干渉計観測は十分に行うことが可能だった。このデータ記録系は、2010 年 4 月の観測システム刷新で大きく変更されており、それ以降は検波器を省いて混合器からの I/Q 信号を共に直接 A/D 変換してデータ記録している。また旧システムにおいては、外気温の変動に伴う受信機のゲイン変動を補正するためのシステムが 2006 年以降搭載されていた (Niinuma et al. 2007b)。このゲイン補正システムでは 30 分に 1 度の

頻度で補正信号を挿入しており、取得データにはその頻度でスパイク信号が現れ、その強度によってゲイン補正を行っていた。ただし新システムにおいては、そのゲイン補正システムは取り外されている。

1.2.3 電波干渉計

那須観測所は 20 m 電波望遠鏡を 8 台有している。それらは 2 台 1 組で 2 素子電波干渉計を構成しており、計 4 組の電波干渉計が構築され運用されてきた。電波干渉計は、構成する 2 つの望遠鏡からの出力される複素電圧 V_1, V_2 の相互相関 $\langle V_1 V_2 \rangle$ を出力し、天体をフリンジとして捉える。その出力値である相互相関 $x(t)$ は

$$x(t) \propto \langle V_1 V_2 \rangle = \frac{1}{t_{\text{smp}}} \int_0^{t_{\text{smp}}} V_1(\tau) V_2^*(\tau - t) d\tau \quad (1.1)$$

として与えられる。ここで積分時間は $t_{\text{smp}} = 1 \text{ s}$ である。ただし 2010 年 4 月の観測システム刷新以降は $t_{\text{smp}} = 0.629 \text{ s}$ に変更されている。干渉計の出力は本質的には式 (1.1) によって与えられ、2010 年 4 月の観測システム刷新以後はデジタル系でその計算を行い、フリンジデータを取得している。しかしそれ以前は、位相スイッチング方式により相互相関処理をアナログ系で行っていた。

位相スイッチングによる相互相関処理は以下のように行われる。2 つの望遠鏡からの電圧出力 V_1, V_2 に対して、それらの加算信号と減算信号 $V_1 + V_2, V_1 - V_2$ を生成し、相互相関を

$$x = |V_1 + V_2|^2 - |V_1 - V_2|^2 = 2V_1 V_2^* + (2V_1 V_2^*)^* \quad (1.2)$$

として得る。旧観測システムでは I/Q 信号の一方しか取得していなかったため V_1, V_2 は実数であり、相互相関値 $x = 4V_1 V_2$ を得ていたことになる。旧観測システムにおいては以上の処理をアナログ上で行っていた。まず $V_1 + V_2$ という信号は単純に伝送路を連結することで得ることができる。その信号を 2 乗検波器に通すことで信号が 2 乗され $P_{\text{in-phase}} = |V_1 + V_2|^2$ という信号を生成し、それを A/D 変換して記録する。一方、 $V_1 - V_2$ という信号は、一方の望遠鏡へ入力する LO 信号の位相を π ずらすことによって得ることができる。これは LO 信号の位相を π ずらすことで、混合器が $V_2 \cdot e^{i\pi} = -V_2$ という信号を出力するためである。したがって $P_{\text{in-phase}}$ を得たときと同じ伝送経路を保ったまま、LO 信号の位相を変える位相スイッチによって $P_{\text{out-of-phase}} = |V_1 - V_2|^2$ という信号を得られる。A/D 変換は、信号 $P_{\text{in-phase}}$ を 0.01 s ごとに 50 サンプルし、計 0.5 s 分の信号を積分して 1 サンプルとする。同様に信号 $P_{\text{out-of-phase}}$ を記録し、 $P_{\text{in-phase}}$ と $P_{\text{out-of-phase}}$ を記録した 2 つのデータファイルを得る。その後コンピュータ上で $P_{\text{in-phase}} - P_{\text{out-of-phase}}$ の減算処理を行い、式 (1.2) で与えられる相互相関データ x を得る。以上のように、旧システムでは位相スイッチングによってアナログ上で干渉計を構築し、新システムではデジタル上で干渉計を構築している。

構築された 4 つの電波干渉計は前述のとおりドリフトスキャン観測に使用され、干渉計に使用する 2 つの望遠鏡の間隔、すなわち干渉計の基線長は 84 m である。干渉計の空間分解能は、観測波長 21 cm を基線長 84 m で割った値で近似でき、その角度はおよそ 0.14° である。望遠

鏡は東西方向に配置されているため、この空間分解能は赤経方向の空間分解能を意味し、一方で赤緯方向の空間分解能は望遠鏡ビーム幅の 0.6° である。ドリフトスキャン観測であるため、1度通過した天体が再度観測されるのは1恒星日後である。そこで観測の区切りを1日として、1日 (86400 s) のうち 84600 s 間観測を行い、残る 1800 s 間は観測を停止しデータ記録を行っていた。そこで本論文においては、その1日分の観測を1エポックと呼ぶことにする。1エポックの観測は、通常地方標準時 13 時 00 分に開始され翌日の 12 時 30 分までの 84600 s 間の観測を意味する。また新システムにおいては 86300 s 間観測を行い、観測が停止しているのは 100 s 間である。この電波干渉計から得られる観測データについて以下に述べる。

1.3 観測データ

電波干渉計によって得られる相互相関値を観測データとしてファイルに記録している。相互相関値 $x(t)$ は式 (1.1) で与えられ、離散時間 \hat{t} に対する離散データ $x[\hat{t}]$ は

$$x[\hat{t}] = x(t_{\text{smp}} \times \hat{t}) \quad (1.3)$$

として記録される。ここで t_{smp} はデータサンプルの時間間隔であり、旧システムでは $t_{\text{smp}} = 1$ s、新システムでは $t_{\text{smp}} = 0.629$ s である。先に述べたとおり、観測継続時間は 84600 s であるため離散時間指数は $\hat{t} = 0, 1, 2, \dots, 84599$ という値を取る。この観測データ、すなわち相互相関データは電圧の2乗を意味しており、単位は V^2 に比例する。

図 1.4 に電波干渉計によるフリッジデータの例を示す。フリッジパターンは、2つの円形開口からのフーリエ回折像として得られ、時間方向に対して

$$F(t) = \left[\frac{2J_1(ka \sin \theta(t))}{ka \sin \theta(t)} \right]^2 \cos(kD \sin \theta(t)) \quad (1.4)$$

と表すことができる。波数 k は観測波長 λ に対して $k = 2\pi/\lambda$ 、 a は望遠鏡の開口半径 10 m、 D は干渉計の基線長 84 m である。 $\theta(t)$ は天体とビーム中心の角度距離を表し、 $\theta(t) = \omega t \cos \delta$ で与えられる。 ω は天球回転の角速度であり $2\pi/86164$ rad s $^{-1}$ に等しく、 t は時間、 δ は天体の赤緯である。関数 J_1 は1次の第1種ベッセル関数であり、 $[\dots]^2$ の項は望遠鏡のビームパターンを表す。このビームパターンはフリッジパターンの包絡線をなし、 $\cos(\dots)$ の項が干渉を表す。その干渉項はおおよそ単色波であり、その振動の周期、すなわちフリッジ間隔 P_s とその離散値 \hat{P}_s は

$$P_s \approx \lambda / (D \omega \cos \delta), \quad \text{i.e.,} \quad \hat{P}_s = P_s / t_{\text{smp}} \quad (1.5)$$

で与えられる。那須 20 m 電波望遠鏡によるサーベイでは D, ω が定数であるから、フリッジ間隔 P_s は天体の赤緯 δ のみに依存する。したがって式 (1.5) より、那須 20 m 電波望遠鏡の観測範囲である赤緯 $32\text{--}42^\circ$ に対してそのフリッジ間隔は 40–46 s となり、観測赤緯の典型値 37° に対して、フリッジ間隔の典型値は 43 s となる。

以上のように、天体は干渉計により作られる感度パターン内を通過することによって時系列データ上でフリッジとして観測される。ある天体を観測できる時間は、望遠鏡のビーム幅 0.6°

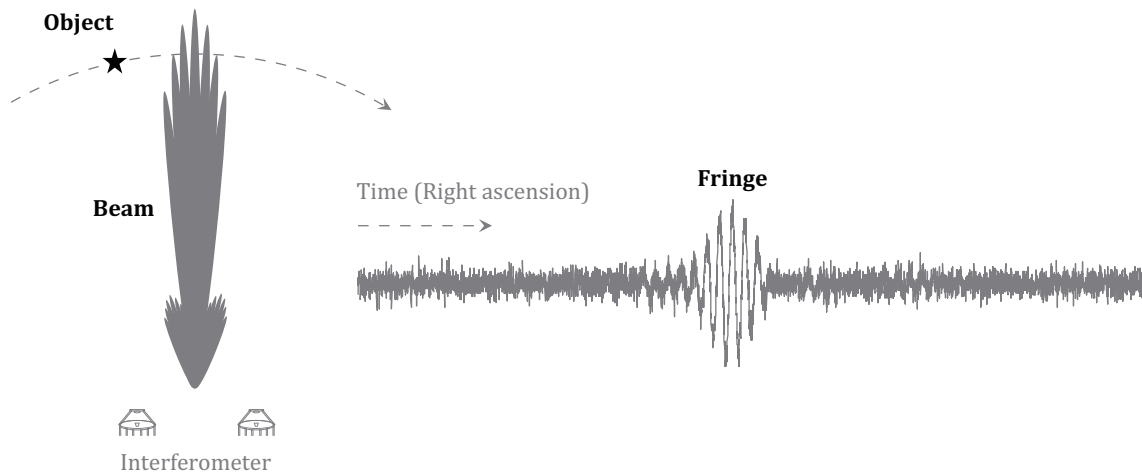


図 1.4 電波干渉計で得られるフリンジデータ。

に相当する 144 s 間だけである。したがってその天体から地球を見たときの射影面 ($u-v$ 平面) 上では、観測点が 144 s 間分のほぼ 1 点のみであり、その天体周辺の輝度分布すなわち画像を取得することはできない。このように特定の天体を詳細には観測しない一方で、数多くの天体を毎日一度観測することができ、また膨大な掃天面積を稼ぐことができるため、効率的に変動天体や突発天体の発見することができる。すなわち多くの電波観測施設が「狭く深く」という姿勢で観測をしているのに対し、那須観測所は「広く浅く」という標語を掲げていると言える。

1.4 観測システムの刷新

本節では観測システムの変更点をまとめる。那須 20 m 電波望遠鏡を用いた定常的なサーベイは 2004 年より始まり、2006 年に受信機のゲイン補正システムが実装された (Niinuma et al. 2007b)。この補正システムは、従来直結されていたホーン内のモノポールアンテナと初段の増幅器の間に同軸スイッチを挿入し、モノポールアンテナによる受信信号を得る経路と、常温の終端抵抗出力を得る経路を切り替えられるシステムである。このシステムによって、30 分に 1 度の頻度で 300 K 終端抵抗への経路を開き、約 -100 dBm の一定電力^{*3}を取得することで受信機のゲインを補正できるようになった。

最も大きなシステム変更は 2010 年 4 月に行われ、データ記録系が大幅に改良された。前節で述べたとおり、それ以前の旧システムでは受信機の最後段でアナログ検波器を使用しており、その 2 乗特性と LO 信号の位相スイッチによって、干渉計の相互相関出力を得ていた。またその際、混合器から出力される I/Q 信号のどちらか一方のみを記録していた。しかし新システムにおいては、混合器から出力される I/Q 信号を両方とも Nyquist レート (20 MHz) で

^{*3} 温度をもつ物体は熱雑音を発する。温度 T をもつ物体が周波数帯域 $\Delta\nu$ に放つ雑音電力は、ボルツマン定数 k_B を用いて $P = k_B T \Delta\nu$ で与えられ、 $T = 300$ K、 $\Delta\nu = 20$ MHz の場合 $P = 8 \times 10^{-11}$ mW = -100 dBm という電力の雑音を発する。

サンプリングし、その後デジタル系で直接式 (1.1) の相互相関処理を行うよう変更された。このシステム変更によって、従来データを荒らす主な原因であった検波器からの雑音と位相スイッチングエラーを除去でき、信号対雑音比 (Signal-to-noise ratio; S/N) がおよそ 2 倍改善された。またデータの積分時間が変更され、旧システムではおよそ 1 s であったが新システムでは 0.629 s に変更された。同時に先に述べたゲイン補正システムは取り外され、ゲイン補正は行われていないが、日中のデータを捨て外気温の安定している夜間のデータを使うことにすれば、ゲインの変動は大きくないことがわかっている (Tanaka et al. 2012)。

また明確な時期は定かでないが 2012 年頃から、日本において 1430 MHz の携帯電話利用が活発化し、その外部電波干渉 (Radio frequency interference; RFI) が観測に深刻な影響を与えるようになった。電波法によって保護されている帯域は 1400–1427 MHz であり、那須 20 m 電波望遠鏡はこの保護帯域を覆うように 1410–1430 MHz の帯域を観測していた。しかし保護帯域外ではあるものの、1430 MHz を中心とした幅数 MHz 程度の帯域で大強度の電波が発射されるようになり、データに系統雑音が見られるようになった。そこで 2012 年 10 月以降は、電波受信機の BPF を 1 段から 2 段に増やしてより強く帯域制限する処置を行い、さらにその後 2013 年 6 月以降は、水晶発振器を変更することによって観測周波数を 1405–1425 MHz に変更し、その RFI の影響を回避することに成功している。それ以降、観測データに異常な系統雑音は見られていない。以上のシステム変更歴を以下に列挙する。観測パラメータの変更については表 1.2 にも記されている。

2004 年

那須 20 m 電波望遠鏡を用いた定常的なサーベイ観測を開始。

2006 年

電波受信機のゲイン補正システム実装 (Niinuma et al. 2007b)。

2010 年 4 月

データ記録系を中心とした大幅なシステム変更。

2012 年 10 月

電波受信機の BPF を 1 段から 2 段に変更。

2013 年 6 月

観測周波数を 1420 ± 10 MHz から 1415 ± 10 MHz に変更。

1.5 従来のデータ解析

第 1.3 節で取得された相互相関データ $x(t)$ が、従来どのように解析されてきたか詳述する。解析ソフトウェアは Kuniyoshi et al. (2006) と Takefuji et al. (2007) によって開発され、そのソフトウェアを用いて WJN 電波トランジェントの多くは検出されてきた。本論文では Kuniyoshi et al. (2006) のデータ解析方法にならい WJN 電波トランジェントの評価を行うため、本節ではその解析手法について述べる。

第 1.3 節で述べたとおり、天体は相互相関データ中で式 (1.4) で表されるフリッジとして観

測される。図 1.4 が示すように、フリンジは式 (1.5) で与えられる一定の周期をもった波形であり、相互相関データの中からそのような周期的波形を検出することで天体を発見することができる。そのようなフリンジは、短時間フーリエ変換 (Short-time Fourier transform; STFT) あるいは窓フーリエ変換とよばれる時間-周波数解析方法によって、効率的に検出することができる。この STFT が行う処理は

$$X[\hat{t}, \hat{f}] = \sum_{k=0}^{n-1} x[k] w[k - \hat{t}] e^{-i2\pi\hat{f}k/n} \quad (1.6)$$

と表され、 \hat{t} と \hat{f} は離散時間、離散周波数を意味する整数であり、とくに離散周波数 \hat{f} はスペクトルチャンネルとよばれる。関数 $w[\hat{t}]$ は窓関数であり、整数 n はその窓幅である。また、連続量 t, f と離散量 \hat{t}, \hat{f} は

$$t = t_{\text{smp}} \times \hat{t}, \quad f = \hat{f} / (n t_{\text{smp}}) \quad (1.7)$$

という関係で結ばれる。ここでいう「周波数」は、前節で使っていた RF 信号やベースバンド信号の周波数という意味ではなく、時系列データのデジタルフーリエ解析で得られるスペクトルを意味する。那須 20 m 電波望遠鏡によるドリフトスキャン観測で得るデータでは、離散時間 \hat{t} の取りうる値は $\hat{t} = 0, 1, 2, \dots, 84599$ である (第 1.3 節)。一方スペクトルチャンネル \hat{f} は、解析対象のデータ $x[\hat{t}]$ が実数データであることから、窓幅 n に対して $\hat{f} = 0, 1, 2, \dots, n/2 - 1$ という値を取る。窓関数 $w[\hat{t}]$ とその幅 n の選択は任意であり、強い信号の検出、すなわち電波強度の大きい天体のフリンジ検出に対しては、その選択は検出結果に影響せず、どのような窓関数を選んででもそのフリンジを検出することができる。Kuniyoshi et al. (2006) のソフトウェアでは窓関数として矩形窓を使用し、その窓幅は、式 (1.5) で与えられるフリンジ間隔の 2 倍 $n = 2\hat{P}_s$ という値を採用していた。第 1.3 節で述べたように那須 20 m 電波望遠鏡のフリンジ間隔の典型値は 43 s であり、したがって窓幅の典型値は $n = 86$ であった。一方 Takefuji et al. (2007) のソフトウェアでは、STFT の計算を式 (1.6) の直接法ではなく Wiener-Khinchin の定理にもとづいた計算で STFT を行っており、本節で述べる計算過程と同じではないが、しかしコンセプトは Kuniyoshi et al. (2006) と同様である。

干渉計を構成する 2 つの望遠鏡出力のクロスパワースペクトル、つまりビジビリティに相当する量は、相互相関データ $x[\hat{t}]$ の振幅スペクトルとして得ることができ、

$$S[\hat{t}, \hat{f}] = |X[\hat{t}, \hat{f}]| \quad (1.8)$$

で与えられる。これは時系列にスペクトルを並べたものであり、スペクトログラムまたはダイナミックスペクトルとよばれる。この振幅スペクトル強度 S は検出されたフリンジの強度を示し、その単位は Jy に比例する。図 1.5 に、例として電波トランジェント WJN J1443+3439 のフリンジデータとそのスペクトログラムを示す。図左上はそのフリンジデータを示し、赤線が生データ、青線がフィルタ処理によって雑音除去したデータである。WJN J1443+3439 のフリンジは時間 0 s の位置にあり、時間 500 s の位置に現れている強いスパイクは、電波受信機のゲイン補正信号である (第 1.2 節)。

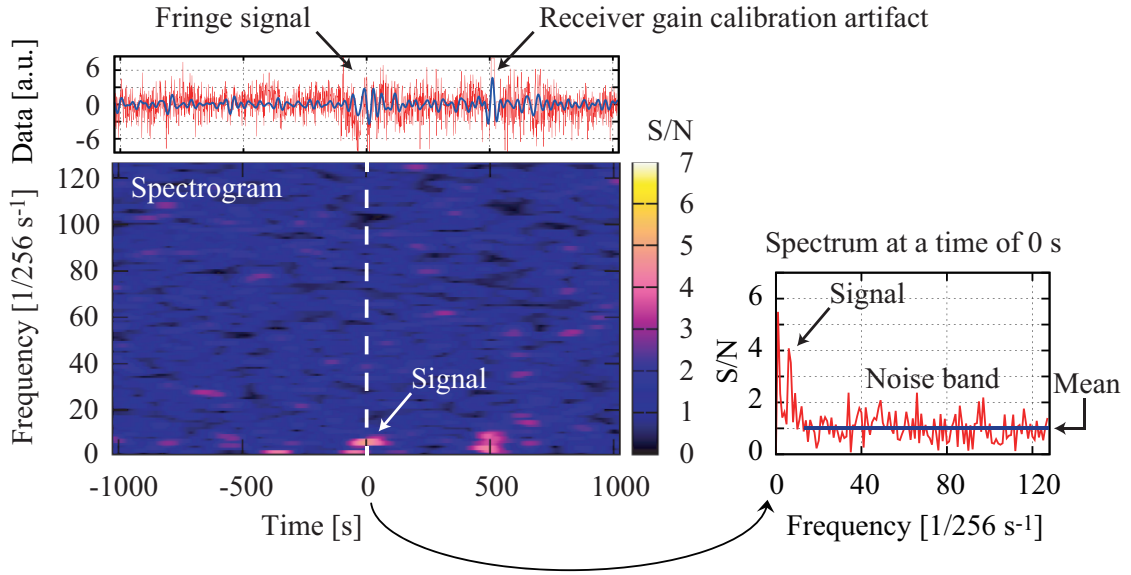


図 1.5 電波トランジェント WJN J1443+3439 のフリンジデータとそのスペクトログラム、および S/N の定義。

フリンジは、式 (1.5) のフリンジ間隔をもつ周期的波形であり、それをフーリエ変換すると信号周波数において強度の大きいスペクトルを得る。その信号周波数、あるいは信号スペクトルチャンネルは

$$f_s = 1/P_s, \quad \text{i.e.,} \quad \hat{f}_s = n t_{\text{smp}}/P_s \quad (1.9)$$

で与えられる。その様子は図 1.5 の右方のスペクトルに示されている。そのスペクトルは、スペクトログラムのある時間におけるスペクトルを抽出したものであり、図に示したスペクトルは $S[0, \hat{f}]$ と表現できる。フリンジのスペクトルは、ある信号スペクトルチャンネル \hat{f}_s においてピークをもつことが見て取れる。このように、信号スペクトルチャンネルにおける強度が大きいデータ領域を探すことによってフリンジを検出することができ、先に挙げたソフトウェアはそれを実行するものである。ただし、式 (1.8) のスペクトログラム $S[\hat{t}, \hat{f}]$ を直接扱うよりも、それを雑音レベルで規格化し S/N に変換した方が扱いやすい。そこで Kuniyoshi et al. (2007) では S/N を

$$R[\hat{t}, \hat{f}_s] = \frac{S[\hat{t}, \hat{f}_s]}{\langle S[\hat{t}, \hat{f}_n] \rangle} \quad (1.10)$$

と定義した。ここで $\langle S[\hat{t}, \hat{f}_n] \rangle$ は雑音スペクトル強度の平均値を意味する。信号スペクトルチャンネルは \hat{f}_s であり雑音スペクトルチャンネルを $\hat{f}_n \neq \hat{f}_s$ と定義することによって、雑音強度の平均値は

$$\langle S[\hat{t}, \hat{f}_n] \rangle = \frac{1}{n/2 - 2} \sum_{\hat{f} \neq 0, \hat{f}_s} S[\hat{t}, \hat{f}] \quad (1.11)$$

として与えられた。図 1.5 の右方はその様子を示している。フリンジ検出は、この S/N $R[\hat{t}, \hat{f}]$

が設定した閾値を超えるようなデータ位置 \hat{f} を探し出すことである。しかしながら、その閾値は何らかの理論的な裏付けをもって決められた値ではなく、解析者の恣意に依っていた。

以上のフーリエ変換を用いたフリッジ検出に続いて、検出されたフリッジ間隔と観測赤緯が式 (1.5) のもとで一致するかどうかを、自己相関関数を用いて確かめていた。ある周期的波形の自己相関は、元の波形と同じ周期をもつ関数となり、自己相関関数はフーリエ変換と同様にフリッジ間隔を明らかにする作用をもつ。フーリエ変換の場合は、採用する窓関数の窓幅が狭いと周波数分解能が悪く太陽系内天体のフリッジと太陽系外のフリッジを分離できないことがあるが、自己相関関数はそれらを明確に分離することができる。そうして自己相関関数を用いて再度フリッジ間隔を確認していた。その二重確認の処理の詳細は、WJN 電波トランジェントを報告している各論文に記載されている (Kuniyoshi et al. 2007; Niinuma et al. 2007a; Matsumura et al. 2007; Kida et al. 2008; Matsumura et al. 2009; Niinuma et al. 2009)。ただし従来は、生データの自己相関を得るのではなく、デジタル BPF や移動平均によってフィルタ処理されたデータに対して自己相関を得ていた。フィルタ処理は意図的に雑音を除去して信号を際立たせる処理であり、そのようにフリッジ間隔を意図的に目立たせるように処理したデータに対して、そのフリッジ間隔を確認していたことになる。また、ある波形の自己相関が元の波形の周期と一致するという性質は、有限長のデータしかないデジタル系においては付録 A に示す窓幅を採用したときのみ成り立つが、従来はその適切な窓幅が採用されていなかった。とはいえ、自己相関を用いたフリッジ間隔の確認を、太陽系内天体と系外天体のフリッジを分離するという目的においてのみ使用するならば、それは大きな効果をもっていたと言える。

従来のデータ解析は以上のようにして、STFT によってフリッジを検出し、自己相関関数を用いてフリッジ間隔の再確認を行う、という過程を踏んでいた。またフリッジ検出においては、 1σ 雑音レベルを相互相関データの標準偏差と定義し、その雑音レベルの大きさは 300 mJy 以下と見積もられていた (Niinuma et al. 2007a)。しかしその雑音レベルは、生データではなく移動平均によってフィルタ処理されたデータから見積もられており、その値は過小評価されていた。実際には、生データの雑音レベルは少なくとも 500 mJy 以上である。また検出されたフリッジに対して、雑音レベルと比べたフリッジの振幅が求められ、例えば WJN J1737+3808 と J0445+4130 ではそれぞれ 5σ 、 3σ と報告されている (Kuniyoshi et al. 2007; Matsumura et al. 2007)。しかしその 5σ 、 3σ という値が統計的に有意なのかどうかという問題は解決されず、そのフリッジ検出の信頼性は評価されてこなかった。つまり従来の研究は、データ取得、フリッジ検出、解釈、というおよそ 3 ステップで行われてきたが、本研究はその研究過程で不十分だった「検出結果の信頼性評価」というステップを追加する。それによって、従来報告してきた WJN 電波トランジェントの信頼性を評価するとともに、今後の電波トランジェント観測の信頼性向上を図る。

1.6 WJN 電波トランジェント

那須 20 m 電波望遠鏡を用いた干渉計観測によって、2004 年 1 月から 2009 年 11 月までの間に 11 個の電波トランジェントが発見され、WJN 天体と命名された (Kuniyoshi et al.

2007; Niinuma et al. 2007a; Matsumura et al. 2007; Kida et al. 2008; Matsumura et al. 2009; Niinuma et al. 2009). WJN 電波トランジェントのフラックス密度はどれも、周波数 1.42 GHz において 1 Jy を超えており、11 個のうち 10 個の電波トランジェントは 1 エポックの観測でのみ発見され、それ以降は観測されないというものであった。したがってその電波トランジェントの継続時間は、数分以上 48 h 以内であると見積もられる。唯一の例外は WJN J1443+3439 であり、その電波トランジェントは 2 エポックに渡って観測されたため、その継続時間は 24 h 以上 72 h 以内と見積もられている (Niinuma et al. 2007a).

これらの発見をもとにして、電波トランジェントの発見確率が見積もられた。その発見確率は、電波トランジェントの発見個数を掃天面積と観測時間で割った値として定義され、Kida et al. (2008) はその値を $\mathfrak{R}_{1.42\text{GHz}}^{>1000\text{mJy}} \approx 5 \times 10^{-3} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ と報告し、その後新たな電波トランジェントの発見をもとにして Matsumura et al. (2009) によって $8 \times 10^{-2} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ と更新された。しかし、那須 20 m 電波望遠鏡によるドリフトスキャン観測の場合時間とともに回転する天球を掃天するため、掃天面積と観測時間は独立ではない。具体的には、掃天面積 Ω と観測時間 t の間に、ビーム幅を 0.6° 、天球の角速度を ω 、観測赤緯を δ として、おおよそ $\Omega \approx 0.6^\circ \times \omega t \cos \delta$ という関係がある。したがって、発見個数を掃天面積と観測時間で割るという発見確率の定義は不適切であったため、誤解を招く値となっていた。そこで本研究で、Ofek et al. (2010) によって明示された発見確率の定義に従い、また第 3 章に記す WJN 電波トランジェントの信頼性評価結果を踏まえて、第 4 章において発見確率を修正する。

第 2 章

干渉計フリンジに対する誤検出率の 算出法

STFT に代表される時間周波数解析は、波形の特徴を見出すことや雑音に埋もれた信号を検出することを目的として、多くの科学分野において行われてきた。これは天文学においても同様であり、例えば電波干渉計や重力波干渉計を用いた観測では、信号であるフリンジを検出することで天体を発見することができる。しかしここで問題となるのは、探し出した信号らしき波形が、本当に信号であるかどうかということである。検出結果が正しいと結論付けるには、 S/N が十分に大きく、その誤検出率すなわち偽陽性確率が十分小さくなくてはならない。しかし従来のデータ解析においては、 S/N が十分に大きいという判断は解析者の主観に依っており、その客観的な信頼性は明らかにされていなかった (第 1.5 節)。本研究はその信頼性評価を行い、検出された WJN 電波トランジェントおのおのに対して誤検出率を算出し、その検出の統計的有意性を評価する。その誤検出率は 2 つの方法を用いて算出する。一方は純粋数学的な算出法であり (e.g., Thompson et al. 1986), もう一方はより現実のデータに即した算出法である (Aoki et al. 2012)。本章ではその 2 つの方法論について詳述するが、まず最初に、本研究で使用する S/N の定義を述べる。

2.1 信号対雑音比の定義

本研究で採用する S/N の定義は Kuniyoshi et al. (2006) のものと同じ式 (1.10) で与えられ、その様子は図 1.5 に示されている。ただし計算に用いるパラメータには違いがある。Kuniyoshi et al. (2006) においては、式 (1.6) の STFT の計算において窓幅 $n = 86$ の矩形窓を用いていた。そのため、式 (1.9) から得る信号帯域は $\hat{f}_s = 2$ であり、雑音帯域は信号帯域と直流を除いた $\{\hat{f}_n\} = \{0, 1, \dots, n/2 - 1\} \setminus \{0, \hat{f}_s\}$ で与えられており、したがって雑音レベル $\langle S[\hat{f}, \hat{f}_n] \rangle$ は式 (1.11) で $n = 86$ とした量で定義される。一方本研究では、不連続関数の離散フーリエ変換に起こるギブス現象を避け、また高速フーリエ変換アルゴリズムを計算に利用す

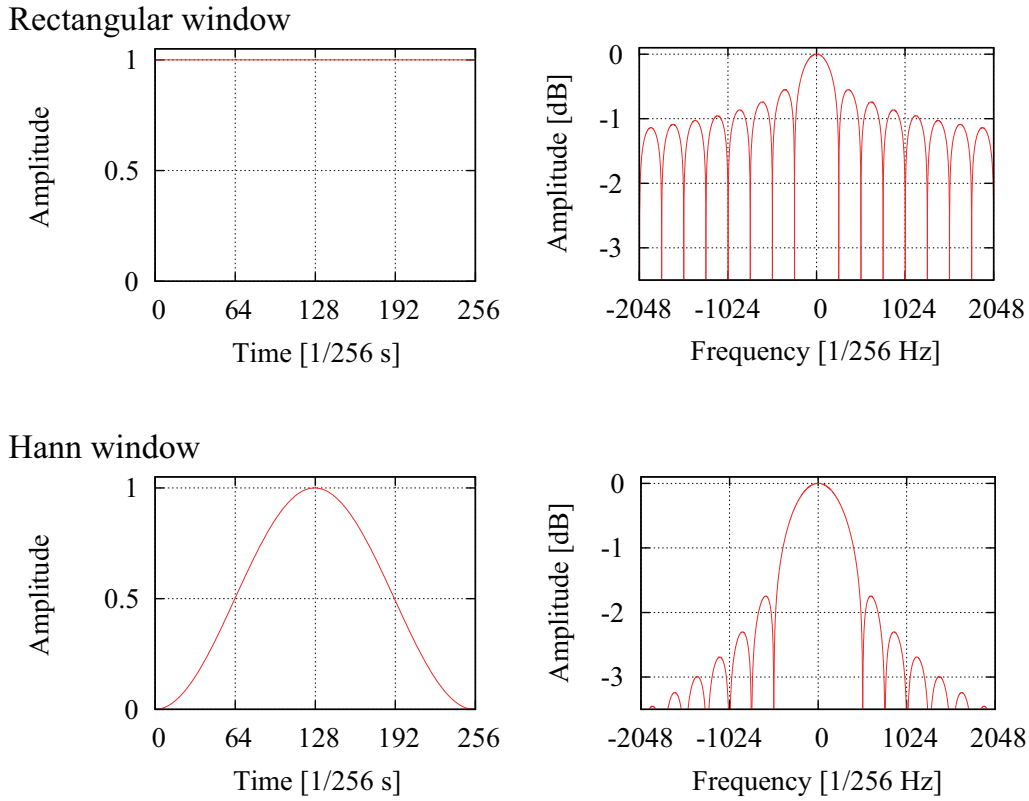


図 2.1 矩形窓関数とハン窓関数. 便宜的に窓関数の時間幅を 1 s として扱っている.

るため、窓幅 $n = 256$ のハン窓を採用している. ハン窓は

$$w[\hat{t}] = \begin{cases} 0.5 - 0.5 \cos(2\pi\hat{t}/(n-1)), & \text{if } 0 \leq \hat{t} \leq n-1, \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.1)$$

で与えられ、窓の両端で滑らかに 0 に近づくためギブス現象が起きず、第 2.3.2 項で述べる処理に都合が良い. またフリンジ波形はビーム幅 0.6° に相当する 144 データ点をもって現れ、窓幅 $n = 256$ はそれよりも大きくフリンジ全体を抽出できる窓関数を構成できる. Kuniyoshi et al. (2006) で用いられている矩形窓と本研究で用いているハン窓を図 2.1 に示す. 矩形窓は周波数分解能が良いがダイナミックレンジが小さく、それと比べてハン窓は周波数分解能で劣るがサイドローブが小さくダイナミックレンジで優れる.

この窓関数を用いると、40–46 s というフリンジ間隔つまり信号の周期に対して、信号成分の現れるスペクトルチャンネルは式 (1.9) より $\hat{f}_s = 6$ となる. したがって以降では、信号帯域を $\hat{f}_s = 6$ と定義する. 一方で雑音帯域は、信号成分の混入を確実に回避するため、信号帯域よりも高周波の帯域として $\{\hat{f}_n\} = \{10, 11, \dots, n/2 - 1\}$ と定義する. ゆえに、Kuniyoshi et al. (2006) で定義された式 (1.11) の雑音レベルは、本研究においては $n = 256$ として

$$\langle S[\hat{t}, \hat{f}_n] \rangle = \frac{1}{n/2 - 10} \sum_{\hat{f} \geq 10} S[\hat{t}, \hat{f}] \quad (2.2)$$

と与えられる。この雑音レベルを用いて S/N を式 (1.10) と同じく

$$R[\hat{t}, \hat{f}_s] = \frac{S[\hat{t}, \hat{f}_s]}{\langle S[\hat{t}, \hat{f}_n] \rangle} \quad (2.3)$$

と定義する。つまりある時間 \hat{t} におけるスペクトル $S[\hat{f}]$ に注目して、そのスペクトル上で信号強度と雑音強度の比を取ったものである。これらの解析パラメータは Kuniyoshi et al. (2006) や Takefuji et al. (2007) の使用している値とは異なり、得られる信号強度の絶対値は異なる。しかし本研究で評価するのはその値の統計的有意性であり、値の相違は評価結果に影響しない。

2.2 誤検出率算出法 1

前述のとおり、本研究では誤検出率を 2 つの方法で算出する。本節で述べる 1 つ目の算出法を、以後便宜的に、算出法 1 と呼ぶこととする。算出法 1 は純粋に数学的な手法であり、実際のデータとは無関係に、基礎的な統計分布を用いることで誤検出率を求める方法である。この算出法の電波天文データへの応用は Thompson et al. (1986) によって与えられているが、本節でそれを概説する。那須 20 m 電波望遠鏡で得られている観測データは、式 (1.1) で与えられる 2 つの電圧の相互相関値である。相互相関値を得るにあたり、その式から明らかなようにある時間 t_{smp} だけ積分を行っている。したがって元の電圧 V_1, V_2 がどのような確率分布に従うように、中心極限定理によって $x(t)$ あるいは $x[\hat{t}]$ がガウス分布に従うことが保証される。そこでまず観測データ $x[\hat{t}]$ に表れる雑音は、ガウス分布 $N(0, \sigma^2)$ に従うと仮定する。このことを以降では数式として

$$x \sim N(0, \sigma^2) \quad (2.4)$$

のように表すことにする。

この仮定の下で、時系列のガウス雑音 $x[\hat{t}]$ を式 (1.6) によってフーリエ変換し $X[\hat{f}]$ を得たとすると、そのフーリエ変換の実部 $\text{Re}X$ と虚部 $\text{Im}X$ はそれぞれ独立に

$$\text{Re}X \sim N(0, \sigma^2), \quad \text{Im}X \sim N(0, \sigma^2) \quad (2.5)$$

を満たし、元の時系列ガウス雑音 $N(0, \sigma^2)$ と同じ分布に従う。本節で言及する確率分布の密度関数は表 2.1 に列挙している。複素数 X の実部と虚部がそれぞれ独立にガウス分布 $N(0, \sigma^2)$ に従うことから、式 (1.8) で与えられるその振幅スペクトル強度 S はレイリー分布 $\text{Rayleigh}(\sigma)$ に従う：

$$S = |X| = \sqrt{(\text{Re}X)^2 + (\text{Im}X)^2} \sim \text{Rayleigh}(\sigma). \quad (2.6)$$

したがって図 1.5 の右段に記したスペクトルにおいて、信号部分を除いた雑音帯域のスペクトル強度は、レイリー分布 $\text{Rayleigh}(\sigma)$ に従っている。誤検出率はこのレイリー分布 $\text{Rayleigh}(\sigma)$ から求めることができるが、Thompson et al. (1986) によって提案された算出法ではさらに厳しい評価を下すよう、 S の最大値の分布、すなわち m 個の標本の中での最大値 $S_{\text{max}} = \max\{S_1, S_2, \dots, S_m\}$ の分布から求める。この最大値 S_{max} は $\text{Rayleigh}(\sigma)^m$ という分布に従い、

$$S_{\text{max}} = \max\{S_1, S_2, \dots, S_m\} \sim \text{Rayleigh}(\sigma)^m \quad (2.7)$$

表 2.1 確率分布とその密度関数

確率分布	確率密度関数
$N(0, \sigma^2)$	$p(x) = (1/\sqrt{2\pi\sigma^2}) e^{-x^2/(2\sigma^2)}$
Rayleigh(σ)	$p(x) = (x/\sigma^2) e^{-x^2/(2\sigma^2)}$
Rayleigh(σ) ^m	$p(x) = m(1 - e^{-x^2/(2\sigma^2)})^{m-1} \cdot (x/\sigma^2) e^{-x^2/(2\sigma^2)}$

注—ある確率変数 x が左列に挙げられている確率分布に従うとき、その確率密度関数は右列に挙げられている関数 $p(x)$ である。

と書ける。この算出法 1 によって得られる誤検出率 (false detection rate; FDR) を FDR_1 と表すことにすると、その値は

$$FDR_1 = \int_{S_s}^{\infty} m \left(1 - e^{-S^2/(2\sigma^2)}\right)^{m-1} \times \frac{S}{\sigma^2} e^{-S^2/(2\sigma^2)} dS \quad (2.8)$$

で算出することができ、ここで S_s は信号スペクトルチャンネル \hat{f}_s における信号強度 $S[\hat{f}_s]$ 、 σ は相互相関データ $x[\hat{f}]$ の標準偏差であり、 m は 1 回の観測で得られるデータの独立な観測点の個数と設定する。この独立な観測点数 m は、観測データが画像として得られる場合は、その画像の立体角面積を望遠鏡のビーム立体角で割った値となる。ある信号強度 S_s をもつフリンジを検出したとき、その検出が誤検出である確率は式 (2.8) によって算出することができるが、その式は雑音強度を意味するパラメータ σ を含んでおり扱いにくい。そこで、振幅スペクトル強度 S を式 (2.3) で定義される $S/N R$ に変換することによって、積分計算を簡略化する。

式 (2.3) で示したように S/N を $R = S/\langle S \rangle$ と定義する。式 (1.8) で与えられる振幅スペクトル強度 S はレイリー分布 Rayleigh(σ) に従うので、その平均値は $\langle S \rangle = \sigma\sqrt{\pi/2}$ である。したがって式 (2.3) による

$$R = \frac{S}{\langle S \rangle} = \frac{S}{\sigma\sqrt{\pi/2}} \quad (2.9)$$

という変数変換により、 $S/N R$ はレイリー分布 Rayleigh($\sqrt{2/\pi}$) に従い、ゆえに式 (2.8) の積分は

$$FDR_1 = \int_{R_s}^{\infty} m \left(1 - e^{-\pi R^2/4}\right)^{m-1} \times \frac{\pi}{2} R e^{-\pi R^2/4} dR \quad (2.10)$$

と書き下すことができる。ここで R_s は検出されたフリンジの S/N であり

$$R_s = \frac{S[\hat{f}_s]}{\langle S[\hat{f}_n] \rangle} = \frac{S_s}{\sigma\sqrt{\pi/2}} \quad (2.11)$$

で与えられる。式 (2.10) では相互相関データの標準偏差 σ を消すことができおり、容易に積分を実行できる。その積分によって、算出法 1 による誤検出率 FDR_1 を求めることができる。

2.3 誤検出率算出法 2

前節で述べたとおり，誤検出率算出法 1 は純粹に数学的な算出方法であり，元のデータ $x[\hat{t}]$ がガウス雑音で支配されているという仮定を置いていた．しかしながら実際の観測データは，観測システムの不安定性による系統雑音や RFI による突発的な雑音など，熱雑音以外の外因によって汚染される可能性がある．そのような場合は，ガウス雑音という仮定は不適切であり，算出法 1 を安易には適用できない．また算出法 1 によって式 (2.10) の誤検出率を求める際に必要なのは，評価対象となるフリンジの $S/N R_s$ のみである．このことはつまり，算出法 1 はフリンジが現れてる局所的なデータ領域のみを扱い，観測データ全体でどのような雑音が現れているかということは無視していることになる．しかし，仮にフリンジが現れてる数分間分のデータ領域はきれいなガウス雑音と見なせたとしても，観測データ全体では非熱的でガウス雑音とは見なせないような雑音が多ければ，雑音にガウス分布を仮定することは適切でない．そこで，より現実の観測データに即した誤検出率の算出方法として，以下に示す算出法を提案する (Aoki et al. 2012)．算出法 2 は，雑音に対してガウス性などの性質を仮定せず，1 エポックの観測データ中に実際に現れている雑音を解析し，その雑音の強度の確率分布を推定する．算出法 1 ではその確率分布は理論によって与えられたが，算出法 2 では現実のデータからの推定によって与えられる．よって算出法 1 と算出法 2 を併用することで，より厳しい信頼性評価を下すことができる．この算出法 2 を説明するにあたっては，新観測システムでの観測データを例として用い，旧観測システムでの観測データへの適用については第 3 章で言及する．新旧それぞれのデータへの適用に際する違いは，サンプルの時間間隔 t_{smp} の違いに起因するもののみであり，解析方法は同じである．

2.3.1 算出法 2 が解析対象とする信号の要件

算出法 2 は，雑音に埋もれた周期的波形の信号を含んでいる時系列データ $x(t)$ を扱う．那須 20 m 電波望遠鏡による干渉計観測ではそのようなデータを得ることができ，その例を図 2.2 に示す．その図において信号波形であるフリンジは，時系列データ上で離散時間指数 1200 の位置に，ある時間幅を持って現れている．一方，そのフリンジは時間-周波数平面上の $[\hat{t}, \hat{f}] = [1200, 4]$ の位置に急激な強度増加を引き起こしている．以降ではこの現象を，便宜的にスペクトログラム上での「噴出」と呼ぶことにする．時系列データ上での周期的波形は，スペクトログラム上でそのような噴出を引き起こす．

電波干渉計で得られるフリンジは，アンテナのビーム幅に相当する時間幅，信号継続時間 Δt_s を持って現れ，那須 20 m 電波望遠鏡による干渉計観測の場合 $\Delta t_s = 144 \text{ s}$ である (第 1.2 節)．そこでこの算出法 2 は信号波形に対して，信号スペクトルチャンネルにおいて

- (1) 大きい $S/N R_s$ を持つ
- (2) 既定の信号継続時間 Δt_s 以上の継続時間を持つ

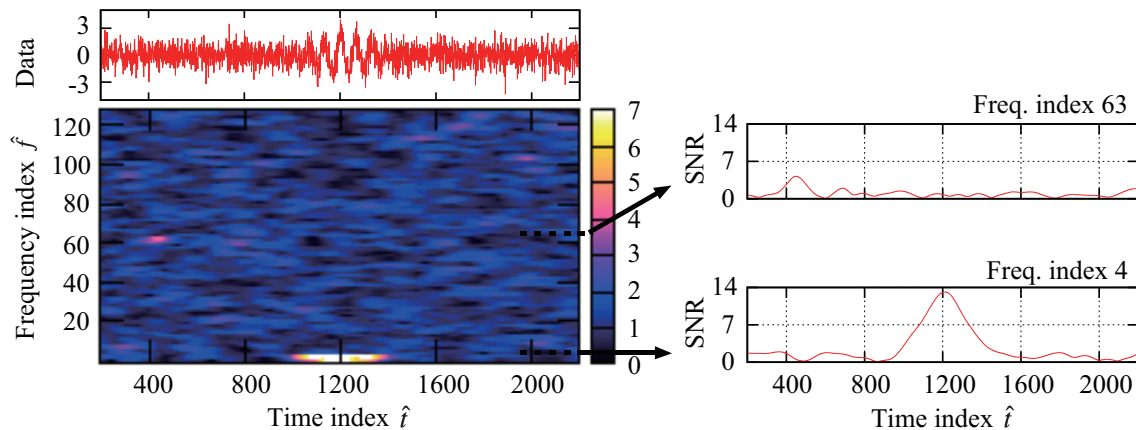


図 2.2 新観測システムを想定してシミュレートされたフリンジ．式 (1.4) で与えられるフリンジに，*Gnu Scientific Library* によるメルセンヌツイスタ乱数発生器 (Matsumoto & Nishimura 1998) で発生させたガウス雑音を加えたサンプルデータである．

という 2 つの条件同時に満たすことを課す^{*1}．図 2.2 の，フリンジによって引き起こされた噴出は，時間方向に幅を持って現れ信号の条件 (2) を満たしている．一方で条件 (1) の十分な S/N を持っているかどうかは，まだ客観的にはわからない．それを調べるには，雑音帯域内で条件 (2) を満たす雑音がどの程度の強度を持って現れうるか，ということ調べる必要がある．

そして実際，信号帯域以外の雑音帯域においても条件 (1), (2) を満たし，信号と見間違えてしまうような周期的波形が出現しうる．その様子が図 2.2 に示されており，時間-周波数平面上の $[\hat{t}, \hat{f}] \approx [450, 63]$ の位置にやや強度の大きい $R = 4$ の噴出が引き起こさていることが見て取れる．もしそのような雑音による噴出が条件 (2) を満たしているとする，それは雑音であるにもかかわらず信号として誤検出されうることになる．したがってあるフリンジらしき波形を検出したとき，そのフリンジを信頼性ある信号と見なすためには，そのような雑音では発生しえないような強度を，そのフリンジらしき波形は持っていることを示さなければならない．そこで，そのような雑音領域を 1 エポックの観測データ全体から探し出し，その強度の確率分布を得るような処理を行う．この処理によって，観測データ全体の雑音の質と量を明らかにすることができ，どのような雑音が生じてデータが汚染されているか，あるいはされていないかということを示すことができる．それによって，算出法 1 では考慮さえされなかったデータ全体の雑音の質と量を評価し，ある検出されたフリンジらしき波形に対して厳しい信頼性評価ができる．

*1 信号に対して条件 (2) を課している理由は，極端な例ではあるが，例えば周期 43 s のフリンジらしき波形を検出できたとしても，その波形の出現時間幅が 50 s だったとすれば，それはどうい「波形」を保っているとは言えないからである．「波形」と見なすにはある程度の振動回数を持っている必要があり，そのある程度の振動回数を信号継続時間として定義している．図 2.2 に示すフリンジはその振動回数を持っており，条件 (2) を満たしている．

表 2.2 誤検出率算出法 2 で使用するパラメータの記法と値.

パラメータ	新システムでの値	旧システムでの値
サンプル間隔 t_{smp}	0.629 s	1 s
信号継続時間の離散値 $\Delta\hat{t}_s$	228	144
フリンジ間隔の離散値 \hat{P}_s	68	43
信号スペクトルチャンネル \hat{f}_s	4	6
STFT 窓関数 $w[\hat{t}]$	ハン窓	ハン窓
窓幅 n	256	256

注— 信号継続時間 Δt_s は那須 20 m 電波望遠鏡のビーム幅 0.6° に相当する $\Delta t_s = 144$ s である.

2.3.2 信号継続時間の定義と計測

前述のとおり、時系列データ上での周期的波形とスペクトログラム上での局所的な噴出は同義である。この噴出の出現は信号帯域に限られるものではなく、雑音帯域においても同様に出現し、時系列データ上ではそれに対応した周期的波形が現れる。もしもこの雑音が既定の継続時間 $\Delta\hat{t}_s$ 以上出現していたとすれば、それは雑音であるにもかかわらず信号の条件 (2) を満たしてしまい、誤検出されうる。そのような誤検出されうる雑音を探すため、波形の継続時間すなわち噴出の時間幅を測りながら、観測データ全体を走査する。その信号継続時間は那須 20 m 電波望遠鏡のビーム幅に相当する $\Delta t_s = 144$ s であり、新旧観測システムでサンプル間の時間間隔 t_{smp} が異なるため、その信号の継続時間の離散値は異なる。そこでシステムの違いに伴うパラメータの値の違いを表 2.2 に記す。新観測システムにおいては、表 1.2 よりデータサンプルの時間間隔が $t_{\text{smp}} = 0.629$ s であるから、式 (1.5) より信号継続時間の離散値は $\Delta\hat{t}_s = 228$ となり、本節ではこの値を使用する。一方旧観測システムでは、 $t_{\text{smp}} = 1$ s なので $\Delta\hat{t}_s = 144$ であり、この値は第 3 章で使用される。

雑音帯域において、波形の継続時間 $\Delta\hat{t}$ が、信号の持つべき継続時間 $\Delta\hat{t}_s$ を超えるようなデータ領域を探索する。その波形の継続時間を、スペクトログラムを用いて次のように定義する。スペクトログラム $R[\hat{t}, \hat{f}]$ で \hat{f} を固定し、ある周波数 \hat{f} 成分の S/N の時系列変化 $R[\hat{t}]$ を考える。そのグラフ上で、噴出の立ち上がりから立ち下がりまでの時間を、波形の継続時間 $\Delta\hat{t}$ とみなす。ただし実際には、噴出の立ち上がりからピークをとるまでの時間、すなわちある点を起点にして S/N の値が増加し続けた時間を測り、その 2 倍を継続時間とみなすことにする。この様子を、例として $\hat{f} = 4$ の場合について図示したものが図 2.3 のグラフである。

S/N $R[\hat{t}]$ が増加し続けているかどうかを見るには、 $R[\hat{t}]$ の微分係数を見ればよいが、ここでは前後のいくつかのデータポイントを切り出し、その回帰直線の傾きを求めることとする。その回帰直線の傾きが図 2.3 の下段に示されている。微分係数を求めるには前もって $R[\hat{t}]$ の平

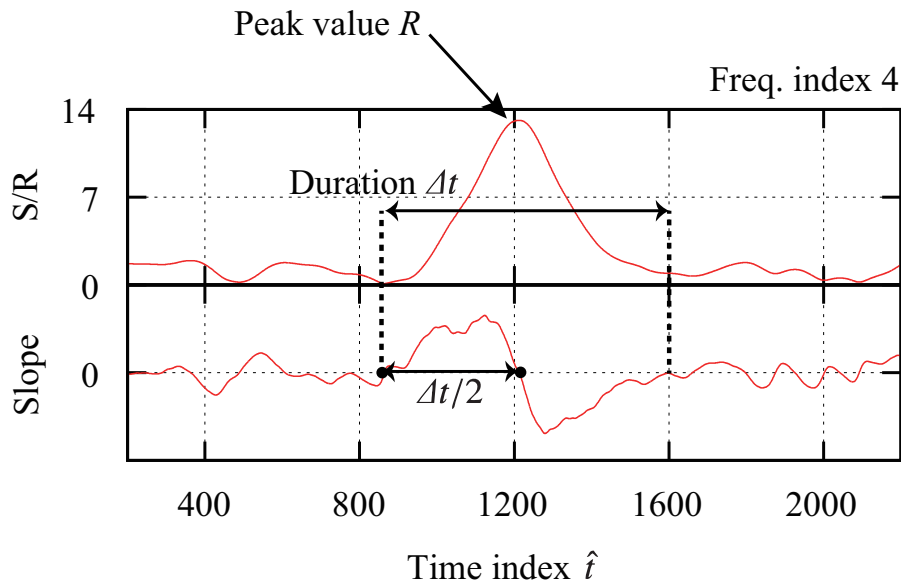


図 2.3 波形の継続時間 Δt_s の定義と計測方法. 上方: 周波数 $\hat{f} = 4$ 成分の S/N の時間変化 $R[\hat{t}, 4]$. 図 2.2 の右段に同じ. 下方: $R[\hat{t}, 4]$ の各点における傾き. この例における傾きは, あるデータポイントを中心に 20 ポイントを切り出して, その回帰直線の傾きを求めたものである. この 20 という数値は, 図 2.2 に示した信号継続時間 $\Delta t_s \approx 200$ の $1/10$ として設定したもののだが, $1/10$ としたことに理論的な根拠はない. この値は, 解析対象とする信号の継続時間 $\Delta \hat{t}_s$ と窓関数 $w[\hat{f}]$ の特徴を考えて, その都度決めるべき量である. 波形の継続時間 $\Delta \hat{t}$ は, この傾きが負から正へゼロクロスした点と正から負へゼロクロスした点の時間間隔のおおよそ 2 倍となる. この継続時間が既定値 $\Delta \hat{t}_s$ を超えたとき, その S/N のピーク値を記録する.

滑化処理が必要になり, また STFT の窓関数によってはギブス現象によって $R[\hat{t}]$ が波打ってしまい, 継続時間の測定が困難なため, 回帰直線の傾きで代用している. ただし解析では表 2.2 にも示した通りハン窓を使用しているため, ギブス現象は回避されており, 図 2.3 の上段ではきれいな山なりの噴出が見て取れる. そのようにして回帰直線を求め, その傾きが負から正へゼロクロスした点と正から負へゼロクロスした点の時間間隔を測定し, その 2 倍を波形の継続時間 $\Delta \hat{t}$ とみなす. こうして測定された継続時間が, 既定の信号継続時間 $\Delta \hat{t}_s$ を超えたとき, その噴出のピーク値を, その波形の S/N R として記録する. 以上の処理を信号帯域および雑音帯域において実行することで, それぞれの帯域で条件 (2) を満たす波形が検出される.

2.3.3 算出法 2 による信号対雑音比の確率分布の導出

明らかにしたいのは, 観測データの中に継続時間が既定値 $\Delta \hat{t}_s$ を超えるような雑音波あるかどうか, もしあるとすれば, どの程度の S/N に相当する強度をもってどのくらい出現しているか, ということである. 図 2.2 で, 例として領域 $[\hat{t}, \hat{f}] \approx [450, 63]$ 近傍でも $S/N R \approx 4$ の噴出, すなわち雑音によって生じた周期的波形が存在していることを挙げた. もしもこの雑音, 既定の継続時間 $\Delta \hat{t}_s$ 以上出現していたとすれば, それは雑音であるにもかかわらず, 先に

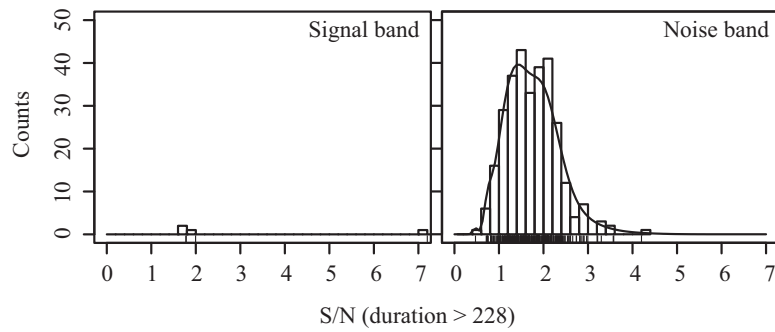


図 2.4 継続時間指数が $\Delta f_s (= 228)$ を超える波形の S/N に相当する強度の度数分布. 1 つ 1 つのデータ点は横軸上に置かれた小さな垂線によって表されており, これをラグプロットとよぶ. 左図は, 信号帯域である周波数指数 $\hat{f}_s = 4$ をもつ波形がデータ中に 4 つ出現しており, そのうちの 3 つは S/N が $R < 2$, 1 つは $R > 7$ であることを示している. $R > 7$ のものは, 図 2.2 の領域 $[\hat{f}, \hat{f}] \simeq [1200, 4]$ にある, 人為的に作成した真の信号波形を表している. 同様にして, 右図は雑音帯域全体において, 継続時間が 228 を超えるような周期的波形のもつ強度の分布を表す. ここで, 信号の漏れこみを避けるために雑音帯域は $\hat{f}_n = 10, 11, \dots, 127$ の帯域と定義している. この雑音帯域での S/N に相当する強度の分布をカーネル密度推定することで, 誤検出率を算出する.

挙げた信号の検出条件を満たしてしまい, 誤検出されうる. 言い換えれば, 例え信号周波数 \hat{f}_s において継続時間が $\Delta \hat{f}_s$ で S/N が $R \approx 4$ の信号波形を検出したとしても, そのようなステータスの波形は雑音によっても生じうるため, 信号と断定することができないことになる. では, 継続時間が $\Delta \hat{f}_s$ を超えるような雑音波が出現したとき, その S/N はどのような値を取りうるのだろうか. この間に答えるには, 図 2.4 のようなヒストグラムを導けば良い. このヒストグラムは, 図 2.3 で示した継続時間をカウントする操作を, 観測データ全体に対して行い, 検出した波形の持つ S/N のピーク値を記録したものである.

図 2.4 左段からは, 信号帯域においては真の信号波形が正しく検出されていることがわかる. 一方で右方からは, 雑音帯域においても多くの波形が検出されていることがわかり, 継続時間が $\Delta \hat{f}_s$ を超えるような雑音の S/N に相当する強度の分布を知ることができる. このヒストグラムは, 図 2.2 で示した高々 2400 ポイントのデータから導いたものであり度数は少ないが, データポイントの多い場合の同様のヒストグラムは図 2.7 のようになる. 図 2.4 右段から, 雑音によって S/N が 5 を超えるような波形が生じる確率は小さいであろうことがわかる. その確率の具体的な値を求めるには確率密度関数を推定すれば良い.

この算出法 2 は, システム不安定性によって生じる系統的な雑音や, RFI によって生じる突発的あるいは変動性のある雑音が観測データを汚染した場合に, それを検知することによってフリッジ検出の信頼性を高めることが目的である. したがって図 2.4 で得られたデータ点やヒストグラムの形状は個々の観測データによって変わるため, その確率密度関数はノンパラメトリック推定によって求める必要がある. そこで本研究ではカーネル密度推定法を採用する. まず検出した波形の S/N ピーク値データを $R_j, j = 1, 2, \dots, N$ とする. N は検出された雑音強度のサンプル数を意味する. S/N の実現値 R_j は確率変数であり, その値によって階級化した

ものが図 2.4 のヒストグラムである。一方そのような階級化をせず、 R_j のデータ点 1 つ 1 つにカーネル関数をあてがい、その重ね合わせによって確率密度関数 $p(R)$ を推定することができる。ここで注意すべきは、確率変数 R_j は非負実数であり、その密度関数 $p(R)$ は領域 $[0, \infty)$ でのみ定義されることである。そこで、非負の定義域をもつ確率密度関数の推定でしばしば用いられる、対数変換に基づく推定を行う (Silverman 1986)。実際に行う推定処理は以下のようなものである。

まず、データ R_j を対数変換し $\rho_j = \ln R_j$ という量を導入する。この ρ_j は正負をとる実数であり、ガウス関数をカーネルとして用いることができる。確率変数 ρ の密度関数を $q(\rho)$ とおくと、その関数はガウスクーネル

$$K(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\rho^2/2} \quad (2.12)$$

を用いて

$$q(\rho) d\rho = \frac{1}{Nh} \sum_{j=1}^N K\left(\frac{\rho - \rho_j}{h}\right) d\rho \quad (2.13)$$

とガウスクーネルの重ね合わせとして推定することができる。ここで h は平滑化帯域幅とよばれ、数ある算出方法から試行錯誤によって選択されるべき量であるが、ここでは Scott (1992) の帯域幅を採用し *R stats package* を使用して決定する。こうして得られた変数 ρ の密度関数 $q(\rho)$ と変数 R の密度関数 $p(R)$ の間には

$$p(R) dR = q(\rho) d\rho \quad (2.14)$$

という関係があるから $d\rho = dR/R$ を用いて、本来導きたい密度関数 $p(R)$ を

$$p(R) = \frac{q(\ln R)}{R} \quad (2.15)$$

と推定することができる。今考えている図 2.4 のデータに対しては $N = 10\,082$, $h = 0.052$ となり、この推定密度 $p(R)$ を示したのが図 2.4 右段の曲線である。

2.3.4 算出法 2 による誤検出率の算出

算出法 2 による誤検出率は、この推定された密度関数 $p(R)$ を積分することによって求めることができる。以降ではその誤検出率を FDR_2 と表すことにすると、それは

$$FDR_2 = \int_{R_s}^{\infty} p(R) dR \quad (2.16)$$

で与えられる。この誤検出率が小さいほど、その検出結果の信頼性は高くなる。例として図 2.2 に示した人為的に作成したフリンジの誤検出率を求める。そのフリンジは継続時間 $\Delta \hat{t}_s$ をもち、条件 (2) を満たしている。一方 S/N ピーク値は $R \approx 13$ であり、この値が条件 (1) の大きい S/N であるかどうかは、その誤検出率から判断される。もしそのような S/N をもつ波形

が、信号ではなく雑音によって生じたとすると、その確率は式 (2.16) に $R_s = 13$ を代入することで、

$$FDR_2 = \int_{13}^{\infty} p(R) dR < 1.0 \times 10^{-25} \quad (2.17)$$

と算出される。ここで密度関数 $p(R)$ は数値的に推定されているため、式として表すことはできない。したがって $S/N R = 13$ が雑音によって生る可能性は小さく、そのフリンジは信号の条件 (1), (2) と共に満たすため、信号と見なすことができる。この算出法 2 では、観測データ全体を解析対象として、信号の条件 (1), (2) を満たし信号と誤検出しうるような雑音を検知して、それによってその強度の確率分布を得た。もし観測データ中に、非熱的な雑音が多く現れると FDR_2 の値は大きくなり、したがってあるフリンジの信頼性評価に対して厳しい評価を下しやすくなる。以上の解析手順は Aoki et al. (2012) に報告している。

2.3.5 算出法 2 による解析結果の例

以上では、図 2.2 の人為的に作成したフリンジデータを例として、算出法 2 の手続きを述べた。本項では、実際の観測データに対して算出法 2 を適用し、観測された定常電波源それぞれの誤検出率を求めることにする。解析対象とした観測データは、日本標準時 2010 年 6 月 29 日 19 時から翌 30 日 7 時 (2010-06-29 10:00:00 UT から 2010-06-29 22:00:00 UT) までの 12 時間分の観測データであり、観測赤緯ストリップは $33^\circ 30'$ である。したがって観測された赤経は 14^h – 24^h および 0^h – 2^h の範囲である。このデータ全体のスペクトログラムを図 2.5 に表す。矢印は定常的な電波天体のフリンジによる噴出を表しており、それらが計 9 個検出されていることがわかる。

それら 9 つのフリンジが検出されていることは、図 2.7 左段の信号帯域におけるヒストグラムとラグプロットからも見て取れる。このヒストグラムは信号の条件 (2) を満たした波形のもつ S/N の度数分布を表しており、左段からは検出された 9 つのフリンジのうち、2 つは S/N が $5 < R < 6$ であり、残る 7 つは $R > 7$ であることがわかる。検出された 9 つのうちの 1 つは、図 2.6 にフリンジを示した NVSS J004055+331007 という電波天体であり、その S/N は $R_s = 10.2$ であった。一方で右段からは、雑音帯域においても条件 (2) を満たす波形が検出されていることがわかり、信号と誤検出されうる雑音の S/N に相当する強度の分布を知ることができ、カーネル密度推定によって確率密度関数が推定できる。数値的に推定された密度関数 $p(R)$ を用いて、NVSS J004055+331007 ($R_s = 10.2$) の誤検出率を求めると、式 (2.16) から $FDR_2 = 5.9 \times 10^{-68} < 10^{-67}$ と求まる。したがって図 2.6 の NVSS J004055+331007 が単なる雑音である確率は小さく、信号と見なせるだろうことがわかる。同様にして、検出されたフリンジについて誤検出率を求めたものを表 2.3 にまとめた。新観測システムにおいては、1 Jy 程度の天体の誤検出率も小さく、高い信頼性を持って検出できていることがわかる。以上の誤検出率算出法を用いて、次章で WJN 電波トランジェントの信頼性評価を行う。

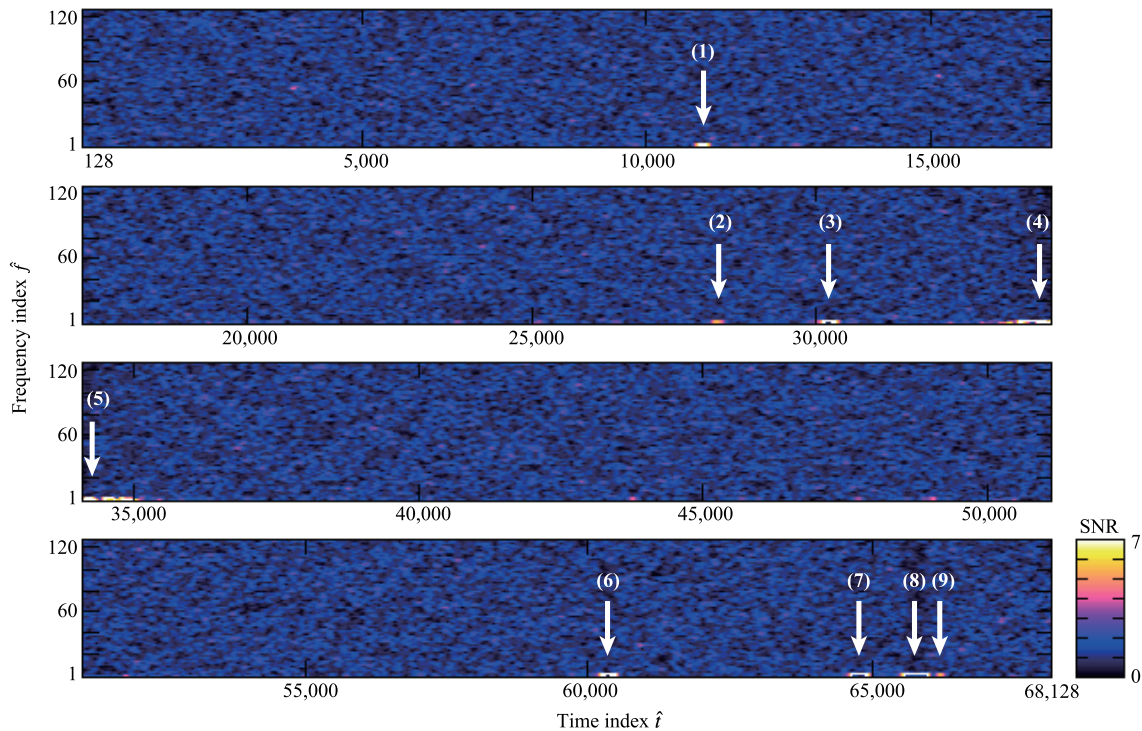


図 2.5 日本標準時 2010 年 6 月 29 日 19 時から翌 30 日 7 時に渡る、赤緯 $33^{\circ}33'$ の観測データ。矢印は定常的な電波天体のフリンジによる噴出を表しており、計 9 個の天体が検出されていることがわかる。

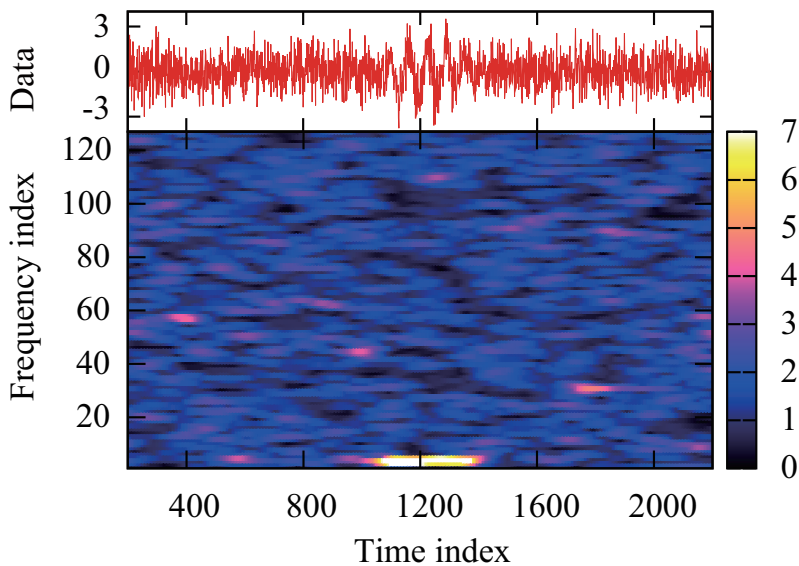


図 2.6 NVSS J004055+331007 (3.2 Jy) のフリンジ (Condon et al. 1998). 図 2.5 で矢印で (6) と標識された部分の拡大図である。

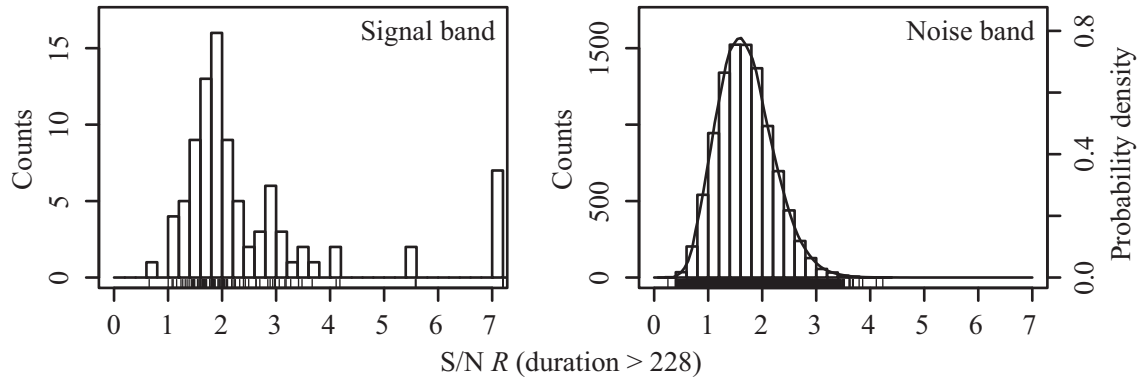


図 2.7 図 2.5 の観測データに対して算出法 2 を適用し得られた、継続時間が $\Delta t_s (= 228)$ を超える波形の S/N の度数分布.

表 2.3 1 エポックの観測で検出された電波天体の誤検出率

標識	対応天体	フラックス	FDR_2
(1)	J160207+332653	2.9 Jy	10^{-40}
(2)	J190348+331920	0.8 Jy	10^{-10}
(3)	J192417+332929	3.1 Jy	10^{-79}
(6)	J004055+331007	3.2 Jy	10^{-67}
(7)	J012644+331309	3.7 Jy	10^{-123}
(8)	J013741+330935	14.0 Jy	10^{-300}

注— 第 1 列は図 2.5 の標識を表し、それぞれのフリンジを表す。第 2, 3 列はそのフリンジの対応天体とフラックス密度を表し、第 4 列は算出法 2 で求められたそのフリンジの誤検出率を表す。標識 (4), (5) の天体は銀河面内にある天体であり、那須 20 m 電波望遠鏡による観測では分解できないため列挙していない。また標識 (9) の天体は J013741+330935 という天体が望遠鏡のサイドローブで受信されたものである。

第 3 章

WJN 電波トランジェントの信頼性

本章では、WJN 電波トランジェントが報告されてきたデータに対して第 2 章で述べた 2 つの誤検出率算出法を適用し、それらのフリンジ検出の誤検出率を求める。まず算出法の適用例を電波トランジェント WJN J1443+3439 のフリンジに対して示し、その他の電波トランジェントのフリンジに対してはその結果のみを示す。

3.1 誤検出率算出法 1 の適用

電波トランジェント WJN J1443+3439 のフリンジ (図 1.5) に対して第 2.2 節で述べた算出法 1 を適用する。干渉計から得られる相互相関データは中心極限定理によって、局所的には正規分布 $N(0, \sigma^2)$ に従うガウス雑音によって支配されていると見なすことができる。ここで σ は相互相関データの標準偏差であり約 500 mJy に相当する。ゆえに式 (2.3) で定義される $S/N R$ はレイリー分布 $\text{Rayleigh}(\sqrt{2/\pi})$ に従う。WJN J1443+3439 のフリンジの S/N は $R_s = 4.8$ である。また那須 20 m 電波望遠鏡による 1 エポックの観測データで独立な観測点数 m は、第 1.2 節で述べたデータサンプル数 84 600 サンプルをビーム幅 144 サンプルで割った

$$m = 84\,600/144 \approx 600 \quad (3.1)$$

として与えることができる。よって $R_s = 4.8$, $m = 600$ を式 (2.10) に代入することによって

$$FDR_1 = \int_{4.8}^{\infty} 600 \left(1 - e^{-\pi R^2/4}\right)^{599} \times \frac{\pi}{2} R e^{-\pi R^2/4} dR = 8.32 \times 10^{-6}, \quad (3.2)$$

つまり $FDR_1 = 10^{-5.08}$ と求まる。この誤検出率が統計的に有意であるかどうかは、第 3.3 節で評価する。

3.2 誤検出率算出法 2 の適用

電波トランジェント WJN J1443+3439 のフリンジ (図 1.5) に対して第 2.3 節で述べた算出法 2 を適用する。算出法 2 は、WJN J1443+3439 が発見された 1 エポック分の観測データ全体を解析し、そのデータ中に現れる非熱的雑音を検知することによって、その強度のヒストグラムと確率分布を導くことができる。そのヒストグラムを図 3.1 に示す。

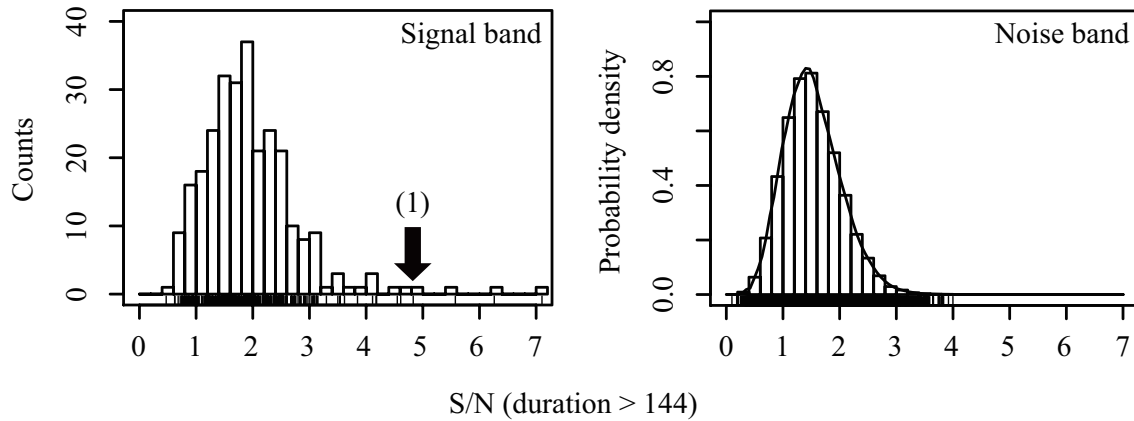


図 3.1 WJN J1443+3439 が報告された観測データに現れている，継続時間が $\Delta f_s (= 144)$ を超える波形の強度の分布．矢印 WJN J1443+3439 のフリンジの持つ S/N を表しており， $S/N R_s = 4.8$ である．

ヒストグラムを構成する雑音強度のサンプルから，確率密度関数 $p(R)$ をカーネル密度推定法によって数値的に導く．誤検出率は式 (2.16) にその確率密度関数と $R_s = 4.8$ を代入することによって

$$FDR_2 = \int_{4.8}^{\infty} p(R) dR = 10^{-6.47} \quad (3.3)$$

と求まる．この誤検出率が統計的に有意であるかどうかは，第 3.3 節で評価する．

3.3 誤検出率を用いた仮説検定

ある検出されたフリンジらしき波形を真のフリンジ信号であると見なすためには，2つの算出法によって導かれた誤検出率 FDR_1, FDR_2 の両方が十分に小さくなくてはならない．そこでこの2つの誤検出率を連結させた，総合的な誤検出率として

$$1 - FDR = (1 - FDR_1)(1 - FDR_2) \quad (3.4)$$

という量 FDR を導入する．ここで $1 - FDR_1$ は，算出法 1 のもとで，あるフリンジらしき波形をフリンジ信号だと見なせる確率，信頼度を表す．したがって $1 - FDR$ は，算出法 1 および 2 の両方のもとで，フリンジ信号だと見なせる確率を表しており，どちらの評価方法もクリアする確率を意味する．ゆえに FDR は総合的な誤検出率を表す．また式 (3.4) から数学的に $FDR > FDR_1, FDR > FDR_2$ であるため，この FDR の値を用いることによって，算出法 1, 2 それぞれで下される評価よりも，いっそう厳しい信頼性評価を与えることができる．WJN J1443+3439 の場合， $FDR_1 = 10^{-5.08}, FDR_2 = 10^{-6.47}$ であるから，それらを合せた包括的な誤検出率は $FDR = 10^{-5.06}$ である．

この誤検出率を用いて WJN 電波トランジェントの信頼性を評価する．示したいことは，検出されたフリンジらしき波形が信号と見なされるに十分な S/N を持っている，ということである．したがって「検出されたフリンジらしき波形は信号ではない」という帰無仮説を立て

る。WJN 電波トランジェントのフリッジそれぞれに対して仮説検定を行い、この帰無仮説が採用されてしまうフリッジは信頼性がないと言えるし、一方で帰無仮説を安全に棄却できるようなフリッジは信頼性が高いと結論することができる。そこでその仮説検定の有意水準として Petrov et al. (2007) に従い 10^{-5} を採用する。もしあるフリッジの誤検出率がこの有意水準 10^{-5} よりも大きければ、帰無仮説は採用され、「そのフリッジは真のフリッジではない」と結論される。一方誤検出率が有意水準 10^{-5} よりも小さければ、帰無仮説は棄却され、「そのフリッジは真のフリッジではない、とは言えない」と結論される。端的に言えば、 $FDR > 10^{-5}$ のフリッジは統計的に有意でなく信頼性が低く、 $FDR < 10^{-5}$ のフリッジは統計的に有意で信頼性が高いと結論することができる。

3.4 WJN 電波トランジェントの信頼性

第 1 章で述べたように WJN 電波トランジェントは 11 個報告されてきており、そのそれぞれのフリッジに対して誤検出率を算出した。その結果を表 3.1 に示す。11 個の電波トランジェントのうち、唯一、WJN J1443+3439 のみが誤検出率で 10^{-5} を下回っており、有意水準 10^{-5} で統計的に有意であると結論された。他の 5 つの電波トランジェント候補、J0645+3200, J1039+3300, J1737+3808, J0951+3300, および J1039+3200 は、誤検出率が 10^{-5} より大きかったものの、 10^{-3} よりも小さかった。残る 5 つの候補、J0200+4142, J0202+4142, J0205+4142, J0445+4130, および J1043+4130 は、誤検出率が 10^{-3} よりも大きいという結果となった。以上の結果から、有意水準 10^{-5} で統計的に有意な検出だったのは WJN J1443+3439 の 1 つのみであり、他の 10 個の検出は有意ではないと結論された。各電波トランジェント候補に対する評価結果を以降に示す。

表 3.1 WJN 電波トランジェント

天体名	観測日	フラックス UT (Jy)	FDR_1	FDR_2	FDR	参照
WJN J0200+4142	2005 Feb 10	2.7	$10^{-0.00}$ a	$10^{-1.26}$	$10^{-0.00}$ a	1
WJN J0202+4142	2006 Dec 24	4.1	$10^{-0.37}$	$10^{-2.20}$	$10^{-0.36}$	1
WJN J0205+4142	2006 Dec 26	4.3	$10^{-0.47}$	$10^{-2.27}$	$10^{-0.46}$	1
WJN J0445+4130	2005 Jan 10	1.8	$10^{-2.15}$	$10^{-3.44}$	$10^{-2.13}$	2
WJN J1043+4130	2005 Jan 2	1.7	$10^{-3.24}$	$10^{-3.00}$	$10^{-2.80}$	2
WJN J0645+3200	2005 Mar 27	1.2	$10^{-4.44}$	$10^{-3.20}$	$10^{-3.18}$	3
WJN J1039+3300	2006 Jan 18	2.2	$10^{-3.41}$	$10^{-3.96}$	$10^{-3.30}$	4
WJN J1737+3808	2004 May 20	1.6	$10^{-3.82}$	$10^{-5.10}$	$10^{-3.80}$	5
WJN J0951+3300	2006 Jan 12	1.8	$10^{-3.82}$	$10^{-6.68}$	$10^{-3.82}$	4
WJN J1039+3200	2005 Mar 4	1.7	$10^{-5.41}$	$10^{-4.53}$	$10^{-4.47}$	3
WJN J1443+3439	2005 Feb 14	3.0	$10^{-5.08}$	$10^{-6.47}$	$10^{-5.06}$	6

注— FDR_1 , FDR_2 , FDR という量はフリッジの誤検出率, 偽陽性確率を意味し, それぞれ式 (2.10), (2.16), および (3.4) で与えられる.

^a WJN J0200+4142 のフリッジの誤検出率は $99.9\% = 10^{-0.00}$ である.

参照— (1) Matsumura et al. 2009; (2) Matsumura et al. 2007; (3) Kida et al. 2008; (4) Niinuma et al. 2009; (5) Kuniyoshi et al. 2007; (6) Niinuma et al. 2007a

3.4.1 WJN J0200+4142

WJN J0200+4142 を含む 2005-02-09 17:00:00 JST から 1 日間分の観測データを図 3.12 に示す。WJN J0200+4142 の S/N は $R_s = 2.4$ であり算出法 1 による誤検出率は $FDR_1 = 1.0 = 10^{0.00}$ となる。算出法 1 は純粹に数学的な方法であったから、理屈の上でこの $R_s = 2.4$ という S/N の値は有意とは言えない。図 3.2 に、算出法 2 によって得られた、信号として誤検出されうる波形の強度の分布を示す。その図は WJN J0200+4142 のもつ $R_s = 2.4$ という強度は雑音によっても発生しうる値であり、必ずしも雑音に対して有意とは見なせないことを示している。実際、 $R_s = 2.4$ という強度が雑音によって生じる確率は $FDR_2 = 10^{-1.26}$ と見積もられた。以上の結果から、式 (3.4) で与えられる FDR_1 と FDR_2 を合わせた総合的な誤検出率として $FDR = 10^{0.00}$ が得られ、したがって WJN J0200+4142 はいかなる有意水準においても棄却された。

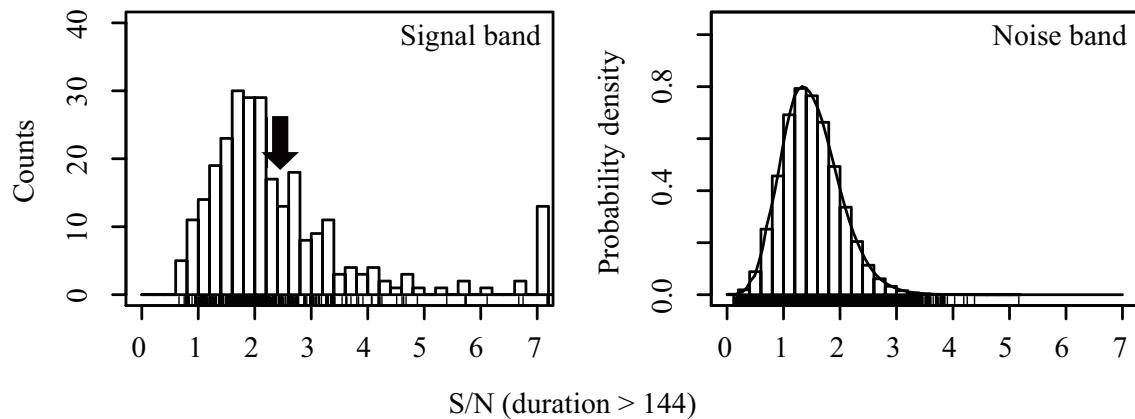


図 3.2 WJN J0200+4142 が報告された観測データに現れている、継続時間指数が $\Delta \hat{t}_s (= 144)$ を超える波形の強度の分布。矢印は WJN J0200+4142 のもつ強度を示している。

3.4.2 WJN J0202+4142, J0205+4142, J0445+4130

WJN J0202+4142, J0205+4142, J0445+4130 を含む観測データから、算出法 2 によって検出された波形の強度分布を図 3.3 から図 3.5 に示し、その観測データを図 3.13 から図 3.15 に示す。それらの S/N は $R_s = 3.0, 3.0, 3.8$ であり、誤検出率は表 3.1 にまとめられた通りである。その誤検出率から、これらの電波トランジェント候補の検出は統計的に有意ではなく、信頼性が低いと考えられる。

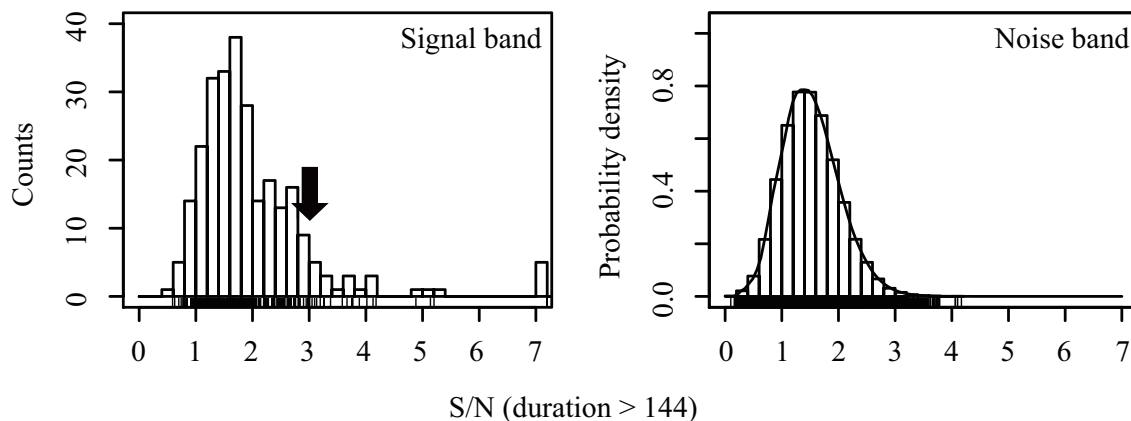


図 3.3 WJN J0202+4142 が報告された観測データに現れている波形の強度分布.

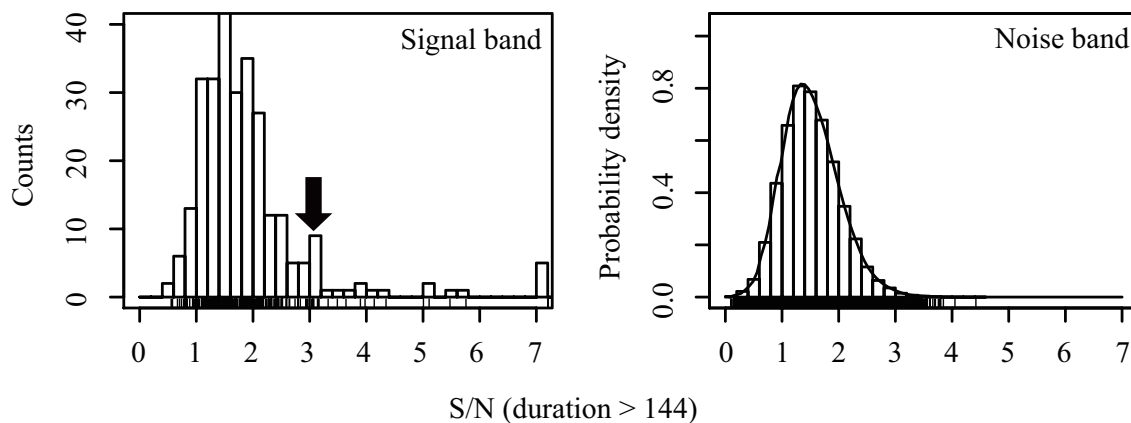


図 3.4 WJN J0205+4142 が報告された観測データに現れている波形の強度分布.

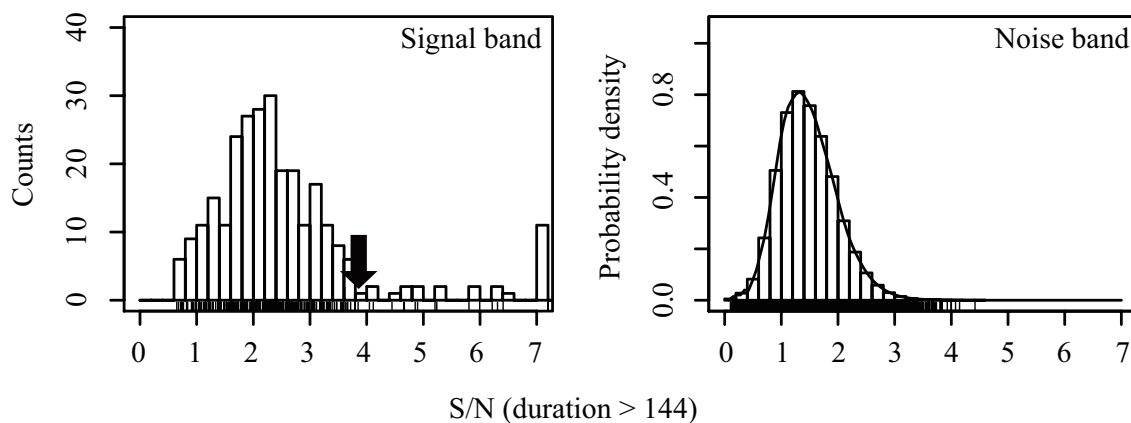


図 3.5 WJN J0445+4130 が報告された観測データに現れている波形の強度分布.

3.4.3 WJN J1043+4130

WJN J1043+4130 を含む 2005-01-02 15:00:00 JST から 1 日間分のデータを図 3.16 に示す。WJN J1043+4130 の S/N は $R_s = 4.2$ であり算出法 1 による誤検出率は $FDR_1 = 10^{-3.24}$ であった。ここで図 3.6 の右段を見ると、本質的に雑音であるにもかかわらず大強度の波形が多く検出されていることがわかる。それらの波形は図 3.16 において見る事ができ、特に時間指数 $\hat{t} = 46800$ 周辺でとりわけ顕著に見られる。これらの雑音は外部電波の干渉などによって引き起こされると考えられるものの、それらのモニタなどは行われていなかったため明確な起源はわからない^{*1}。起源の明確でない雑音を解析者の恣意によって除去することは安全ではなく、本研究はその恣意性をなくすため図 3.3 の確率密度分布を推定し、 FDR_2 という誤検出率を補助的に算出する。その結果、図 3.3 から $FDR_2 = 10^{-3.00}$ と見積もられ、最終的な誤検出率として $FDR = 10^{-2.80}$ が得られた。したがって WJN J1043+4130 は有意水準 10^{-5} で統計的に有意でないと結論された。

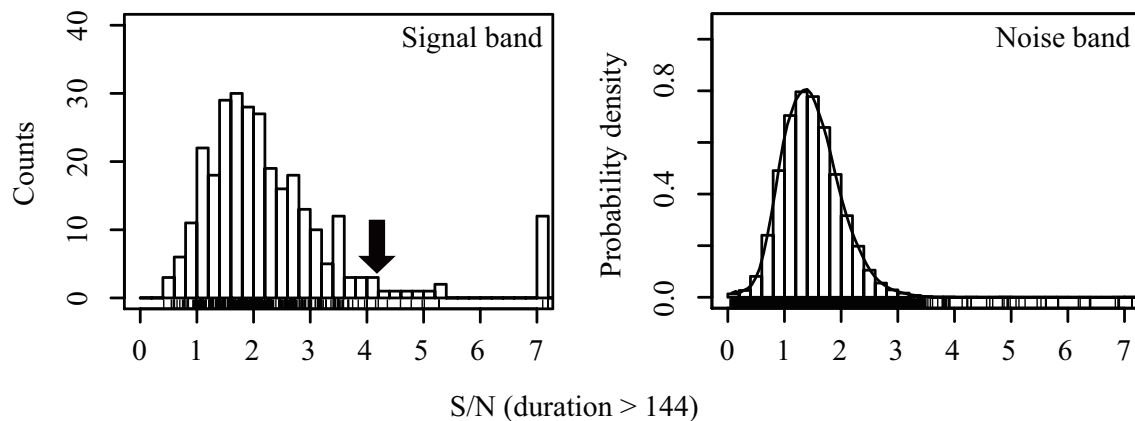


図 3.6 WJN J1043+4130 が報告された観測データに現れている波形の強度分布。

3.4.4 WJN J0645+3200

WJN J0645+3200 を含む 2005-03-27 14:00:00 JST から 1 日間分のデータを図 3.17 に示す。その図を見ると WJN J1043+4130 を含むデータと同様、原因のはっきりしない雑音データ全体を支配していることがわかる。その雑音の強度の分布は図 3.7 の右段に示されており、大強度の雑音が多く検出されているため FDR_2 の値が大きくなり $FDR_2 = 10^{-3.20}$ と見積もられた。WJN J0645+3200 の S/N は $R_s = 4.6$ であり算出法 1 による誤検出率は $FDR_1 = 10^{-4.44}$ 、総合的な誤検出率は $FDR = 10^{-3.18}$ であった。本研究で採用している Petrov et al. (2007) の基準では、誤検出率 10^{-3} を “marginally detected”, 10^{-5} を “reliably detected” と定義してお

^{*1} 外部からの人工電波の干渉については付録 D で報告するように、那須観測所周辺の電波環境を調査し、それが実際の宇宙観測に与える影響の評価を行った。

り、その基準に照らせばこの WJN J0645+3200 は “marginally detected” だと言える。しかし Petrov et al. (2007) は既知の定常電波天体の検出状態を評価したものであり、一方で WJN 電波トランジェントは起源不明の突発天体であるから、その検出状態の評価は厳しく下す必要がある。その観点から有意水準として 10^{-5} のみを採用し、したがって WJN J0645+3200 はその有意水準では統計的に有意でないと結論された。

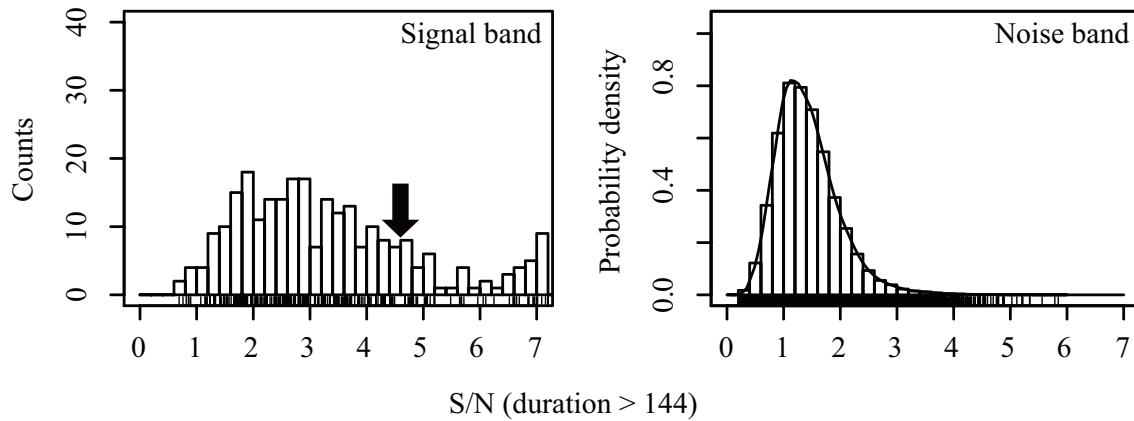


図 3.7 WJN J0645+3200 が報告された観測データに現れている波形の強度分布。

3.4.5 WJN J1039+3300, J1737+3808, J0951+3300

WJN J1039+3300, J1737+3808, J0951+3300 を含む観測データから、算出法 2 によって検出された波形の強度分布を図 3.8 から図 3.10 に示し、その観測データを図 3.18 から図 3.20 に示す。S/N はそれぞれ $R_s = 3.9, 4.4, 4.4$ であり、誤検出率は表 3.1 にまとめられた通りである。これらの電波トランジェント候補は有意水準 10^{-5} を下回っているため、統計的に有意でないと結論された。

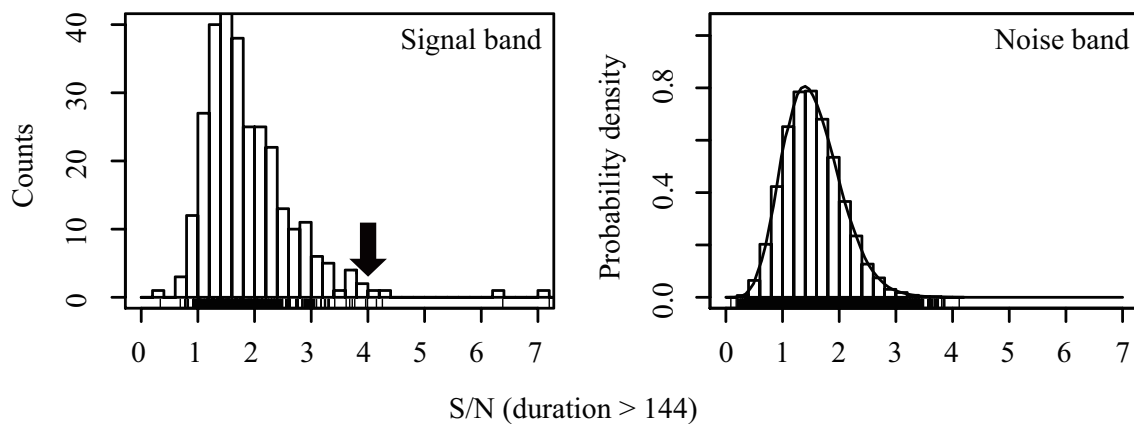


図 3.8 WJN J1039+3300 が報告された観測データに現れている波形の強度分布。

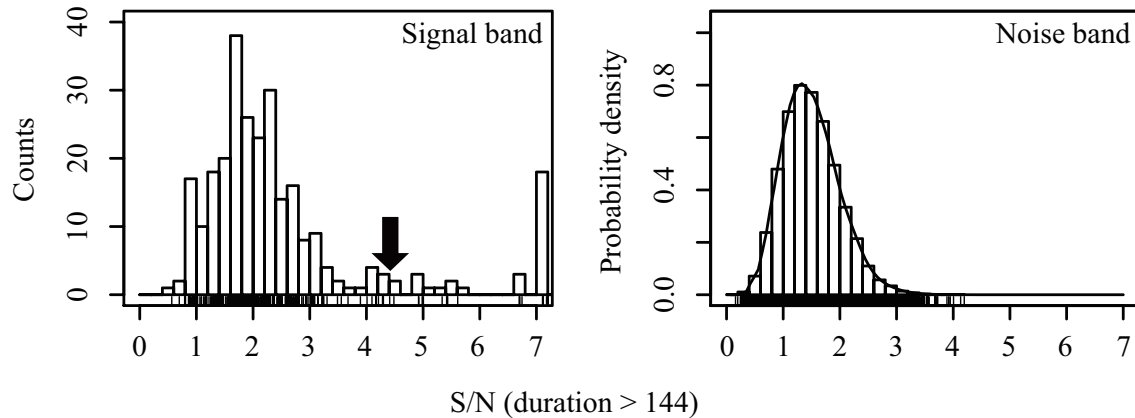


図 3.9 WJN J1737+3808 が報告された観測データに現れている波形の強度分布。

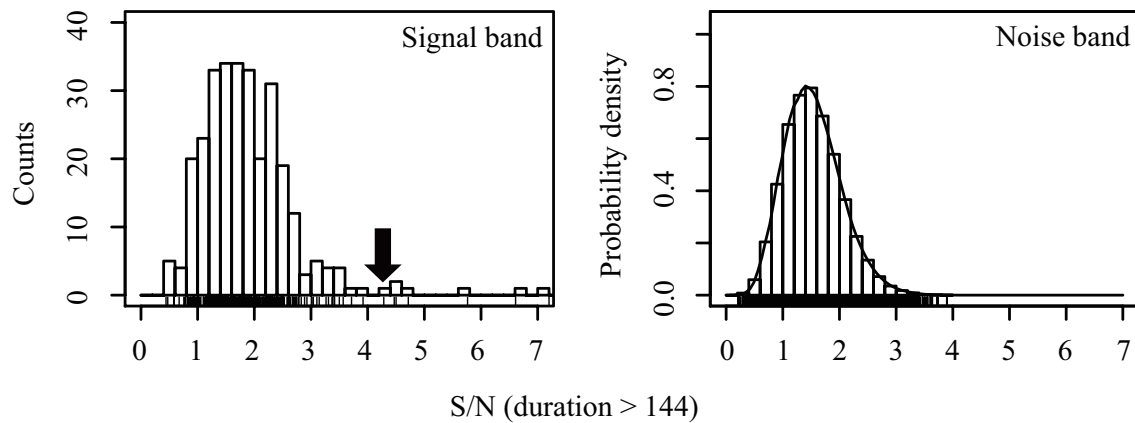


図 3.10 WJN J0951+3300 が報告された観測データに現れている波形の強度分布。

3.4.6 WJN J1039+3200

WJN J1039+3200 を含む 2005-03-04 14:00:00 JST から 1 日間分のデータを図 3.21 に示す。WJN J1039+3200 の S/N は $R_s = 4.9$ であり算出法 1 による誤検出率は $FDR_1 = 10^{-5.41}$ となる。したがって統計的有意性は高いと考えられるが、一方で算出法 2 によって得られる誤検出率は $FDR_2 = 10^{-4.53}$ 、最終的な誤検出率は $FDR = 10^{-4.47}$ となり、有意水準 10^{-5} で有意であるとは言えない。これは図 3.21 の時間指数 $\hat{t} = 52000$ 周辺に現れた高周波の雑音によるものであり、この雑音は図 3.11 の右段において S/N > 5 相当の強度を持つ波形として検出されていることがわかる。この大強度の雑音の起源も WJN J1043+4130 の場合と同様不明であるため、それを恣意的に除去することは安全とはいえない。したがってこの電波トランジェント候補 WJN J1039+3200 は、S/N の数値は数学的には有意であると思われるが、実際のデータ上に現れる雑音を考慮すると必ずしも統計的に有意であるとは結論することができなかった。

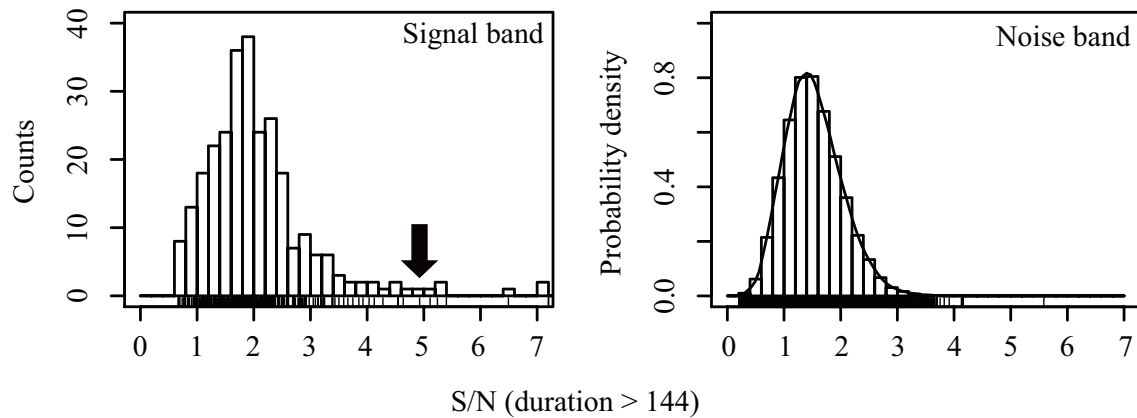


図 3.11 WJN J1039+3200 が報告された観測データに現れている波形の強度分布.

3.4.7 WJN J1443+3439

WJN J1443+3439 を含む 2005-02-14 17:00:00 JST から 1 日間分のデータを図 3.22 に示す. この電波トランジェント候補に対する評価結果は本章冒頭で述べており, 有意水準 10^{-5} で統計的に有意であると結論され, 信頼性が高いと考えられる.

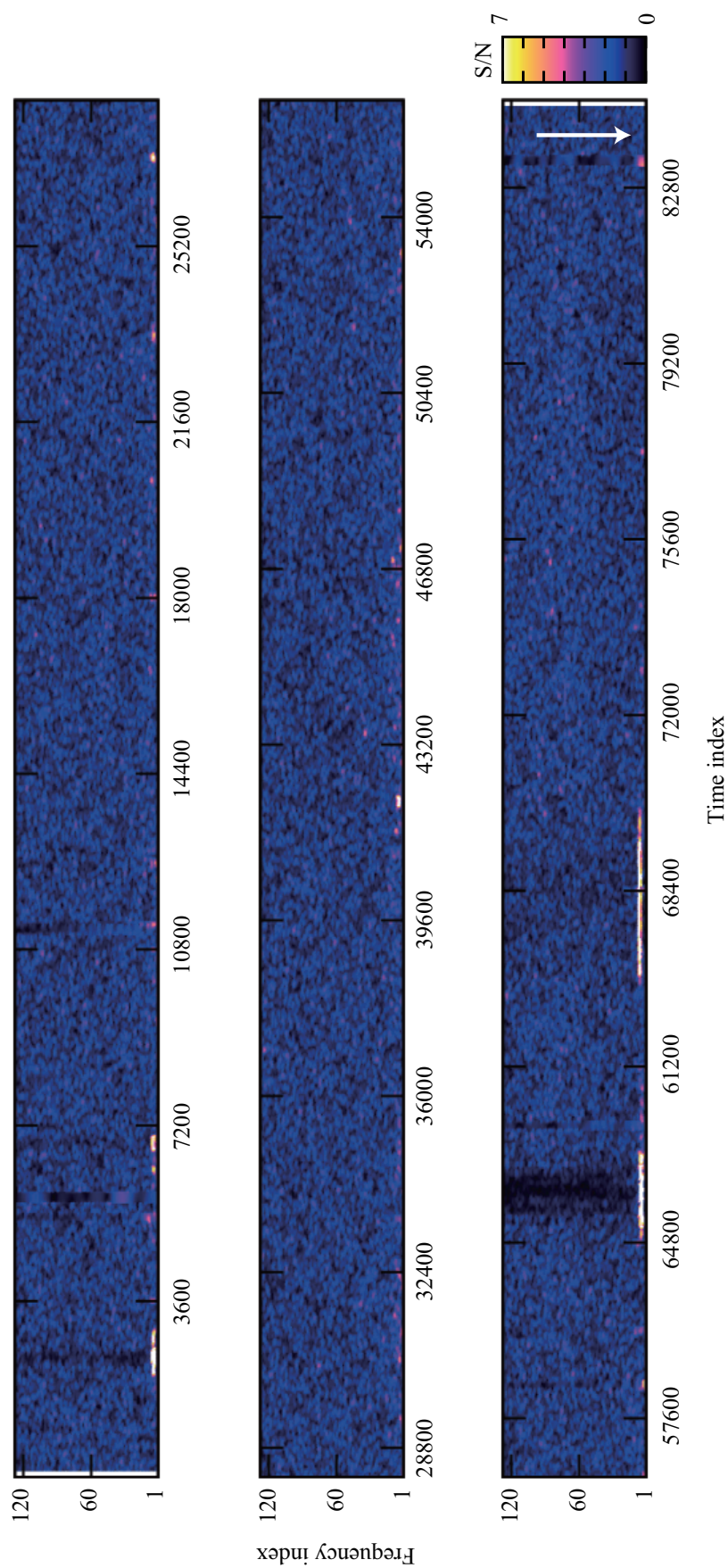


図 3.12 WJN J0200+4142 を含む 2005-02-09 17:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム. 矢印は WJN J0200+4142 のフリッジを示している.

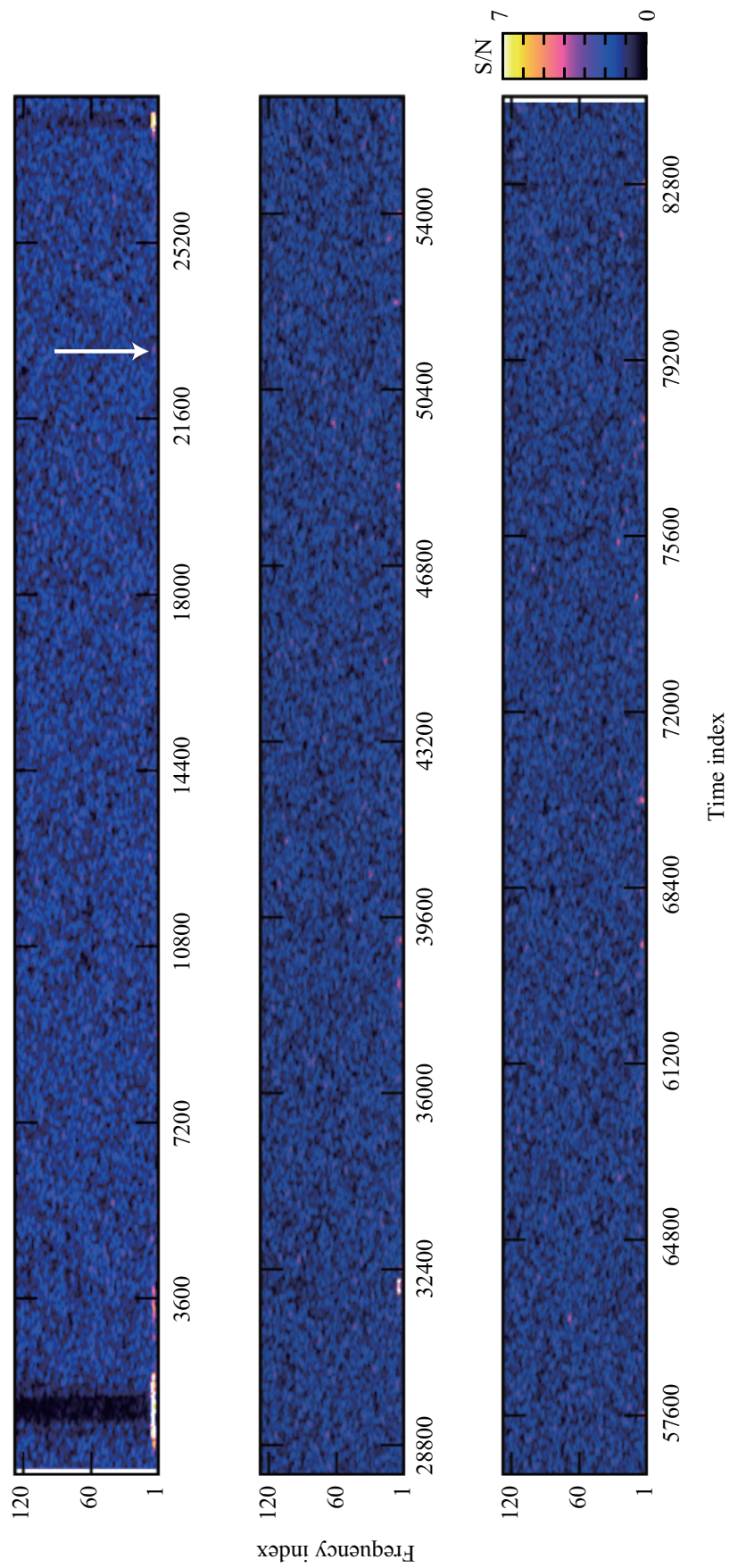


図 3.13 WJN J0202+4142 を含む 2006-12-24 13:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

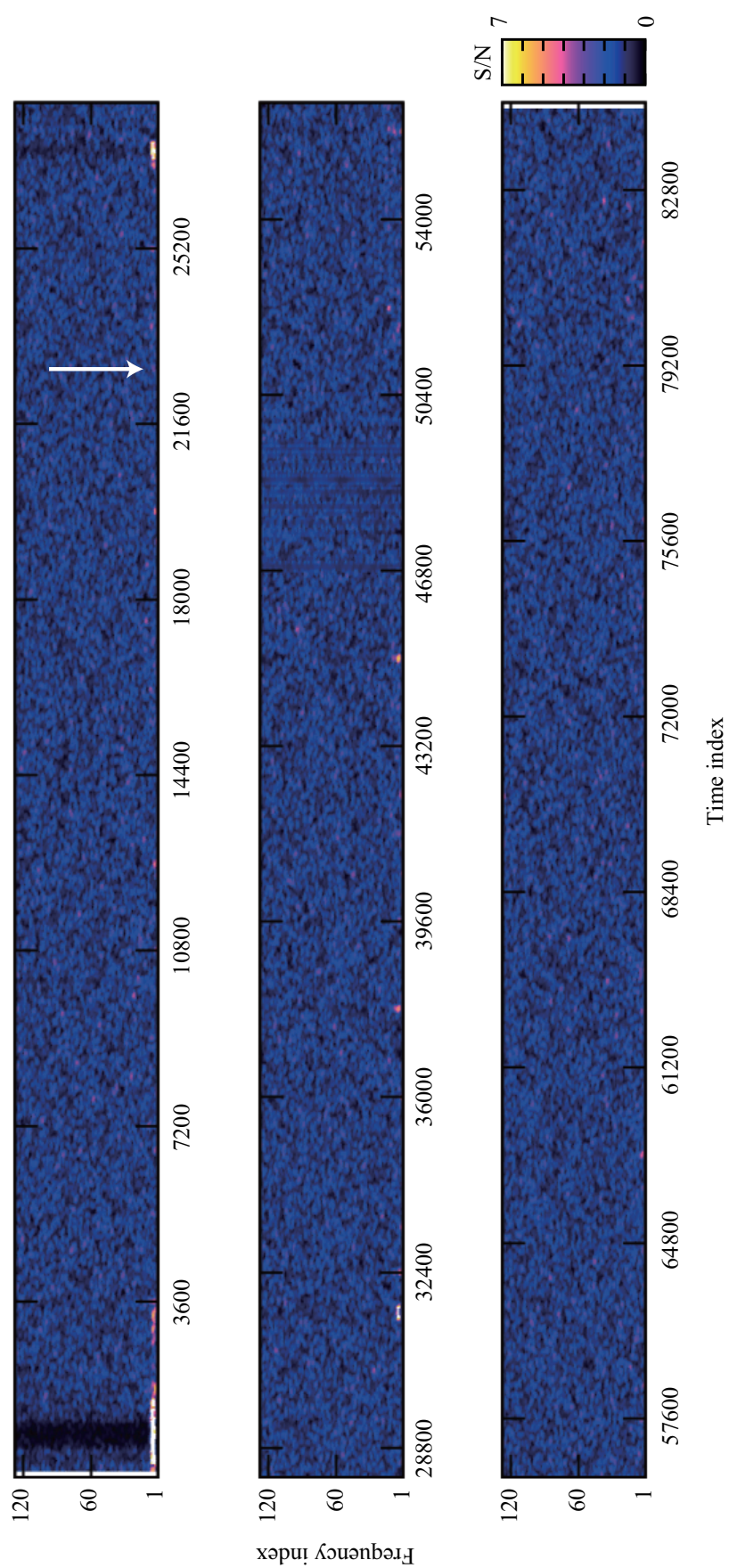


図 3.14 WJN J0205+4142 を含む 2006-12-26 13:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

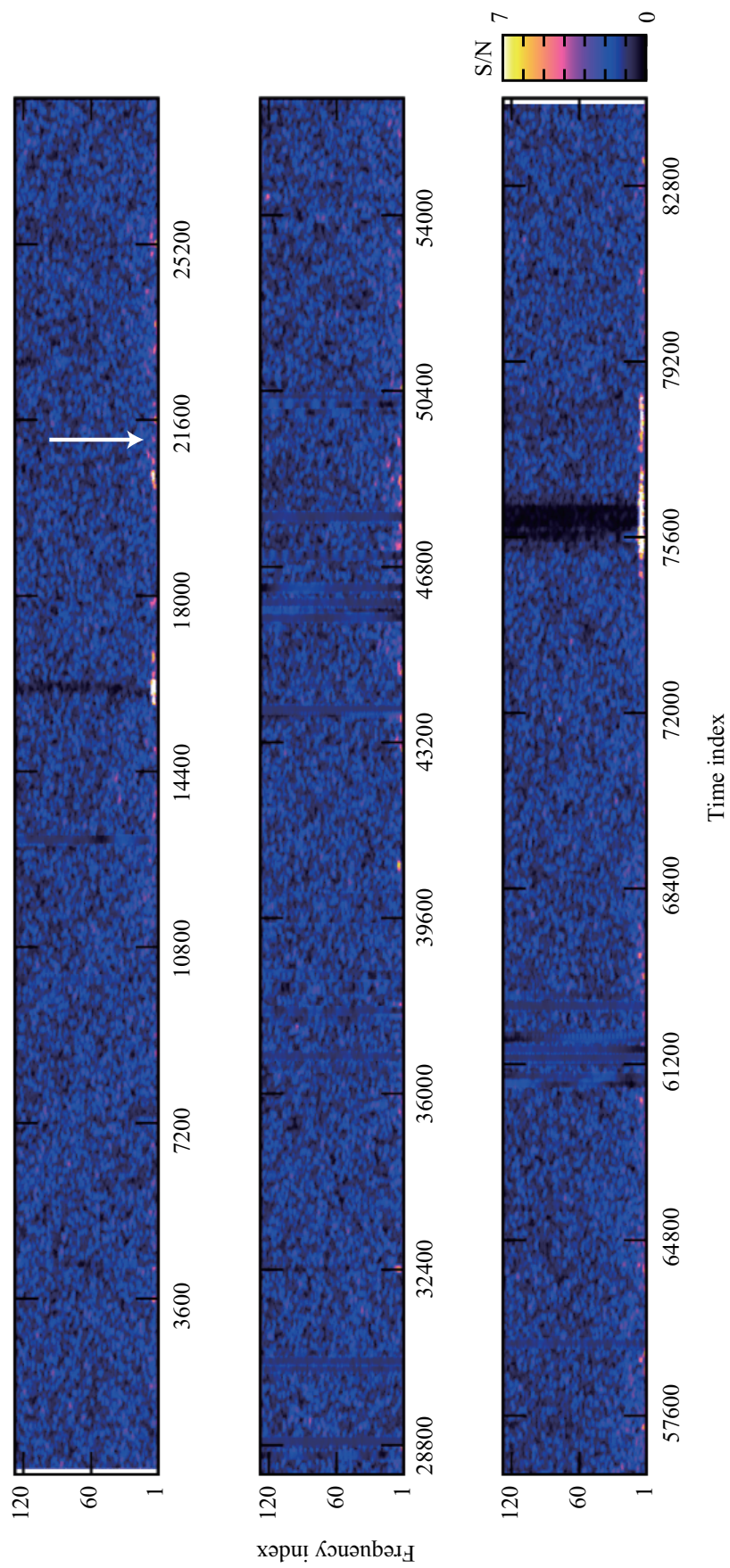


図 3.15 WJN J0445+4130 を含む 2005-01-10 15:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

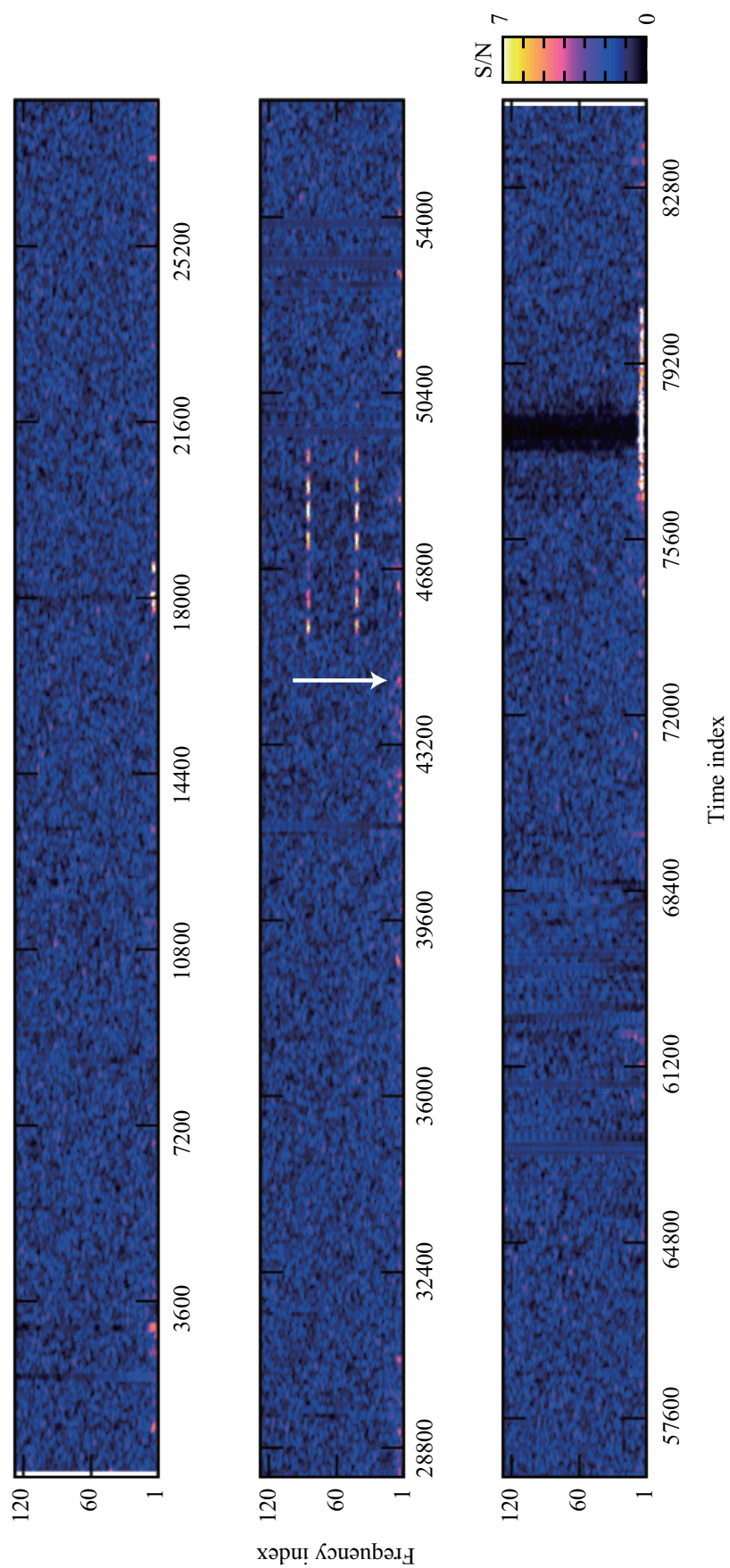


図 3.16 WJN J1043+4130 を含む 2005-01-02 15:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

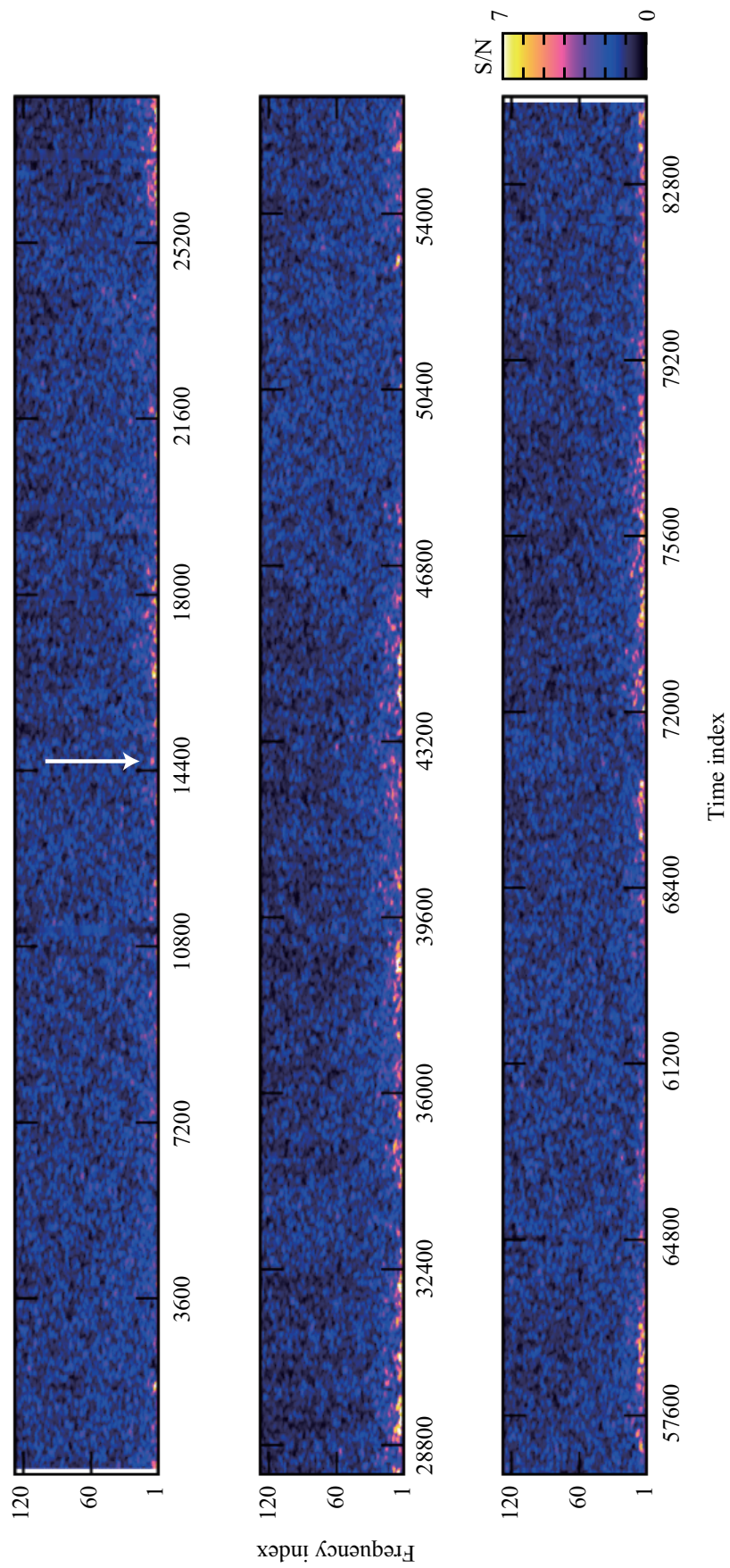


図 3.17 WJN J0645+3200 を含む 2005-03-27 14:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

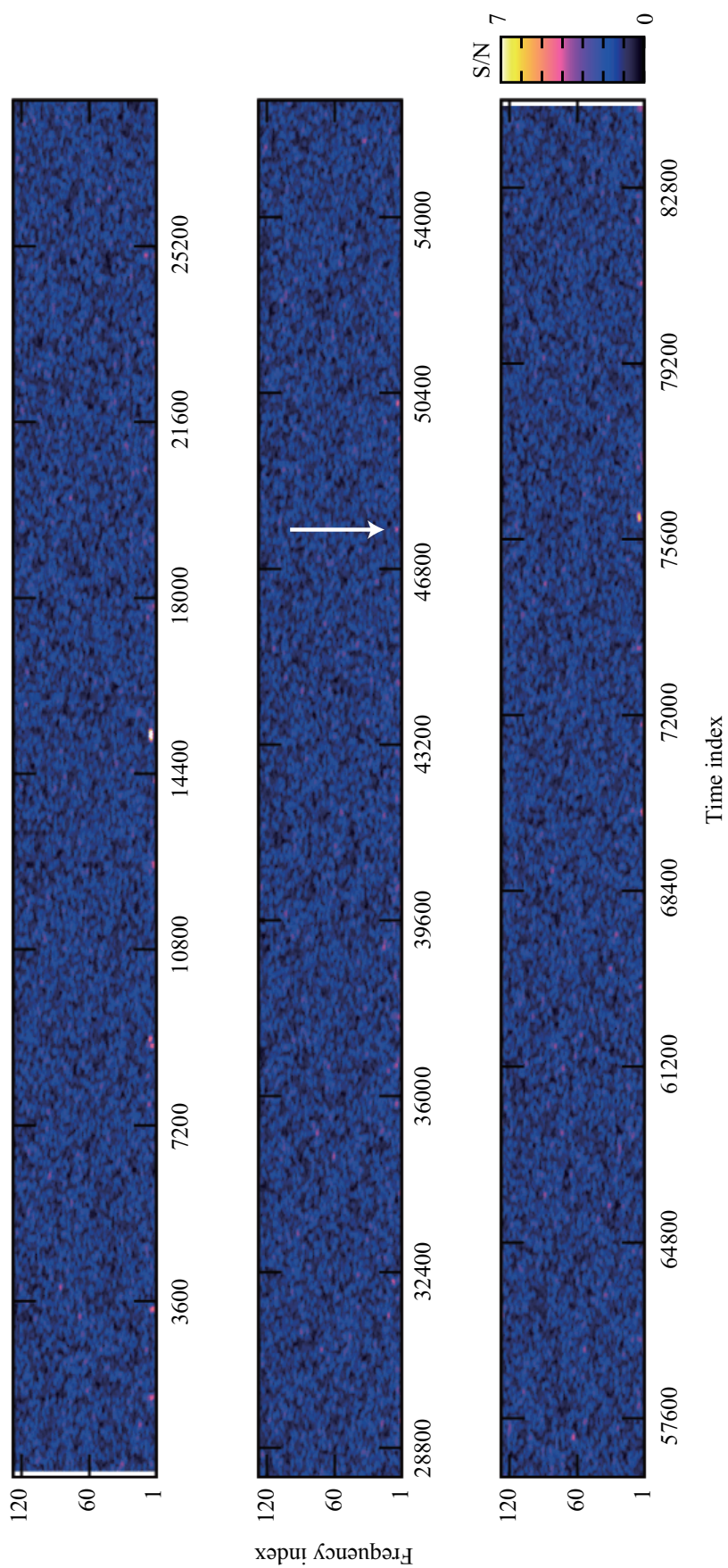


図 3.18 WJN J1039+3300 を含む 2006-01-18 13:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

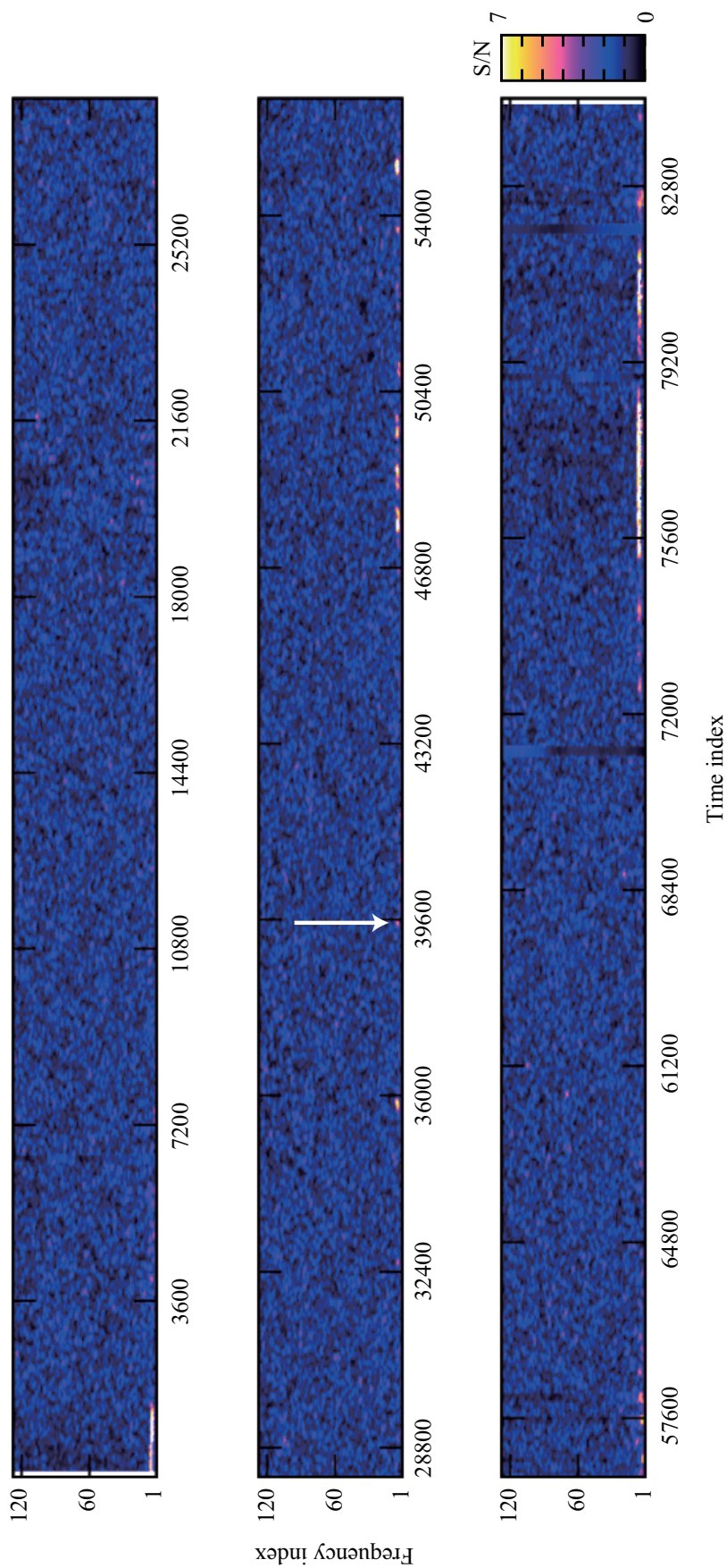


図 3.19 WJN J1737+3808 を含む 2004-05-20 14:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

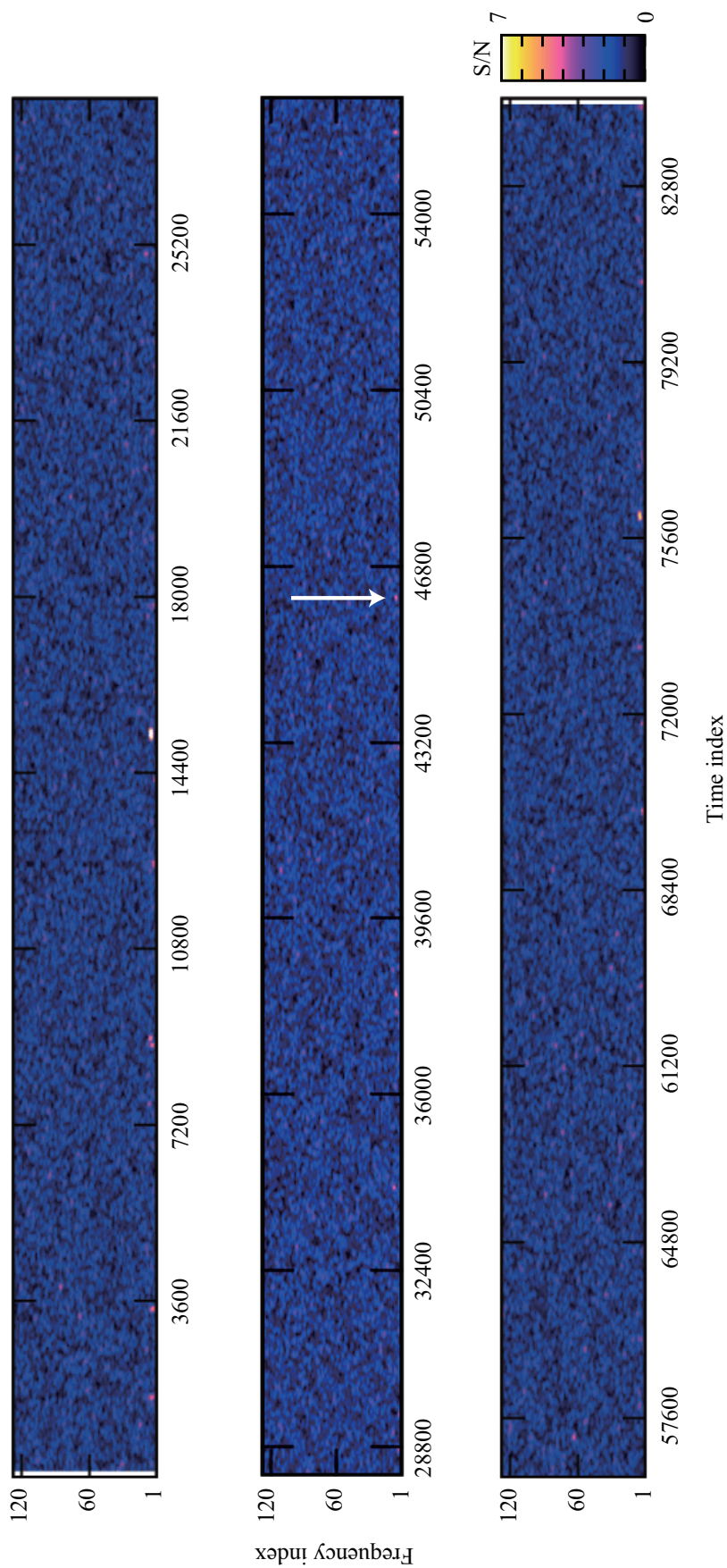


図 3.20 WJN J0951+3300 を含む 2006-01-12 13:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

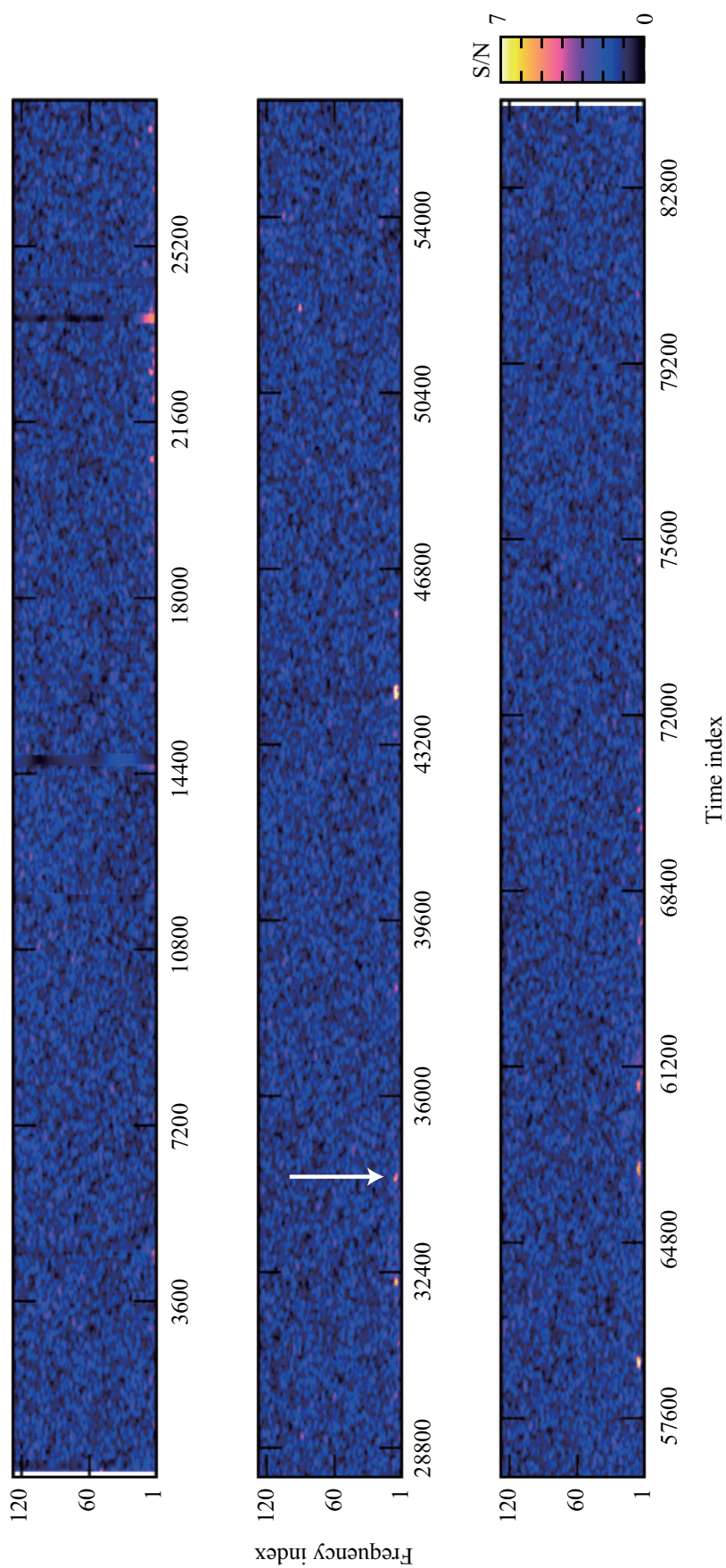


図 3.21 WJN J1039+3200 を含む 2005-03-04 14:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

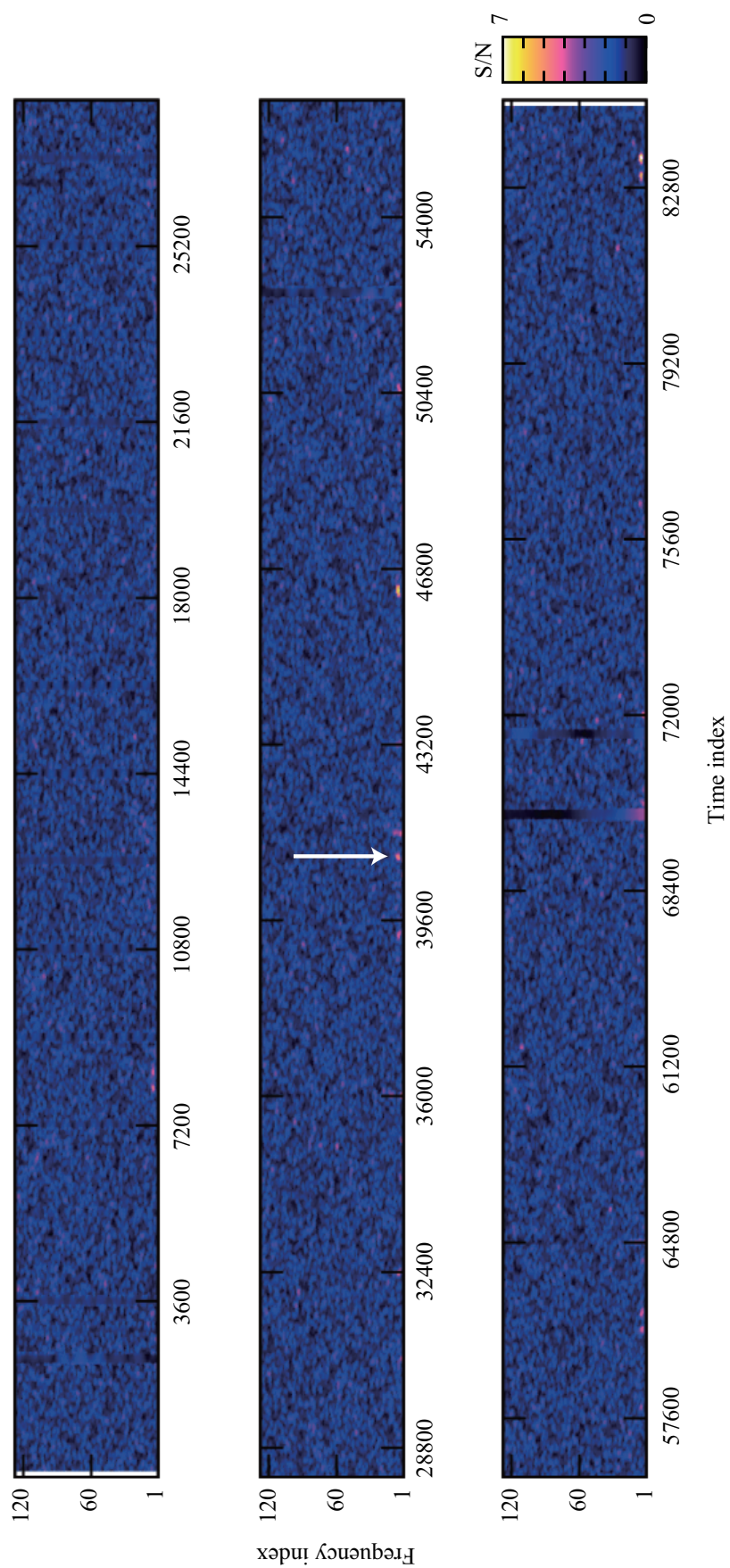


図 3.22 WJN J1443+3439 を含む 2005-02-14 17:00:00 JST から 1 日間分のデータのスペクトログラム.

第 4 章

電波トランジェントの観測可能性と その起源

第 3 章において、電波トランジェント WJN J1443+3439 のみが有意水準 10^{-5} で統計的に有意であることが示された。この結果を踏まえて、2004 年 1 月から 2009 年 11 月までのサーベイによって観測された電波トランジェントは WJN J1443+3439 の 1 つのみであり、それは真の天体現象であったと仮定する。この仮定のもとで、本章において電波トランジェントを観測できる可能性について論じる。また以降の議論において記号 S は、式 (1.8) で与えられた振幅スペクトル強度ではなく、天体のフラックス密度を表すこととする。

4.1 電波トランジェントの天球面密度と発見確率

天球上における天体の面密度 Σ は

$$\Sigma = N/\Omega \quad (4.1)$$

と定義される。ここで Ω は天球上の面積つまり立体角を表し、単位は deg^2 、 N はその面積 Ω 中に存在する天体数である。したがってこの天球面密度 Σ は単位面積あたりの天体数を表し、単位は deg^{-2} である。この量を電波トランジェントに対して見積もることによって、1 回の観測によって電波トランジェントを観測できる個数を推測することができる。那須 20 m 電波望遠鏡によるサーベイによって WJN 電波トランジェントは WJN J1443+3439 の 1 個が発見されていると仮定すると、 $N = 1$ である。一方掃天面積 Ω は以下のように推定される。

4.1.1 掃天面積

那須 20 m 電波望遠鏡が 1 エポック (1 恒星日) で掃天する立体角は

$$\Omega_1 = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\pi/2-\delta-\theta_{\text{HP}}}^{\pi/2-\delta+\theta_{\text{HP}}} \sin\theta d\theta = 4\pi \cos\delta \sin\theta_{\text{HP}} \quad (4.2)$$

によって与えられる。ここで δ は観測赤緯、 θ_{HP} は望遠鏡の半値半幅である 0.3° である。第 1.2 節 で述べたように、那須 20 m 電波望遠鏡による観測赤緯の典型値は $\delta = 37^\circ$ である。

那須観測所は4つの電波干渉計を持っているため、観測所全体として1エポックあたり掃天できる面積は $4\Omega_1$ となる。WJN電波トランジェントが出版物として報告されてきた期間は2004年1月から2009年11月までであり、その間で1200エポック分の観測データを蓄積していた。したがって、その間の掃天面積の総計は $\Omega_{\text{tot}} = 4\Omega_1 \times 1200 = 8 \times 10^5 \text{ deg}^2$ である。ただし望遠鏡のビームパターンは一様ではないため、そのパターンを考慮した天球面密度を推定しなければならない。その推定方法は付録Bに与えられており、その補正係数を掃天面積に課すと、補正された掃天面積として

$$\Omega = \Omega_{\text{tot}} \times 0.62 = 5 \times 10^5 \text{ deg}^2 \quad (4.3)$$

を得る。

4.1.2 天球面密度と発見確率

以上のように推定された掃天面積を用いて、電波トランジェントの天球面密度を推定する。2004年1月から2009年11月までの期間に掃天された面積 Ω の中で、発見された電波トランジェントはWJN J1443+3439の1つのみである。そのサーベイの周波数と感度はそれぞれ1.42 GHzと3 Jyであった。観測感度3 Jyという値は、誤検出率が 10^{-5} となる理論的なフリンジ強度の値である。式(2.10)において $FDR_1 = 10^{-5}$, $m = 600$ という条件を満たすS/Nは $R_s = 4.8$ であり、このS/Nに相当するフリンジ強度は式(2.11)から $S_s = 6.0\sigma$ となる。したがって、 $\sigma = 500 \text{ mJy}$ のもとで、 $FDR_1 = 10^{-5}$ という誤検出率を持つときのフリンジ強度は3 Jyであり、これを観測感度と定義する。

周波数1.42 GHzにおいてフラックス密度3 Jy以上の強度を持つ電波トランジェントの天球面密度は、式(4.1)に $N = 1$, $\Omega = 5 \times 10^5 \text{ deg}^2$ を代入し

$$\Sigma_{1.42\text{GHz}}^{>3000\text{mJy}} = 2_{-1.9}^{+9} \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2} \quad (4.4)$$

と推定される。ここで誤差幅は両側95%信頼区間として以下のように見積もっている。あるランダムな事象が、ある時間的または空間的な間隔で生起するとき、そのような事象の生起回数はポアソン過程となる。電波トランジェントのような突発現象はそのようなランダム現象であり、したがってその発生回数 N はポアソン分布に従う。那須20 m電波望遠鏡によるサーベイ結果では、WJN J1443+3439の1つのみが統計的に有意であり $N = 1$ であったから、ポアソンパラメータ N の両側95%信頼区間は $[0.0253, 5.57]$ である。この信頼区間の上下限をそれぞれ式(4.1)に代入し、誤差幅としている。

最後に、この天球面密度から発見確率 \mathfrak{R} を求めることができる。発見確率は、単位面積、単位時間あたりに観測できる天体数として定義され、天体の光度変動の継続時間 τ を用いて

$$\mathfrak{R} = \Sigma/\tau \quad (4.5)$$

と定義される(Ofek et al. 2010)。この定義は第1章で言及したように、Kida et al. (2008)やMatsumura et al. (2009)での発見確率の定義とは異なる。前節で得られた天球面密度を

式 (4.5) に代入すると

$$\mathfrak{N}_{1.42\text{GHz}}^{>3\,000\text{mJy}} = 1_{-1}^{+7} \times 10^{-3} \left(\frac{\tau}{0.5\text{ day}} \right)^{-1} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1} \quad (4.6)$$

を得る. WJN J1443+3439 の変動の継続時間をおよそ 1 日とすると, 発見確率は $\mathfrak{N}_{1.42\text{GHz}}^{>3\,000\text{mJy}} = 5_{-5}^{+35} \times 10^{-4} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ となり, この値は, Kida et al. (2008) の報告値 $5 \times 10^{-3} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ や Matsumura et al. (2009) の報告値 $8 \times 10^{-2} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1}$ よりも 1 桁以上小さい値となっている. 以上の推定値は, WJN J1443+3439 を真に天体起源であるとして発見数 $N = 1$ という仮定の下での推定値である.

一方で, 確かに WJN J1443+3439 は統計的に有意な検出ではあったものの, それが本当に天体起源かどうかは追観測されない限り証明することができない. もし WJN J1443+3439 が天体起源でなかったとするならば, 発見数は $N = 0$ であり, そのポアソンパラメータ N の片側 95% 信頼区間は $[0.00, 3.00]$ である. したがって, 那須 20 m 電波望遠鏡によるサーベイでの電波トランジェント発見数が 0 であったとすると, 天球面密度の 95% 信頼上限は

$$\Sigma_{1.42\text{GHz}}^{>3\,000\text{mJy}} \lesssim 6 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2} \quad (4.7)$$

であり, 発見確率は

$$\mathfrak{N}_{1.42\text{GHz}}^{>3\,000\text{mJy}} \lesssim 4 \times 10^{-3} \left(\frac{\tau}{0.5\text{ day}} \right)^{-1} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1} \quad (4.8)$$

と見積もることができる.

4.2 他のサーベイ結果との比較

那須 20 m 電波望遠鏡によるサーベイ結果である式 (4.4) の天球面密度を, 他のサーベイによって得られている天球面密度と比較し, WJN J1443+3439 の発見の妥当性を考える. 図 4.1 に各サーベイによる天球面密度を示す. ただしその図においては, 観測周波数の違いは考慮されていない. 三角形のプロットは, 電波トランジェントの発見されなかったサーベイ結果を示しており, その値はポアソン母数である天球面密度 Σ の 95% 信頼上限値を表している. つまり Σ の観測値が三角形のプロット値を超える可能性は低く, その確率は 5% 以下である. 円形のプロットは, いくつかの電波トランジェントが発見できたサーベイ結果を表しており, その結果にもとづいた天球面密度の期待値を 95% 信頼区間で与えた誤差幅と共に示している. 三角形のプロットは上限値を表すため, 電波トランジェントの発見にもとづく天球面密度はそれらのプロットより下方の領域を占有すると考えられる. ここで各プロットは以下の文献をもとにしている: Bower et al. 2007 (Bow07 2-month/single), Bower et al. 2010 (Bow10a/b), Ofek et al. 2011 (Ofe11), Jaeger et al. 2012 (Jae12), Gal-Yam et al. 2006 (Gal06), Bannister et al. 2011 (Ban11), Croft et al. 2010 (Cro10), Bower & Saul 2011 (Bow11a/b), and Lazio et al. 2010 (Laz10). いくつかのプロットは Bell et al. (2011) にまとめられている. また一部のプロットは本研究で推定したものであり, それらを以下に記す.

Gal06:

Levinson et al. (2002), Gal-Yam et al. (2006), および Ofek et al. (2010) によって報告されたサーベイ結果を表し, 本研究でその天球面密度を $\Sigma_{1.4\text{GHz}}^{>6\text{mJy}} = 4.1_{-4}^{+19} \times 10^{-4} \text{ deg}^{-2}$ と見積もっている. 第1章で述べたように, このサーベイは元々 Levinson et al. (2002) によって行われたカタログサーベイであり, その掃天面積は全天の約 1/17 と報告されている. その後 Gal-Yam et al. (2006) と Ofek et al. (2010) によって, II 型超新星 VLA J172059.9+385226.6 という 1 つの電波トランジェントが同定された. この掃天面積と検出数をもとに天球面密度を推定し, プロットの誤差幅は両側 95% 信頼区間を表している.

Bow07 single:

Bower et al. (2007), Frail et al. (2012) の結果を表し, 本研究で $\Sigma_{5\text{GHz}}^{>0.37\text{mJy}} \lesssim 0.64 \text{ deg}^{-2}$ と推定した. Bower et al. (2007) は当初, 5 GHz の 1 エポック観測において 7 つの電波トランジェントを検出したと報じ, その天球面密度を 1.5 deg^{-2} と見積もった. このことから掃天面積は約 4.7 deg^2 と考えられる. しかしその後 Frail et al. (2012) によって, それらの電波トランジェントは RT 19920826 と命名されたものを除いて誤検出であったことが報告されている. RT 19920826 は良い検出状態だったと報告されているものの, Frail et al. (2012) にある図ではその検出は無かったものとされており, 検出数は 0 であることが示唆されている. そこで Bower et al. (2007) のサーベイ結果で電波トランジェントの検出数は 0 であったと仮定すると, その天球面密度は前述のように推定される. 一方で, RT 19920826 が真の天体であり検出数が 1 であった場合は, $\Sigma_{5\text{GHz}}^{>0.37\text{mJy}} = 0.21_{-0.207}^{+0.97} \text{ deg}^{-2}$ と推定された.

Bow07 2-month:

Bower et al. (2007) による 2 か月分の観測結果を表し, 掃天面積は 1.9 deg^2 であり, また Frail et al. (2012) による検出数 0 への修正を踏まえて, 本研究で $\Sigma_{5\text{GHz}}^{>0.2\text{mJy}} \lesssim 1.6 \text{ deg}^{-2}$ と推定した.

図 4.1 において右下がりの破線は “Bow07 single” を通る傾き $-3/2$ の直線である. 定常電波源に対しては, 電波源の個数 N とそのフラックス密度 S の間にべき乗則が成り立っており, $dN/dS \propto S^{-5/2}$ あるいは $N(> S) \propto S^{-3/2}$ という関係にある. このべき乗則は, どの電波源も光度が一定で, かつ電波源はユークリッド宇宙の中で一様に分布していると仮定した場合に成り立つ関係であり, 定常天体に対してはおおよそあてはまることがわかっている. しかし電波トランジェントに対してそれが成り立つかどうか従来明確でなかった. 図 4.1 からわかるように本研究結果によって, 0.1 Jy から 1 Jy の領域においてもそのべき乗則が成り立つことが示唆されており, 天球面密度とフラックス密度の間に $\Sigma(> S) \propto S^{-3/2}$ という関係が見いだされる. もしこれが正しいとすれば, “Bow07 single” のプロットをもとにした天球面密度とフ

ラックス密度の間には

$$\Sigma(> S) < 0.15 \times \left(\frac{S}{\text{mJy}} \right)^{-3/2} \text{deg}^{-2} \quad (4.9)$$

という関係が成り立つ。一方で、より保守的な推定を行えば、“Gal06”プロットの誤差の上限値である $2.3 \times 10^{-3} \text{deg}^{-2}$ をもとにして

$$\Sigma(> S) < 0.034 \times \left(\frac{S}{\text{mJy}} \right)^{-3/2} \text{deg}^{-2} \quad (4.10)$$

を見出すことができる。

那須 20 m 電波望遠鏡によるサーベイは、観測感度 3 Jy で掃天面積は $5 \times 10^5 \text{deg}^2$ であった。式 (4.9) に従うと、この掃天面積で観測可能な電波トランジェントの個数の上限値は 0.5 個となる。すなわち那須 20 m 電波望遠鏡による 2009 年 11 月までのサーベイで発見できる電波トランジェントは 1 個にも満たず、WJN J1443+3439 の検出も棄却されてしかるべきものと思われる。また式 (4.10) によれば、観測可能な電波トランジェントの個数は 0.1 個となり、さらにその検出妥当性は疑われる。したがって、“Bow07 single” と “Gal06” のプロットを正しいとすると、全ての WJN 電波トランジェントは否定されると考えられる。しかしながら Frail et al. (2012) によれば、“Bow07 single” の結果に対して RT 19920826 という 1 つの電波トランジェントの検出が許容され、この仮定のもとでは那須 20 m 電波望遠鏡で観測できる電波トランジェントの個数の 95% 上限値は 0.8 個となる。よって複数個の検出は棄却されるかもしれないが、WJN J1443+3439 という 1 個の検出を棄却することは早計であると考えられる。

そこで電波トランジェント WJN J1443+3439 について、既知の電波トランジェントとの比較からその起源を考察することによって、その検出の妥当性を確認する。

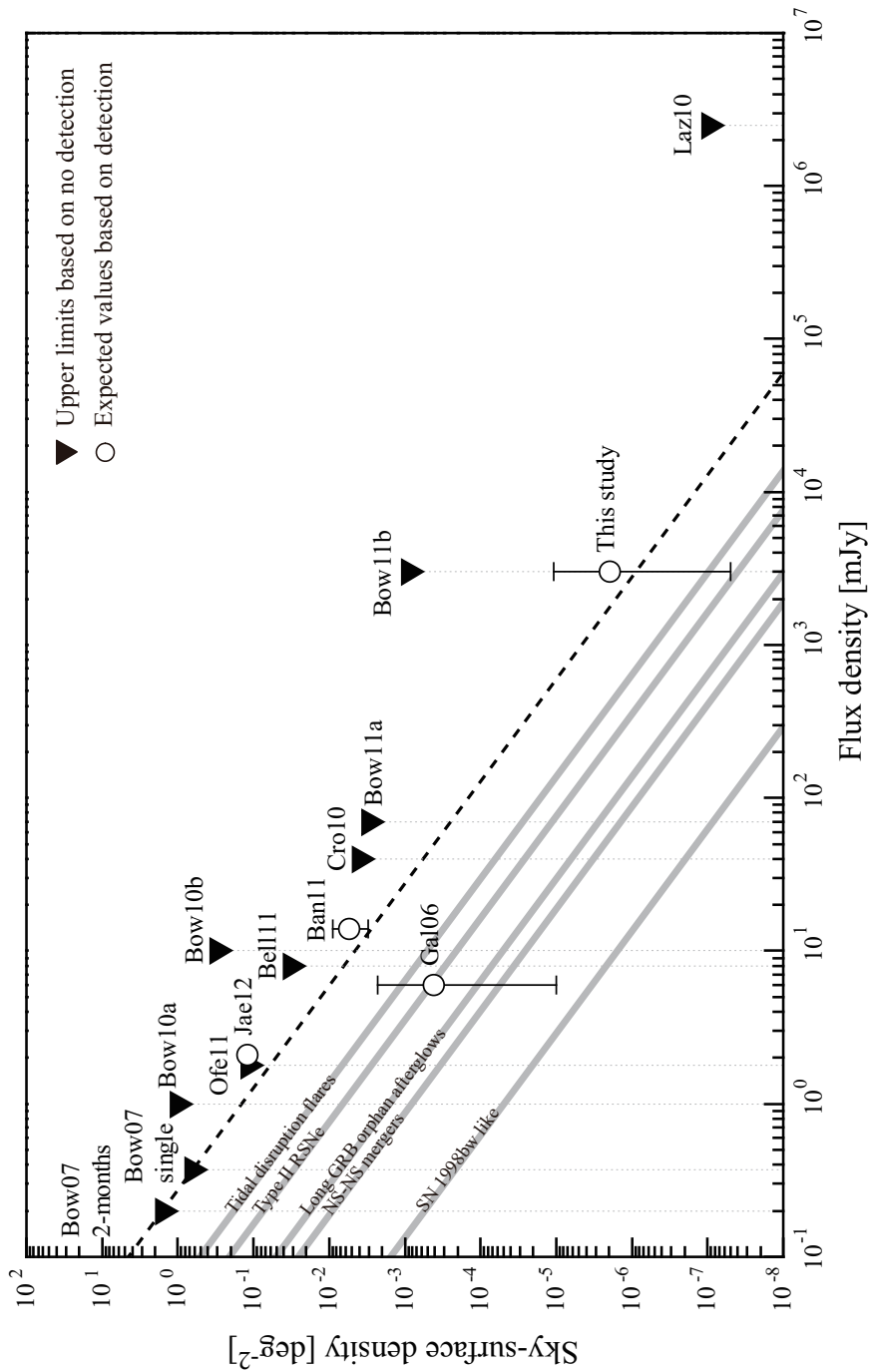


図 4.1 電波トランジェントに対する、天球面密度 $\Sigma(> S)$ とフラックス密度 S の関係。ただし観測周波数は考慮していない。灰色の太線は Frail et al. (2012) によって推定された、電波トランジェントの起源天体の天球面密度を表している。

4.3 既知の電波トランジェントとの比較

図 4.2 は既知の変動性、突発性天体をプロットしたものであり、横軸に変動の継続時間、縦軸に天体の光度を表した相空間である (Cordes et al. 2004). レイリー・ジーンズ近似のもとでは、その継続時間と光度は

$$SD^2 = 2\pi k_B T (\nu\tau)^2 \quad (4.11)$$

という関係にあり、ここで S はフラックス密度、 D は地球と天体までの距離、 T は輝度温度、 ν は放射の周波数、 τ は放射源での変動の継続時間、 k_B はボルツマン定数である。式 (4.11) の導出は付録 C に示す。図 4.2 に示した各プロットすなわち各天体は、以下の推定に基づいている。

Crab Nanoshots: Crab パルサーからのジャイアントパルスのうち、その継続時間が極めて短いパルスを表す (Hankins et al. 2003; Hankins & Eilek 2007). 周波数 $\nu = 9.25$ GHz においてパルス幅は $\tau = 0.4$ ns, フラックス密度は $S = 2$ MJy と報告されており、また Crab パルサーまでの距離を $D = 2$ kpc として図 4.2 にプロットしている。このパルスプロファイルから、放射源は約 12 cm と極めて小さく、またその輝度温度は 10^{41} K という極めて高いことが示唆された。

RRATs: Rotating radio transients (RRATs) と命名された、中性子星起源と思われる未知の放射を表す。McLaughlin et al. (2006) によって発見され、そのパルスプロファイルが報告されている。

Lorimer bursts: Lorimer et al. (2007) によって発見された、銀河系外天体を起源とするパルスを表す。周波数 1.4 GHz において、継続時間 5 ms, フラックス密度 30 Jy というパルスプロファイルを持っており、距離は 500 Mpc と見積もられ銀河系外の天体を起源にもつと考えられている。同様のパルスは Keane et al. (2011) によって発見され、1.4 GHz において 7 ms, 410 mJy, 500 Mpc と見積もられている。

XTE J1810-197: マグネターと考えられている不規則 X 線パルサーからの突発的な電波放射を表す。周波数 1.4 GHz において 0.15 s, 6 mJy というパルスプロファイルを持っており、距離はおおよそ 3.3 kpc とされている。

Pulsars: 通常のパルサーからのパルスを表す。プロットは ATNF Pulsar Catalogue 記載の 0.4 GHz におけるパルスプロファイルにもとづいている (Manchester et al. 2005).

GCRT J1745-3009: Hyman et al. (2005) によって銀河中心近傍領域に発見された電波トランジェントを表す。周波数 0.33 GHz においてフラックス密度 1 Jy, 継続時間 10 分の

バーストが、77分周期で突然5回繰り返され、その前後には何も観測されなかった。その起源や放射機構はまったく未知であるが、様々なモデルが報告されており例えば次のようなものが挙げられる: 散発的なパルサー (Kulkarni & Phinney 2005), 中性子星連星 (Turolla et al. 2005), 白色矮星 (Zhang & Gil 2005), 歳差運動するパルサー (Zhu & Xu 2006), 恒星フレア (Roy et al. 2010).

Flare stars: 赤色矮星 AD Leonis, Luyten 726-8A および褐色矮星 LP944-20 からのフレアを表す。AD Leonis, Luyten 726-8A では周波数 1.5 GHz, 5 GHz においてフラックス密度 5 mJy, 継続時間 30 分のフレアが報告されている (Jackson et al. 1989). LP 944-20 では、6 分のうちにフラックス密度が 0.1 mJy から 2.6 mJy に増光し、その後 2 分で減光するという継続時間の短いフレアが観測されている (Berger et al. 2001).

SN 1998bw: 重力崩壊による Ib 型超新星を表す。周波数 4.8 GHz において 10 日以内に 50 mJy まで増光し、その後 80 日に渡って減光した (Kulkarni et al. 1998).

VLA 121550.2+130654: Gal-Yam et al. (2006) によって発見された電波領域のみで観測された II 型超新星を表す。距離 16 Mpc の位置に広がる残光が VLBA によって明らかにされている。周波数 1.4 GHz においてフラックス密度は 15 mJy であり、約 10 年の継続時間を持った残光である。

Swift J1644+57: 潮汐力崩壊によるフレア現象を表す。ブラックホールのまわりを公転していた天体が、ブラックホールの潮汐力によって分裂崩壊した際の爆発であると考えられている (Zauderer et al. 2011)。プロットは周波数 5 GHz においてフラックス密度 1 mJy, 継続時間 1 年, 距離 1 Gpc であるという仮定にもとづいている。

AGN IDV, GRB: 活動銀河核 (active galactic nuclei; AGN) の 1 日以内の光度変動 (intraday variability; IDV), およびガンマ線バースト (gamma-ray burst; GRB) を表す。これらのプロットは, Cordes et al. (2004) に基づいている。

報告されてきた WJN 電波トランジェントは周波数 1.42 GHz においてフラックス密度 1 Jy 以上を持ち、その継続時間は数分から数日であると考えられた。そのような天体は図 4.2 において、斜線の領域内に位置する。とりわけ検出結果が統計的に有意であった WJN J1443+3439 は、その継続時間が 2 日から 3 日と報告されており (Niinuma et al. 2007a), その天体は斜線の濃い領域のどこかに位置すると考えられる。この斜線領域と既知天体の対応から、WJN 電波トランジェントの起源としてありうる候補天体として、恒星フレアあるいは AGN の IDV 現象を挙げるができる。WJN 電波トランジェントについては、その距離、変動の正確な継続時間、他にスペクトル情報など重要な観測情報が足りないために詳しい議論ができないが、図 4.2 にもとづけばパルサーのような天体が起源とは考えにくいことがわかる。また WJN

J1443+3439 の光度は、徐々に増光して急激に減光するという振る舞いを示すことが Niinuma et al. (2007a) によって報告されている。もしそれが正しいとすれば、WJN J1443+3439 の光度変動の振る舞いは褐色矮星 LP 944-20 や GCRT J1745-3009 のフレアのそれと類似している。よって WJN J1443+3439 はそのような恒星フレアを起源に持ちうると考えられる。

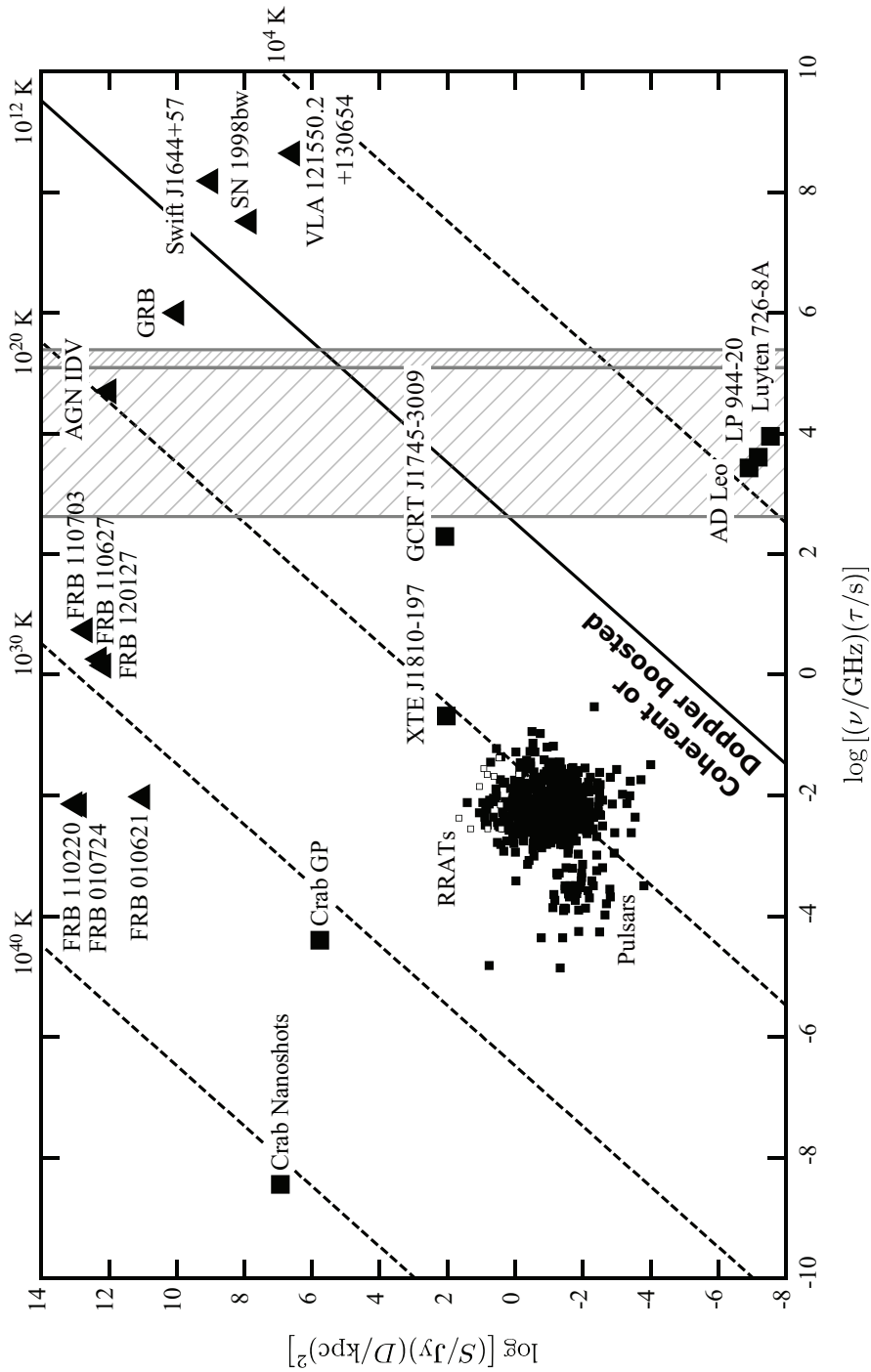


図 4.2 変動性、突発性電波天体の相空間 (Cordes et al. 2004). 四角と三角のプロットはそれぞれ銀河系内天体と系外天体であることを表す。横軸は周波数 ν と変動の継続時間 τ の積を示し、縦軸は天体の光度 SD^2 を示す。ただし S はフラックス密度、 D は天体までの距離を意味する。右上がりの直線は式 (4.11) の $SD^2 = 2\pi k_B T(\nu\tau)^2$ を各温度 T に対して表したものである。その直線のうち太線で表したものは、逆コンプトン限界 $T = 10^{12}$ K を表す。斜線で示した領域は、数分から数日という光度変動を示す現象が占有する領域を示し、WJN 電波トランジェントはこの領域のどこかに位置すると考えられる。特に WJN J1443+3439 の場合、継続時間が 1 日以上 3 日以内という報告が真であるとするならば、濃い斜線領域のどこかに位置すると考えられる。

4.4 WJN J1443+3439 の確認方法

電波トランジェント WJN J1443+3439 を確認するためには、その追観測を行うことが最も簡単で直接的な方法だが、突発現象ゆえにそれを追観測できるかどうかは定かではない。しかし、単純に広い面積をサーベイすることによって、その検出結果を間接的に確かめることができる。突発現象の生起回数はポアソン過程であるから、事象の生起間隔 x は指数分布となり、その生起間隔の平均値は天球面密度の逆数 Σ^{-1} となる。したがって電波トランジェントを発見できる面積間隔 x の累積確率分布関数は

$$P(x) = 1 - e^{-\Sigma x} \quad (4.12)$$

で与えられ、95% 以上の確率で少なくとも 1 つの電波トランジェントを発見するために必要な面積 x は、 $P(x) \geq 95\%$ より

$$x \geq \ln 20 / \Sigma \quad (4.13)$$

で与えられる。WJN J1443+3439 の検出が真であったとすると、その天球面密度は $\Sigma_{1.42\text{GHz}}^{>3000\text{mJy}} = 2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ と見積もられる (第 3 章)。したがって式 (4.13) より、95% 以上の確率で少なくとも 1 つの電波トランジェントを検出するために必要な掃天面積は $x \geq 2 \times 10^6 \text{ deg}^2$ となる。この面積は膨大であり再度サーベイすることは容易ではない。しかし天球面密度とフラックス密度の間にべき乗則を仮定すると、 $\Sigma_{1.42\text{GHz}}^{>3000\text{mJy}} = 2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ という値をもとにして、任意のフラックス密度 S における天球面密度は

$$\Sigma_{1.42\text{GHz}}^{>S} = 0.3 \times \left(\frac{S}{\text{mJy}} \right)^{-3/2} \text{ deg}^{-2} \quad (4.14)$$

によって推定することができる。したがってこの仮定のもと、観測感度 S のサーベイによって WJN J1443+3439 の確認に必要な面積は、

$$x > 10 \times \left(\frac{S}{\text{mJy}} \right)^{+3/2} \text{ deg}^2 \quad (4.15)$$

と見積もられる。

次世代の電波観測施設である Square Kilometre Array (SKA) を使用すれば、この掃天面積と感度は容易に達成されることが考えられる。SKA Phase 1 では、観測感度は $A_{\text{eff}}/T_{\text{sys}} \sim 10^3 \text{ m}^2 \text{ K}^{-1}$ 、視野は $\Omega_{\text{FoV}} \sim 1 \text{ deg}^2$ と設計されている (SKA Science Working Group 2011)。ここで A_{eff} は望遠鏡の有効開口面積、 T_{sys} はシステム雑音温度である。この感度から SKA Phase 1 の雑音レベルは、 $\Delta\nu$ を観測帯域幅、 Δt を積分時間として

$$\sigma_{\text{SKA1}} \sim 5 \mu\text{Jy} \left(\frac{\Delta\nu}{100 \text{ MHz}} \cdot \frac{\Delta t}{1 \text{ h}} \right)^{-1/2} \quad (4.16)$$

で与えられる。Lien et al. (2011) に従い、最小検出感度を $S_{\text{min}} = 3\sigma_{\text{SKA1}}$ と定義すると、その感度は 1 時間の観測によって $S_{\text{min}} \sim 15 \mu\text{Jy}$ に達する。フラックス密度 $15 \mu\text{Jy}$ におい

て、WJN J1443+3439 の信頼性を確かめるのに必要な掃天面積は、95% の信頼度を追求すれば 0.02 deg^2 、99% の信頼度を追求すれば 0.03 deg^2 である。この掃天面積は SKA の視野 $\Omega_{\text{FoV}} \sim 1 \text{ deg}^2$ よりも極めて小さく、その観測によって WJN J1443+3439 の信頼性を間接的に確かめられると期待できる。

第 5 章

結論

本研究では、変動性電波天体および突発性電波天体の観測の信頼性向上を図るデータ解析手法を提案するとともに、早稲田大学那須観測所によって報告されてきた突発性電波天体 (電波トランジェント) の信頼性について評価し報告した。その結果を踏まえて、電波トランジェントの天球面上における個数密度が見積もられ、今後の電波トランジェントサーベイ観測で有用となるであろう指標を得ることができた。

那須観測所では 20 m 電波望遠鏡を用いて電波干渉計を構築し観測を行っている。天体はフリッジとして検出され、そのフリッジは時系列データの中で周期的な波形として現れる。したがって干渉計によって得られる時系列データの中をフーリエ解析し、フリッジを検出することで天体を発見することができる。しかしここで問題となるのは、検出されたフリッジらしき波形が、本当に信号と見なせるかどうかということである。検出結果が正しいと結論付けるには、S/N が十分に大きく、その誤検出率すなわち偽陽性確率が十分小さくなくてはならない。その誤検出率を算出する最も簡単な方法の一つに第 2.2 節で述べた算出法 1 がある。この算出方法は純粋に数学的な方法であり、雑音にガウス性を仮定して理論的に誤検出率を導くことができた。しかしながら実際の観測データは、観測システムの不安定性による系統雑音や RFI による突発的な雑音など、熱雑音以外の外因によって汚染される可能性がある。そのような場合は、ガウス雑音という仮定は不適切であり、それを前提としている算出法 1 を安易には適用できない。また数学的に算出できるがゆえに、現実の観測データ全体にどのような雑音が現れているかということは無視され、信号の現れている局所的な領域のみに注目する方法であった。

そこで、雑音にガウス性などの特定の質を要求せず、現実の観測データに即した誤検出率の算出方法として、第 2.3 節で述べた算出法 2 を提案した。算出法 2 は、1 エポックの観測データ中に実際に表れている雑音を解析し、その雑音の強度の確率分布を推定する。算出法 1 ではその確率分布は理論によって与えられたが、算出法 2 では現実のデータからの推定によって得る。具体的には、信号波形と誤検出しうる雑音によって生じた波形を、観測データのスペクトログラムから検出し、その雑音強度の確率分布を数値的に推定する。その推定された確率分布を用いて誤検出率を導き、現実の観測データに現れる非熱的な雑音を考慮に入れることができる。この算出法 2 は、理屈によって誤検出率を導く算出法 1 と併せて用いることによって、ある信号検出結果に対してより厳しい信頼性評価を下すことができる。

これら算出法 1 と算出法 2 によって、これまで報告されてきた WJN 電波トランジェントの信頼性評価を行った。その評価にあたっては、検出された信号は算出法 1 と算出法 2 のどちらの評価方法にも合格しなければならない、という条件のもとで第 3.3 節で述べた総合的な誤検出率という量を定義した。その誤検出率を用いて、検出された WJN 電波トランジェントのフリッジそれぞれに対して仮説検定を行った。その際有意水準として 10^{-5} を採用し、誤検出率がそれを下回った時は統計的に有意な検出、それを上回った場合は有意でない検出であると判断することとした。その結果表 3.1 に示したように、報告された 11 個の電波トランジェントのうち、唯一、WJN J1443+3439 のみが誤検出率で 10^{-5} を下回っており、有意水準 10^{-5} で統計的に有意であると結論された。他の 5 つの電波トランジェント候補、J0645+3200, J1039+3300, J1737+3808, J0951+3300, および J1039+3200 は、誤検出率が 10^{-5} より大きかったものの、 10^{-3} よりは小さかった。残る 5 つの候補、J0200+4142, J0202+4142, J0205+4142, J0445+4130, および J1043+4130 は、誤検出率が 10^{-3} よりも大きく、例えばそれが本当に天体由来であったとしても、雑音と区別することが難しい検出状態であった。以上の結果から、有意水準 10^{-5} で統計的に有意な検出だったのは WJN J1443+3439 の 1 つのみであり、他の 10 個の検出は有意ではないと結論された。

この結果から、天球上における電波トランジェントの面密度を導くことができる。その天球面密度は単位面積あたりに観測されうる天体の個数として定義される。電波トランジェントの発見が出版物として報告されてきた期間はおよそ 2004 年 1 月から 2009 年 11 月であり、その期間に掃天された天球上の面積は、およそ $5 \times 10^5 \text{ deg}^2$ と見積もられた。この掃天領域の中で発見された電波トランジェントが、WJN J1443+3439 の一つのみであるとすれば、観測周波数 1.42 GHz においてフラックス密度 3 Jy 以上を持つ電波トランジェントの天球面密度は、およそ $2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ と推定された。また電波トランジェントのような突発現象の発生回数はポアソン過程となるから、その天球面密度の誤差幅を 95% 信頼区間で与えることで、天球面密度の推定値として $2_{-1.9}^{+9} \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ を得ることができた。この結果を他の観測所による従来の観測結果と比較した結果、WJN J1443+3439 の検出を真とした場合の天球面密度 $2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ は、必ずしも他の観測結果に矛盾せず、その検出は否定されなかった。

この観測結果をより強固に確かめるためには、今後の観測でより広い天球上の領域を観測すればよい。今回得られた電波トランジェントの天球面密度 $2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ が正しいとすると、面積 $2 \times 10^6 \text{ deg}^2$ を掃天すれば、95% の確率で少なくとも一つの電波トランジェントを観測できると期待される。そのような広い領域を観測するには多くの時間を要するが、電波トランジェントの存在数とそのフラックス密度の間に指数 $-3/2$ のべき乗則を仮定することで、その掃天面積を小さくすることが可能となる。すなわち観測感度 3 Jy における天球面密度を、別の観測感度における天球面密度に変換することができ、それによって本研究で得られた結果を間接的に確かめることができる。例えば次世代の電波観測施設である Square Kilometre Array (SKA) Phase 1 において、観測帯域幅 100 MHz, 積分時間 1 h という観測を行ったとすれば、その観測感度はおよそ $15 \mu\text{Jy}$ に達する。本研究の結果得られた、感度 3 Jy における天球面密度 $2 \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ は、感度 $15 \mu\text{Jy}$ における天球面密度 200 deg^{-2} に相当する。したがって感度 $15 \mu\text{Jy}$ の観測において、95% の確率で少なくとも一つの電波トランジェントを観測する

ために必要な掃天面積は 0.02 deg^{-2} となる。SKA Phase 1 の視野は 1 deg^2 であるから、上記の観測設定で少なくとも一つの電波トランジェントの検出が期待でき、WJN J1443+3439 の検出の妥当性が、間接的に証明されると期待される。またこの天球面密度は、電波トランジェントの天球上における分布を表す一つの指標であり、ある観測中に発見されうる電波トランジェントの個数を見積もることができる。これによって、今後の電波トランジェント観測を効率的に行えるだろう。

本研究では以上に加え、将来の電波トランジェント観測に必要となるであろう観測データの自動解析システムを開発した。このシステムは、他の観測所との連携観測を目的とした電波トランジェント発見速報システムの基礎要素である。従来の電波トランジェントの発見報告には、現象の発生からその観測報告までに数か月以上の空白期間があり、フォローアップ観測が実現しなかった。電波トランジェントの実体解明には、その発見速報をもとにしたフォローアップ観測によってより多くの情報を収集する必要がある。現時点では観測データの自動解析システムが実現し、観測結果が1日に1度、電子メールとして送信されている。電波トランジェントの発見速報を行うには、対応天体の自動探索、同定処理が必要となるが、望遠鏡の指向誤差を自動的に補正することが難しく、本研究では実現できていない。今後の研究によって天体同定の自動化を実現できれば、本格的な電波トランジェント発見速報が可能となり、その実体解明が期待できるだろう。

さらに本研究では、観測中の人工電波干渉や混信の有無を調査し観測への影響を評価するため、那須観測所周辺の電波環境調査を行った。そしてその調査によって、電波環境の時間特性と方角特性が明らかとなった。時間特性としては、那須 20 m 電波望遠鏡を使用して1日間に渡る調査を行った結果、おおよそ人間活動時間帯である午前8時から午後8時は雑音レベルが上昇し、データの信号対雑音比の低下が示唆された。また方角特性としては、ホーンアンテナを地表面に向けて測定し、その結果、おおよそ首都圏の方角で顕著に雑音レベルが上昇することがわかった。しかし、那須 20 m 電波望遠鏡は常に天頂付近を観測しており方角特性は無視できると予想される。そこで実際に望遠鏡を使用して調査した結果、方角特性は認められなかった。以上の結果から、観測データの解析に際しては午前8時から午後8時のデータは解析対象から外すことによって、潜在的な電波環境による劣化データを回避でき、電波望遠鏡の指向方向については考慮せずとも、信頼に足る観測が可能であると考えられた。以上の研究によって、突発性電波天体、電波トランジェントの天球上における存在確率が明らかとなった。これによって電波トランジェントの観測可能性を、実観測の前に予測することができるようになり、同時に、他の観測所との連携を目的とした電波トランジェントの発見速報システムを活用することで、従来以上に突発現象の研究と動的な宇宙の理解が進むと期待される。

謝辞

本研究を進めるにあたり御指導いただいた、指導教員である大師堂経明教授に深く感謝いたします。観測装置や計測機器を扱う上での技術や経験は一朝一夕で習得できるものではなく、しかし那須観測所において長年御指導いただいたおかげで、自信を持ってそれらを扱うことができるようになりました。また本論文の主査を引き受けてくださいました山田章一教授、副査である前田恵一教授、鳥居祥二教授には、論文執筆のみならず研究上の困難に対してとりわけ多くの御助力を賜り、感謝の念に堪えません。さらに学科主任である中島啓幾教授には、那須観測所などの運営整備から個人的な御助言にいたるまで、大変お世話になりました。先生方のお力添えをいただくことができなければ、本研究発表の機会を得ることすらままなりません。ここに心より厚く、御礼申し上げます。

また研究に専念できる環境を与えていただいた大学技術職員の野村勝治氏、観測装置などのハードウェア機器について御指導いただいた遊馬邦之教諭に深く感謝いたします。日常的な研究活動においては、情報通信研究機構研究員、岳藤一宏氏には定期的に研究指導を賜り、また山口大学助教、新沼浩太郎氏には常日頃より、研究上の小さな相談から投稿論文の改訂作業にいたるまで懇切丁寧にご指導いただきました。早稲田大学講師、貴田寿美子氏、三菱電機、田中泰氏には毎日のように御指導、御助言いただき、私がこれまで研究を進めてくることができたのは、ひとえにその御助力があったからと言っても過言ではありません。また本研究の一つのテーマでもある、誤検出率算出のため作成したソフトウェアや電波トランジェント速報などのシステム開発は、学部4年次に中村亮介氏(日立製作所)から御指導いただいたプログラミング技術がもととなっており、その御指導御鞭撻なくして本研究は成り立ちませんでした。同時に本研究は、解析手法などの相談に応じていただいた中川翔氏(大学技術職員)をはじめ、ここでは挙げることがかなわないほど多くの先輩、後輩と共に悩み、考え、質問を浴びせ浴びされつつ勉強できた賜物です。この場を借りて皆様に、心より御礼申し上げます。

付録 A

自己相関関数によるフリッジ間隔

第 1.5 節に示したように，従来のデータ解析ではフリッジを含むデータ領域を切り出して自己相関処理を行い，その自己相関関数の周期を確認するという解析作業を行っていた．これは，周期関数の自己相関関数はもとの周期関数と同じ周期をもつ，という性質を利用したものであった．しかしその性質は有限のデータ長を扱うデジタル処理系においては必ずしも成り立たない．本付録では，デジタル処理系において自己相関関数を得る際に留意すべき事項を確認し，その上で，従来のデータ解析においてデータ領域をどのように切り出すべきだったかを考察する．

データ解析の対象となるフリッジは式 (1.4) で与えられるが，ここでは簡単に正弦関数のデータを仮定し，その自己相関関数を求める．よく知られているように，定義域が無限であれば正弦関数とその自己相関関数の周期は一致する．ただしここで注意すべきは，実際の信号処理では元の関数を有限区間で区切り，その区切った関数の自己相関をとらねばならないことである．正弦関数 $\sin \omega t$ を閉区間 $[t_0, t_0 + \Delta]$ で区切って自己相関処理を行う場合，数学的にはその正弦関数を窓関数 $u(t - t_0) u(t_0 + \Delta - t)$ に通した図 A.1 のような関数

$$f(t) = \sin \omega t \cdot u(t - t_0) u(t_0 + \Delta - t) \quad (\text{A.1})$$

を自己相関処理することになる．ここで ω は，実際のデータ解析ではフリッジ周期 T と $\omega = 2\pi/T$ で関係づけられるフリッジ周波数を意味し， $u(t)$ は単位ステップ関数を表す．

デジタル系における，遅延量 $j = 0, 1, \dots, N - 1$ に対する自己相関関数 $R[j]$ の定義は多様だが，先行研究で用いられてきた定義は

$$R[j] = \sum_{i=0}^{N-1} f[i] f[i+j], \quad f[N] = f[N+1] = \dots = f[2N-1] = 0 \quad (\text{A.2})$$

である (Kuniyoshi et al. 2007; Niinuma et al. 2007a; Matsumura et al. 2007; Kida et al. 2008; Matsumura et al. 2009; Niinuma et al. 2009)．この定義のもとで自己相関関数を連続的に表すならば，式 (A.1) で与えられる関数 $f(t)$ を用いて

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) f(t - \tau) dt \quad (\text{A.3})$$

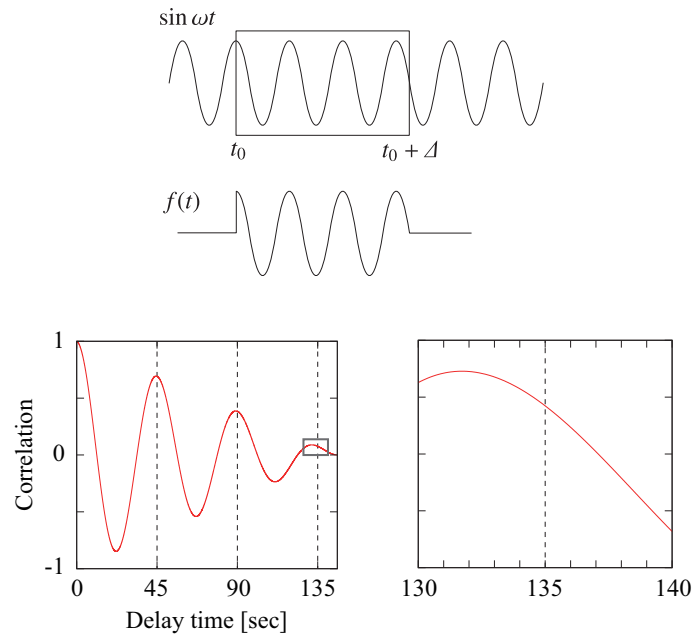


図 A.1 上: 自己相関処理を行う関数 $f(t)$. 正弦関数を四角で表した窓で切り抜くことで、式 (A.7) のように自己相関関数が簡略化される. 左下: 周期 45 s の正弦関数の自己相関関数. ただしここでは $R(0)$ によって規格化した $r(\tau) = R(\tau)/R(0)$ を図示している. 右下: 自己相関関数の 3 周期目のピーク近傍の様子. 自己相関関数の 3 周期目のピーク位置は、135 s ($= 45 \text{ s} \times 3$) とは数秒ずれたところにあり、自己相関関数の周期とフリンジ周期は一致しない.

を計算すればよい. これは簡単に求まり、

$$R(\tau) = \begin{cases} 0, & \tau \leq -\Delta, \\ \frac{\tau + \Delta}{2} [\cos \omega\tau - \text{sinc} \omega(\tau + \Delta) \cdot \cos \omega(2t_0 + \Delta)], & -\Delta \leq \tau \leq 0, \\ -\frac{\tau - \Delta}{2} [\cos \omega\tau - \text{sinc} \omega(\tau - \Delta) \cdot \cos \omega(2t_0 + \Delta)], & 0 \leq \tau \leq \Delta, \\ 0, & \Delta \leq \tau \end{cases}$$

となる. 式 (A.2) のような実際の信号処理では $0 \leq \tau \leq \Delta$ の場合だけ考えればよく、したがって正弦関数 $\sin \omega t$ の自己相関関数は

$$R(\tau) = -\frac{\tau - \Delta}{2} [\cos \omega\tau - \text{sinc} \omega(\tau - \Delta) \cdot \cos \omega(2t_0 + \Delta)] \quad (\text{A.4})$$

となり、これを図示すると図 A.1 のようになる. この式からわかるように、括弧 [] の中だけを考えても一般的には自己相関関数の周波数は ω とならず、よって自己相関関数の周期とフリンジ周期 T とは一致しない. ただしここで

$$\omega(2t_0 + \Delta) = \frac{\pi}{2} + n\pi, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{A.5})$$

を満たすように t_0 と Δ をとれば, $\cos \omega(2t_0 + \Delta) = 0$ により括弧 [] の中を $\cos \omega\tau$ という単一モードの関数にすることができる. 実際のデータ解析では, 窓の始点 t_0 をフリンジのピーク位置にとるとわかりやすいことが多いのでフリンジ周期 T に対して $t_0 = T/4$ とすることにすれば, そのとき式 (A.5) をみたす Δ は

$$\Delta = \frac{2n-1}{4}T \quad (\text{A.6})$$

となる. 図 A.1 は, $t_0 = T/4$, $\Delta = 13T/4$ の場合を例示したものである. そしてこのように正弦関数を切り抜いたとき, 式 (A.4) は

$$R(\tau) = -\frac{\tau - \Delta}{2} \cos \omega\tau \quad (\text{A.7})$$

と簡単化することができ, これを図示したものが図 A.1 である. ただし $t_0 = 0$ の場合などでも, Δ が同様に $T/4$ の奇数倍をとれば $R(\tau)$ は上式のように簡単化できる. したがってもし自己相関関数をフィッティングに利用するならば, 窓が式 (A.5) を満たすようにしてフリンジを切り抜き, 式 (A.7) を理論関数形として用いるべきである. もちろん実際のフリンジは完全な正弦波ではないから, その自己相関関数は厳密に式 (A.4) に従うわけではないことにも留意しなければならない.

付録 B

ガウシアンビームに対する天球面密度の推定

第 4 章において、電波トランジェントの天球面密度を推定した。天球面密度は、天球上の単位面積 (単位立体角) あたりの天体数で定義される。ある天球面上で観測できる天体は、望遠鏡の感度形状すなわちビームパターンによって決まるため、現実の天球面密度を推定するには、観測結果からビームパターンによる効果を差し引かなければならない。その望遠鏡のビームパターンを考慮してその効果を差し引いた天球面密度は以下のように推定され、Ofek et al. (2011) によって提示された。

単位立体角、単位フラックス密度あたりの天体数を $\Sigma' = dN/(d\Omega dS)$ と定義する。これにより、 S より大きいフラックス密度を持つ天体の、単位立体角あたりの天体数すなわち天球面密度は、

$$\Sigma(> S) = \int_S^\infty \Sigma'(S') dS' = \alpha S^{-\gamma} \quad (\text{B.1})$$

によって与えられる。ただし天体数とフラックス密度の間にべき乗則を仮定する。典型的な定常電波天体の場合、そのべき指数は $\gamma \approx 3/2$ であることが知られている。望遠鏡のビームパターンとして、半値半幅 θ_{HP} のガウシアンビーム

$$P(\theta, \phi) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta}{\theta_{\text{HP}}/\sqrt{2 \ln 2}} \right)^2 \right] \quad (\text{B.2})$$

を仮定したとき、ビーム中心 $\theta = 0$ で天体を観測したとき、検出できるフラックス密度の最小値を $S_{\text{min},0}$ とする。このとき、ビーム中心から θ 離れた位置で検出できる最小フラックス密度は $S_{\text{min}}(\theta) = S_{\text{min},0}/P(\theta, \phi)$ である。したがって、このビームパターンによって検出される天体数は

$$N = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_{\text{HP}}} d\theta \sin \theta \int_{S_{\text{min}}(\theta)}^\infty \Sigma'(S') dS' \quad (\text{B.3})$$

となり、 $\theta < \theta_{\text{HP}}$ のもとで $\sin \theta \approx \theta$ と近似できるとすると、

$$\Sigma(> S_{\text{min},0}) = \frac{N}{\pi \theta_{\text{HP}}^2} \cdot \frac{\gamma \ln 2}{1 - e^{-\gamma \ln 2}} \quad (\text{B.4})$$

を得る。ここで $\pi\theta_{HP}^2$ は一様強度のビームの立体角を表しており、係数 $\gamma \ln 2 / (1 - e^{-\gamma \ln 2})$ はガウシアンビームを一様ビームと見なすための補正係数と考えることができる。したがってガウシアンビームの立体角は

$$\Omega = \frac{1 - e^{-\gamma \ln 2}}{\gamma \ln 2} \cdot \pi\theta_{HP}^2 \quad (\text{B.5})$$

と見なすことができ、 $\gamma = 3/2$ を仮定すると補正係数は 0.62 である。天球面密度は、観測された天体数を式 (B.5) の面積で割った商として推定することができる。

付録 C

光度と変動の継続時間の関係

天体の光度変動の継続時間はその光度と関係しており、電波領域では式 (4.11) で表される。本付録ではその関係、式 (4.11) を導く。レイリー・ジーンズ近似のもとで、電波天体の放射強度は $I_\nu \approx 2\nu^2 k_B T / c^2$ と与えられる。ここで ν は周波数、 k_B はボルツマン定数、 T は輝度温度、 c は光速を表す。観測者から見た放射源の角度半径を θ_{src} 、実際の放射源の半径を R_{src} 、放射源までの距離を D とすると、 $\theta_{\text{src}} \ll 1$ であるから $\theta_{\text{src}} \approx R_{\text{src}}/D$ と近似してよい。よって観測者の受けるフラックス密度は

$$S = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_{\text{src}}} d\theta \sin\theta \cdot I_\nu \cos\theta \quad (\text{C.1})$$

で与えられ、 $\theta_{\text{src}} \approx R_{\text{src}}/D$ を代入して

$$S \approx \pi \left(\frac{R_{\text{src}}}{D} \right)^2 \cdot \frac{2\nu^2 k_B T}{c^2} \quad (\text{C.2})$$

と書ける。またこのとき、変動の継続時間 τ と放射源の大きさ R_{src} は $R_{\text{src}} \approx c\tau$ という関係にあるので

$$SD^2 \approx 2\pi k_B T (\nu\tau)^2 \quad (\text{C.3})$$

が成り立ち、変動の継続時間 τ はその光度 SD^2 と関連付けられることがわかる。この関係は、レイリー・ジーンズ近似、 $\theta_{\text{src}} \approx R_{\text{src}}/D$ 、および $R_{\text{src}} \approx c\tau$ という3つの近似にのみ基づいている。もしレイリー・ジーンズ近似を採用せず、プランクの放射則そのものを採用するならば、プランク定数を h として

$$SD^2 = 2\pi h \frac{\nu^3 \tau^2}{e^{h\nu/(k_B T)} - 1} \quad (\text{C.4})$$

となる。もちろんこれは、 $h\nu/(k_B T) \ll 1$ という近似の下で式 (C.3) に一致する。

付録 D

那須観測所周辺の電波環境

電波トランジェント観測においては、その現象が天体起源であり、人工電波による干渉でないことを明確に示すことが望まれる。例えば電波トランジェントが観測できたとしても、もしそれが他の観測機関で追観測できなかった場合は、天体現象が本質的に消失したのか、あるいは観測所周辺の電波環境が突発的に変化し人工電波が観測機器に影響しただけなのか、判別することは必ずしも容易ではない。したがって観測の信頼性を向上させるには、観測所周辺の電波環境を調査する必要がある。そこで本研究においては、その電波環境の時間特性と方角特性、つまり経時的な変化と方角による変化について調査した。

D.1 電波環境の時間特性

電波環境の時間特性を調査するため、那須 20 m 電波望遠鏡を用いて電波環境の時間的変化を調査した。ただし電波受信機は図 D.1 に示すように、1.3–1.5 GHz の RF 信号を約 60 dB 増幅する増幅器のみで構成している。アンテナには那須 20 m 電波望遠鏡そのものを使用し、増幅率を下げた受信機を使用することによって、電波強度の微弱な天体は受信されず、強度の大きな人工電波のみが受信されると期待される。これによって観測所周辺の電波環境が宇宙観測へ与える影響を調査することができる。

この受信系を用いて約 24 時間に渡って電波環境を調査した結果を図 D.2 のスペクトログラムに示す。ただしその図は、電波環境が那須 20 m 電波望遠鏡の観測に与える影響を示すものであり、電波環境そのものを示しているわけではないことに注意しなければならない。調査した日時は 2009 年 12 月 20 日 (日曜日) 午前 11 時から 2009 年 12 月 21 日 (月曜日) 午前 10 時までである。この結果からおおよそ午前 8 時から午後 8 時まで、全体的に雑音レベルが上昇していることが見て取れる。これはおおよそ人間活動の活発な時間帯と考えることができ、太陽の影響下にある日中および人間活動時間帯のデータは、その解析に特段の注意を払うべきであることが示唆された。

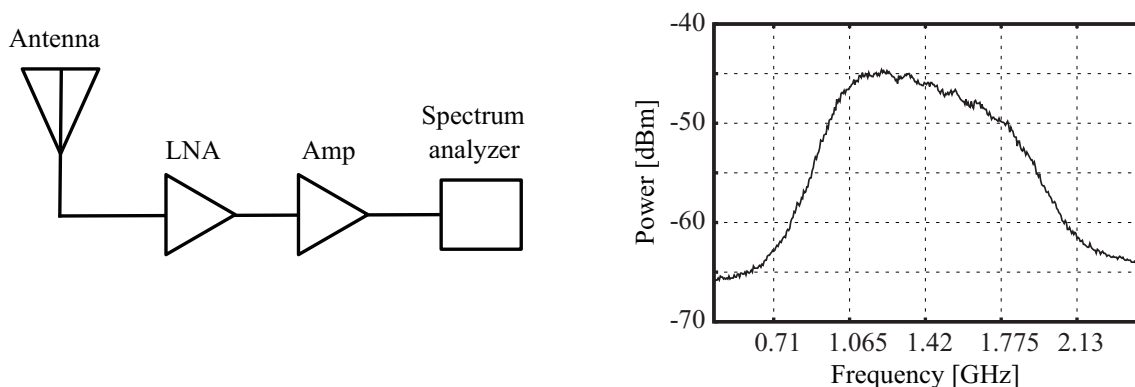


図 D.1 電波環境の時間特性を調査するための電波受信機の構成図と、その帯域特性。ただしスペクトラムアナライザの計測限界により、帯域特性はアンテナを抵抗で終端した電力出力値そのものを示しており、増幅率を表しているわけではない。

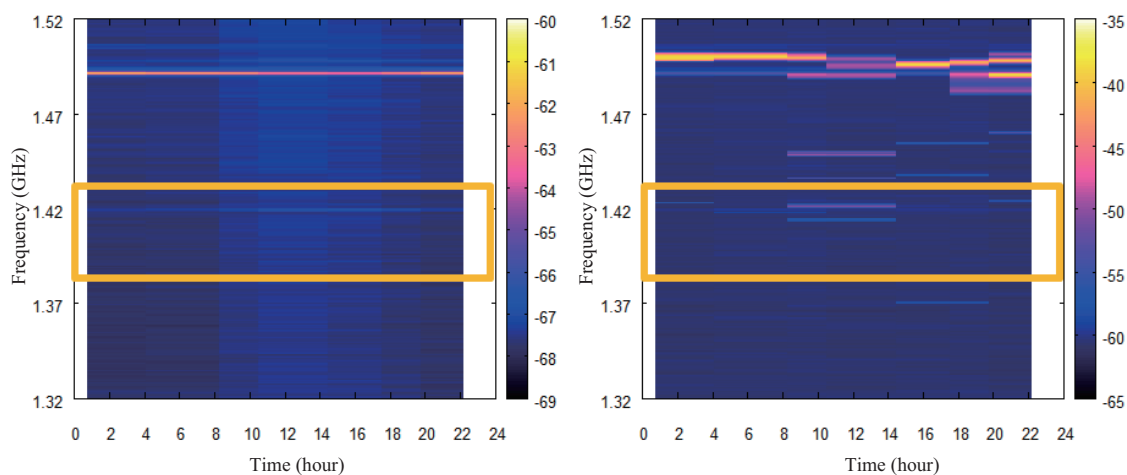


図 D.2 観測所周辺の電波環境の時間的変化。左図は電波強度の瞬時値を表し、右図は約1時間ごとの最大値を表す。橙色の枠は電波法によって保護された放射禁止帯域 1.400–1.427 GHz を示している。左図からはおよそ午前8時から午後8時まで電波強度が強くなっていることがわかり、また右図からは午前8時から午後2時までの間に突発的な大強度電波が発生したことがわかる。

D.2 電波環境の方角特性

電波環境の方角特性を調査するため、フィードホーンアンテナを地表面方向に向けて方角によって雑音レベルがどのように変化するか調査した。受信系は図 D.1 と同じである。図 D.3 はその結果を示し、潜在的な電波環境として首都圏方向で大きく雑音レベルが上がることを確認された。この潜在的な電波環境が実際の観測に与える影響を調べるため、那須 20 m 電波望遠鏡を用いて再調査を行った。図 D.4 はその結果を示し、那須 20 m 電波望遠鏡を用いた観測では方角によって雑音レベルは変わらず、方角特性は認められなかった。これは那須 20 m 電

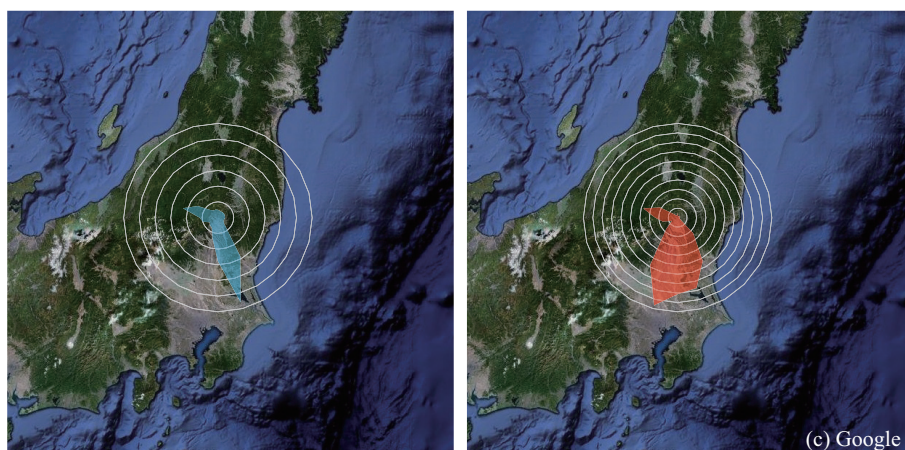


図 D.3 観測所周辺の潜在的な電波環境の方角的变化．左図は電波強度の瞬時値，右図は約 30 秒間の受信電波強度の最大値を表す．右図の最大値の方角特性は，突発的な大強度 RFI が発生する頻度の方角特性を意味している．左右どちらの図からも，首都圏の方角で雑音レベルが高いことが見て取れる．

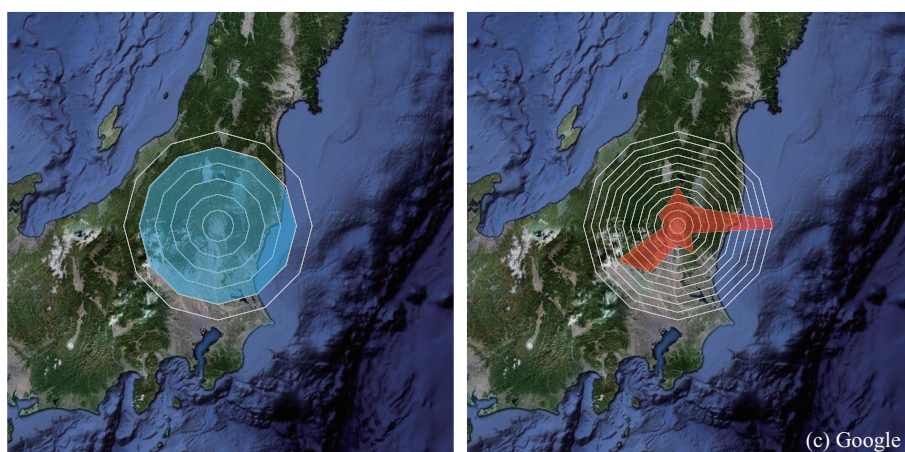


図 D.4 潜在的な電波環境 (図 D.3) が，那須 20 m 電波望遠鏡に及ぼす影響．左図は電波強度の瞬時値，右図は約 30 秒間の受信電波強度の最大値を表す．那須 20 m 電波望遠鏡は天頂近傍に指向されているため，潜在的な電波環境から受ける影響は小さく，左図からわかるように雑音レベルはどの方角でも一定である．また右図からは，突発的な大強度 RFI の発生に方角特性はなく，どの方角でもランダムに発生しうることが見て取れる．30 秒間という短い時間内での最大値であるため，方角特性のランダム性が際立っているが，より長時間に渡る最大値を記録すれば，左図のような方角特性を示すと考えられる．

波望遠鏡は常に仰角 85° というほぼ天頂方向を向いているため，地表面方向の潜在的な電波環境はそれに影響を与えないためであり，そのことが実際に証明された．したがって実際の観測においては，電波環境の方角特性は無視してよいことがわかった．

付録 E

電波トランジェントの発見速報システム

本付録では、図 E.1 に表すような構想のもと開発した、電波トランジェントの発見速報システムについて述べる。突発現象は宇宙のいつどこで起こるかということが予測しにくく、また変動の継続時間が短い現象の場合は観測可能時間も限られている。そのような現象の実体を解明するためには、放射継続時間内に詳細な観測を行わなければならない。これを実現する方法として、二つの方針を挙げることができる。すなわち、那須観測所において電波トランジェントを発見した際に、那須観測所自身で詳しい観測を行い、さらに、他の観測所と連携して詳しい観測を行う、という方法である。前者を実現するのに必要なことは、那須観測所の観測設備の充実化、高感度化である。一方で後者を実現するのに必要なことは、電波トランジェントが発見された際にそれを他の観測機関に通報するシステムである。多くの機関で追観測が実現すれば、その発見の信頼性は確固たるものになるのはもちろん、機関それぞれの観測装置によってさまざまな観測情報が得られ、その現象の実体解明に大きく前進すると期待できる。とりわけ他波長での観測結果との比較は大きな意味を持っており、ガンマ線バーストなどの研究はその連携観測によって躍進してきたと言える。そしてその研究を後押ししたシステムが、

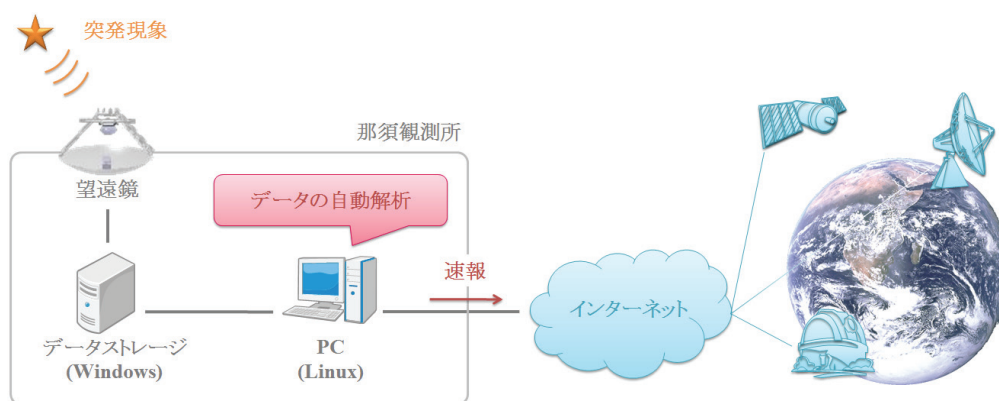


図 E.1 電波トランジェント発見速報の構想図。

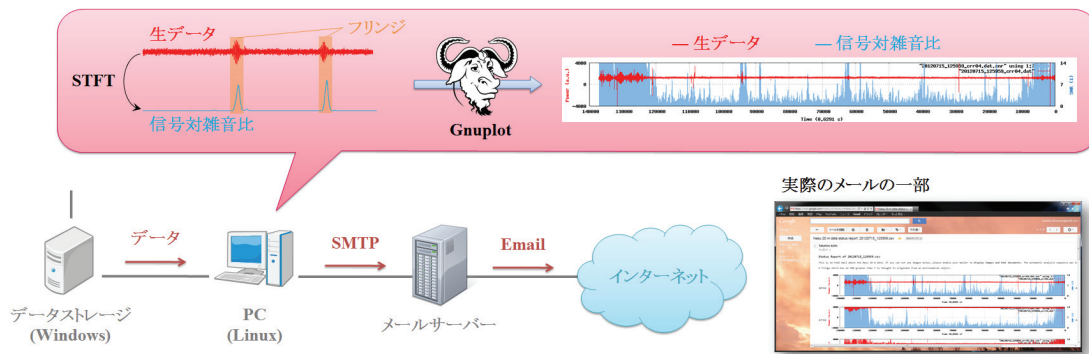


図 E.2 速報システムの基礎要素となる，観測データの自動解析処理。

Gamma-ray burst Coordinates Network (GCN) というガンマ線バーストの発見速報システムであった。このシステムは，ガンマ線バーストを衛星が発見した際に即座にその発見情報を他の観測機関に通報し，早急な追観測を促すシステムであり，その通報によって光学望遠鏡や電波望遠鏡によって追観測された結果，その実体について理解が進んできた。

そのため多数の機関による連携観測が重要であり，その実現のため電波トランジェントの発見速報システムが必要となる。電波トランジェントの発見速報に必要な処理はおよそ次の三段階に分けることができる。

- (1) 観測データの自動解析，天体の検出
- (2) 既存カタログとの比較による，検出天体の同定
- (3) 解析結果のメール送信

このうち処理 (1), (3) にあたる，観測データを自動的に解析し，その結果を電子メールで送信するシステムが実現している。一方で処理 (2) は観測装置による制限によって実現できていない。ここでは開発を終えている (1), (3) の自動解析処理について具体的な仕様を報告するとともに，処理 (2) を実装するために必要な今後の研究課題を提示する。開発に使用したプラットフォームは Linux を積んだ市販の Intel コンピュータであり，言語は用途に応じて Bash, Python, C++ を使用している。

速報システムの基礎要素となる観測データの自動解析処理は既に開発を完了しており，観測データがファイルとして記録される 1 日 1 度の頻度で，自動解析が実行されている。図 E.2 にその処理の流れを示す。観測データを A/D 変換し記録するコンピュータは OS に Windows を使用しており，一方で本システムは処理の簡略化を図るため，OS に Linux を採用しシステム化している。そこでデータファイルの共有に Samba を使用し，本システムで使用している Linux マシンを Samba サーバー，Windows マシンを Samba クライアントとして動作させることによって，データファイルを転送する。実際に 2013 年現在の観測システムにおいては，毎日 13:00 JST 直前に Windows マシン上にデータファイルが作成され，ほとんど同時に Linux マシン上へファイルが転送される。その数分後 Linux 上の cron によって，解析処理を行うプログラムが自動実行される。プログラムはその処理に応じた小さなプログラムの集合で

あり，それら個別のプログラムが Bash スクリプトによって呼び出される仕様となっている．その小さなプログラムは，およそ以下のような処理であり，記した順序に従ってそれらが呼び出される．開発言語は各処理内容に応じて選択されており，括弧内に記す．

- 1: データファイルの整形 (Python)
- 2: STFT によるデータ解析，フリッジ検出 (C++)
- 3: 解析結果の画像化 (Bash, Gnuplot)
- 4: 画像ファイルと解析結果を記した HTML メール の作成 (Bash)
- 5: 作成した HTML メール の送信 (Python)

電子メールの送信には外部メールサーバー，具体的には Google Gmail を使用しており，1 日 1 度の頻度でサーバーへ接続し HTML メールを送信している．以上の自動解析システムによって，観測が正常に行われていることを画像によって容易に確認することが可能となった．

参考文献

- Aoki, T., et al. 2012, *PASP*, 124, 371
- Bannister, K. W., Murphy, T., Gaensler, B. M., Hunstead, R. W., & Chatterjee, S. 2011, *MNRAS*, 412, 634
- Bell, M. E., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 2
- Berger, E., et al. 2001, *Nature*, 410, 338
- Bower, G. C., & Saul, D. 2011, *ApJ*, 728, L14
- Bower, G. C., Saul, D., Bloom, J. S., Bolatto, A., Filippenko, A. V., Foley, R. J., & Perley, D. 2007, *ApJ*, 666, 346
- Bower, G. C., et al. 2010, *ApJ*, 725, 1792
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., Yin, Q. F., Perley, R. A., Taylor, G. B., & Broderick, J. J. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Cordes, J. M., Lazio, T. J. W., & McLaughlin, M. A. 2004, *NewAR*, 48, 1459
- Croft, S., Bower, G. C., Keating, G., Law, C., Whysong, D., Williams, P. K. G., & Wright, M. 2011, *ApJ*, 731, 34
- Croft, S., et al. 2010, *ApJ*, 719, 45
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Ofek, E. O., Bower, G. C., & Nakar, E. 2012, *ApJ*, 747, 70
- Gal-Yam, A., et al. 2006, *ApJ*, 639, 331
- Hankins, T. H., & Eilek, J. A. 2007, *ApJ*, 670, 693
- Hankins, T. H., Kern, J. S., Weatherall, J. C., & Eilek, J. A. 2003, *Nature*, 422, 141
- Hyman, S. D., Lazio, T. J. W., Kassim, N. E., Ray, P. S., Markwardt, C. B., & Yusef-Zadeh, F. 2005, *Nature*, 434, 50
- Jackson, P. D., Kundu, M. R., & White, S. M. 1989, *A&A*, 210, 284
- Jaeger, T. R., Hyman, S. D., Kassim, N. E., & Lazio, T. J. W. 2012, *AJ*, 143, 96
- Keane, E. F., Kramer, M., Lyne, A. G., Stappers, B. W., & McLaughlin, M. A. 2011, *MNRAS*, 415, 3065
- Kida, S., et al. 2008, *NewA*, 13, 519
- Kulkarni, S. R., & Phinney, E. S. 2005, *Nature*, 434, 28
- Kulkarni, S. R., et al. 1998, *Nature*, 395, 663
- Kuniyoshi, M., et al. 2006, *PASP*, 118, 901

- . 2007, *PASP*, 119, 122
- Lazio, T. J. W., et al. 2010, *AJ*, 140, 1995
- Levinson, A., Ofek, E. O., Waxman, E., & Gal-Yam, A. 2002, *ApJ*, 576, 923
- Lien, A., Chakraborty, N., Fields, B. D., & Kembell, A. 2011, *ApJ*, 740, 23
- Lorimer, D. R., Bailes, M., McLaughlin, M. A., Narkevic, D. J., & Crawford, F. 2007, *Science*, 318, 777
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005, *AJ*, 129, 1993
- Matsumoto, M., & Nishimura, T. 1998, *ACM Trans. Model. Comput. Simul.*, 8, 3
- Matsumura, N., et al. 2007, *AJ*, 133, 1441
- . 2009, *AJ*, 138, 787
- McLaughlin, M. A., et al. 2006, *Nature*, 439, 817
- Niinuma, K., et al. 2007a, *ApJ*, 657, L37
- . 2007b, *PASP*, 119, 112
- . 2009, *ApJ*, 704, 652
- Ofek, E. O., Breslauer, B., Gal-Yam, A., Frail, D., Kasliwal, M. M., Kulkarni, S. R., & Waxman, E. 2010, *ApJ*, 711, 517
- Ofek, E. O., Frail, D. A., Breslauer, B., Kulkarni, S. R., Chandra, P., Gal-Yam, A., Kasliwal, M. M., & Gehrels, N. 2011, *ApJ*, 740, 65
- Petrov, L., Hirota, T., Honma, M., Shibata, K. M., Jike, T., & Kobayashi, H. 2007, *AJ*, 133, 2487
- Roy, S., Hyman, S. D., Pal, S., Lazio, T. J. W., Ray, P. S., & Kassim, N. E. 2010, *ApJ*, 712, L5
- Scott, D. 1992, *Multivariate density estimation: theory, practice, and visualization*, Wiley series in probability and mathematical statistics: Applied probability and statistics (Wiley)
- Silverman, B. 1986, *Density estimation for statistics and data analysis*, Monographs on statistics and applied probability (Chapman and Hall)
- SKA Science Working Group. 2011, *The Square Kilometre Array Design Reference Mission: SKA Phase 1*, SCI-020.010.020-DRM-002
- Takefuji, K., et al. 2007, *PASP*, 119, 1145
- Takeuchi, H., et al. 2005, *PASJ*, 57, 815
- Tanaka, T., et al. 2012, *PASP*, 124, 616
- Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W. 1986, *Interferometry and synthesis in radio astronomy* (Wiley-Interscience)
- Thornton, D., et al. 2013, *Science*, 341, 53
- Totani, T. 2013, *PASJ*, 65, L12
- Turolla, R., Possenti, A., & Treves, A. 2005, *ApJ*, 628, L49
- Weatherall, J. C. 1998, *ApJ*, 506, 341
- White, R. L., Becker, R. H., Helfand, D. J., & Gregg, M. D. 1997, *ApJ*, 475, 479

Zauderer, B. A., et al. 2011, *Nature*, 476, 425

Zhang, B., & Gil, J. 2005, *ApJ*, 631, L143

Zhu, W. W., & Xu, R. X. 2006, *MNRAS*, 365, L16

研究業績

種類別	題名, 発表・発行掲載誌名, 発表・発行年月, 連名者
論文○ (査読有)	Reliability of Radio Transients Detected in the Nasu Sky Survey, The Astrophysical Journal, January 2014, T. Aoki , T. Tanaka, K. Niinuma, K. Takefuji, S. Kida, R. Nakao, N. Nomura, K. Sugisawa, and T. Daishido
論文 (査読有)	Rapid Fringe Detection Technique for Discovering Radio Transients in Nasu Drift-scan Data, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 125, pp. 557-564, May 2013, T. Tanaka, T. Nakamizo, T. Aoki , S. Kida, K. Asuma, K. Konishi, K. Niinuma, T. Daishido
論文 (査読有)	Method for Finding Variable Radio Sources in Drift-Scan Interferometric Data from the Nasu Observatory, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 124, pp. 616-623, June 2012, T. Tanaka, T. Nakamizo, T. Aoki , S. Kida, K. Asuma, A. Imai, N. Furukawa, R. Hiruma, N. Matsumura, K. Takefuji, K. Niinuma and T. Daishido
論文○ (査読有)	Calculation of false detection rate for Nasu interferometric sky survey, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 124, pp. 371-379, April 2012, T. Aoki , T. Tanaka, K. Niinuma, K. Asuma, S. Kida, T. Nakamizo, N. Furukawa, J. Ikouga, K. Odai, Y. Yamada, R. Hiruma, T. Endo, K. Konishi, T. Tsuda and T. Daishido
論文 (査読有)	Radio Variability of a Fermi Large Area Telescope Bright Source 0FGL J1847.8+3223, The Astrophysical Journal Letters 714, L36-L40, April 2010, S. Kida, T. Daishido, T. Tanaka, T. Aoki , K. Tekefuji, K. Niinuma, K. Asuma, S. Nakagawa, H. Uehara, H. Akamatsu, A. Imai, H. Miyata, J. Ikouga, A. Otsubo, K. Odai, R. Kodama, Y. Takanashi, N. Nakamizo, Y. Yamada, R. Hiruma, N. Furukawa, and N. Matsumura
論文 (査読有)	Discovery of two radio transients at a high galactic latitude in a 1.4 GHz drift-scan survey, The Astrophysical Journal, Vol. 704, pp. 652-660, October 2009, K. Niinuma, T. Daishido, N. Matsumura, K. Takefuji, M. Kuniyoshi, K. Asuma, S. Kida, T. Tanaka, T. Aoki , S. Ishikawa, K. Hirano, H. Uehara and S. Nakagawa,

種類別	題名, 発表・発行掲載誌名, 発表・発行年月, 連名者
論文 (査読有)	The Closely Positioned Three Radio Transients in the Nasu 1.4 GHz Wide-Field Survey, The Astronomical Journal, Vol. 138, pp. 787-795, July 2009, N. Matsumura, K. Niinuma, M. Kuniyoshi, K. Takefuji, K. Asuma, T. Daishido, S. Kida, T. Tanaka, T. Aoki , S. Ishikawa, K. Hirano and S. Nakagawa
論文 (査読有)	Two 1.4GHz Sky Atlases at Declination 32 to 42 in Nasu Radio-Transient Search Project, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 120, pp. 339-347, March 2008, K. Takefuji, K. Asuma, M. Kuniyoshi, N. Matsumura, K. Niinuma, S. Kida, R. Nakamura, T. Tanaka, S. Suzuki, S. Ishikawa, T. Aoki , K. Hirano, and T. Daishido
論文 (査読有)	Quick-Look Data Analysis in the Nasu Radio Transient Search Project, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 119, pp. 1145-1151, K. Takefuji, K. Asuma, M. Kuniyoshi, N. Matsumura, K. Niinuma, S. Kida, R. Nakamura, T. Tanaka, S. Suzuki, S. Ishikawa, T. Aoki , K. Hirano, and T. Daishido
講演 (国際)	Dynamic Radio Sky Survey Using SKA, SKA Science Workshop in East Asia 2013, Nagoya, Japan, June 2013, T. Aoki , K. Sugisawa, N. Nomura, Y. Kashiwada, K. Kujirai, K. Kuramochi, T. Daishido
講演 (国際)	Statistical analysis of noise for highly reliable fringe search, Astronomical Data Analysis Software & Systems XX, Boston, United States of America, November 2010, T. Aoki , S. Nakagawa, K. Niinuma, T. Tanaka, S. Kida, A. Imai, H. Miyata, H. Akamatsu, R. Hiruma, J. Ikoouga, K. Odai, T. Nakamizo, Y. Yamada
講演 (国内)	突発的電波天体の観測可能性日本天文学会, 東北大学, 2013年9月, 青木貴弘, 杉澤健太郎, 野村尚美, 柏田祐樹, 鯨井謙治, 倉持一輝, 大師堂経明
講演 (国内)	那須観測所における電波トランジェント発見速報システムの開発状況, 日本天文学会, 大分大学, 2012年9月, 青木貴弘, 古川匠哉, 貴田寿美子, 遠藤拓也, 小西響介, 津田智史, 杉澤健太郎, 野村尚美, 大師堂経明, 岳藤一宏
講演 (国内)	WJN 電波トランジェントフリンジの再解析 II, 日本天文学会, 鹿児島大学, 2011年9月, 青木貴弘, 中川翔, 貴田寿美子, 伊香賀淳, 尾臺啓司, 中溝尚道, 山田陽三, 比留間涼太, 古川匠哉, 遠藤拓也, 小西響介, 津田智史, 大師堂経明, 新沼浩太郎
講演 (国内)	電波トランジェント速報に向けた自動解析システム, 日本天文学会, 筑波大学, 2011年3月, 青木貴弘, 遊馬邦之, 貴田寿美子, 田中泰, 赤松秀一, 今井章人, 宮田英明, 伊香賀淳, 尾臺啓司, 中溝尚道, 山田陽三, 比留間涼太, 古川匠哉, 大師堂経明

種別	題名, 発表・発行掲載誌名, 発表・発行年月, 連名者
講演 (国内)	那須パルサー観測所周辺の電波環境 II, 日本天文学会, 金沢大学, 2010 年 9 月, 青木貴弘, 高梨悠太, 上原宏明, 赤松秀一, 山田陽三, 遠藤拓也, 木村勇貴, 小西響介, 比留間涼太, 遊馬邦之, 大師堂経明
講演 (国内)	那須パルサー観測所周辺の電波環境—1400 MHz RFI サーベイ—, 日本天文学会, 広島大学, 2010 年 3 月, 青木貴弘, 高梨悠太, 貴田寿美子, 田中泰, 上原宏明, 中川翔, 赤松秀一, 今井章人, 宮田英明, 大師堂経明, 遊馬邦之
講演 (国内)	WJN 電波トランジェントフリンジの再解析, 日本天文学会, 山口大学, 2009 年 9 月, 青木貴弘, 貴田寿美子, 田中泰, 上原宏明, 中川翔, 赤松秀一, 今井章人, 宮田英明, 大師堂経明, 遊馬邦之
講演 (国内)	フリッジ解析での必要条件を考慮したソフトウェアの開発と那須データ解析, 日本天文学会, 大阪府立大学, 2009 年 3 月, 青木貴弘, 新沼浩太郎, 貴田寿美子, 田中泰, 石川聖, 平野賢, 上原宏明, 中川翔, 大師堂経明, 遊馬邦之, 国吉雅也, 松村寛夫, 岳藤一宏
講演 (国内)	電波トランジェント発見の高速化に向けた解析ソフトウェアの開発, 日本天文学会, 岡山理科大学, 2008 年 9 月, 青木貴弘, 新沼浩太郎, 貴田寿美子, 田中泰, 石川聖, 平野賢, 中川翔, 大師堂経明, 国吉雅也, 松村寛夫, 岳藤一宏, 遊馬邦之
講演 (国内)	電波トランジェント候補天体の発見, 日本天文学会, 岐阜大学, 2007 年 9 月, 青木貴弘, 岳藤一宏, 新沼浩太郎, 貴田寿美子, 鈴木繁広, 田中泰, 中村亮介, 石川聖, 松村寛夫, 国吉雅也, 遊馬邦之, 大師堂経明