

学位論文 博士（理学）

銀河系中心領域における高速度分子雲

2018年2月

慶應義塾大学大学院 理工学研究科基礎理工学専攻

竹川 俊也

論文要旨

この宇宙に存在するほとんどの銀河には、その中心に 10^6 – 10^{10} 太陽質量の超大質量ブラックホール (supermassive black hole; SMBH) が潜んでいると考えられている。これらの SMBH へ物質が降着するとき、その重力エネルギーを解放することで銀河中心核は明るく輝く。中にはエディントン限界 (重力と輻射圧が拮抗する限界光度) を上回る強烈な放射を伴う中心核もある。私たちの住む「天の川銀河 (銀河系)」の中心核もまた、 4×10^6 太陽質量の SMBH を有するが、その光度はエディントン限界の 10^{-8} 倍以下である。この 8 桁以上にわたる中心核活動の多様性は、質量降着率の違いに起因するものと推測されるが、それを支配する物理過程は未解明である。加えて、中心核 SMBH の起源自体も未解明である。一説によれば、中間質量ブラックホール (intermediate-mass black hole; IMBH) が合体を繰り返すことで SMBH が形成されると考えられている。しかしながら、IMBH の存在を示す決定的な証拠は未だ得られていない。

銀河中心核への質量供給過程や SMBH の起源を探る上で、最も詳細な観測が可能な銀河系の中心部は非常に重要な研究対象である。銀河系中心核「いて座 A*」は核周円盤 (circumnuclear disk; CND) と呼ばれる半径 2 パーセクの高速度回転するリング構造に取り囲まれており、これは中心核への質量供給源と考えられている。また、中心から 300 パーセク以内の領域では、高速度コンパクト雲 (high-velocity compact cloud; HVCC) と呼ばれる異常な速度幅を有する分子雲群が発見されている。私は、中心核への質量供給過程と SMBH の起源を解明することを目的に、CND と HVCC に代表される高速度分子雲の観測的研究を行った。

本研究ではまず、CND およびその周囲に対して、野辺山 45 m 望遠鏡を使用した複数の分子スペクトル線による高分解イメージング観測を行った。その結果、CND とそれに隣接する巨大分子雲 M-0.13-0.08 の物理的接触を示す “bridge” 構造を発見した。これは、M-0.13-0.08 が中心核近傍に落下してきたことを示すものであり、このような接触によって運動エネルギーの散逸と角運動量の損失が起こり、質量供給が促進される可能性を示すものである。これは銀河系中心核への質量供給の一端を捉えた重要な成果である。

さらに本研究では、ハワイの James Clerk Maxwell Telescope を使用して、分子スペクトル線観測の領域を中心から 20 パーセクの領域にまで拡大した。その結果にお

いて、「いて座 A*」から約 10 パーセクの位置に直径 1 パーセク程度の小型 HVCC を 2 つ発見した。それらの形状・運動と運動エネルギー、そして他波長対応天体を伴わないこと等から、恒星質量ブラックホールが高速で分子雲に突入したことで形成されたものと解釈される。これにより、銀河系中心核近傍を複数のブラックホールが飛び交っている状況が初めて観測的に示唆された。理論的には、銀河系内に 10^8 – 10^9 個ものブラックホールが存在すると予測されており、その大部分は暗く孤立していると考えられている。このような孤立ブラックホールは、HVCC のような高速度分子雲として検出できる可能性が示された。

それに加えて「いて座 A*」から約 45 パーセクの位置に、特異な運動を示す HVCC、CO-0.31+0.11 を新たに発見した。CO-0.31+0.11 の速度幅は HVCC の中でも際立って大きく、膨大な運動エネルギーを有する。そしてその運動は、 2×10^5 太陽質量の質点周りのケプラー運動でうまく説明できることがわかった。このモデルに従えば、0.1 パーセクよりも小さい領域に 2×10^5 太陽質量もの質量が集中していることになる。重力源候補としては、高密度な大質量星団か重い IMBH が挙げられるが、同方向には他波長対応天体が確認できない。つまり、CO-0.31+0.11 内部には 2×10^5 太陽質量 IMBH が潜んでいる可能性がある。これが確認されれば、CO-0.40-0.22* に次いで銀河系内で発見された 2 番目の IMBH 候補天体となる。

Abstract

Most galaxies in the universe are believed to harbor supermassive black holes (SMBHs) with 10^6 – 10^{10} solar masses at their nuclei. When matter accretes on a galactic nucleus, it shines brightly by the release of gravitational energy. Some galactic nuclei have extraordinary luminosities higher than their Eddington limit, at which the gravitational force balances with the radiation pressure. Our Milky Way Galaxy also harbors a 4×10^6 solar mass SMBH, whose luminosity is lower than 10^{-8} of its Eddington limit. This huge variety of nuclear activities over eight orders of magnitude may be attributed to difference in mass accretion rates onto galactic nuclei. However, physical mechanism that control the accretion rate are still unclear. The origin of SMBHs is also one of the unsolved key issues in astronomy. A promising scenario is that SMBHs have been formed by mergings of intermediate-mass black holes (IMBHs), while no definitive evidence for the existence of IMBHs is found to date.

The central region of our Galaxy must be an important target to study mass accretion process onto galactic nuclei and the origin of SMBHs, since we can observe it most minutely. The nucleus of our Galaxy, Sgr A*, is surrounded by a rapidly rotating 2-pc radius ring of dense molecular gas, which is referred to as the circumnuclear disk (CND). The CND is considered to be a mass reservoir for feeding the nucleus. In addition, within 300 pc from the nucleus, a number of compact clouds with broad velocity widths, namely high-velocity compact clouds (HVCCs), have been discovered. In order to elucidate the mass accretion mechanism and the origin of SMBHs in galactic nuclei, a series of the observational studies were conducted on the high-velocity molecular clouds in the Galactic center such as CND and HVCCs.

First, we observed the CND and its periphery in several molecular lines using the Nobeyama Radio Observatory 45 m telescope, and found an emission “bridge” which connects the CND to an adjacent giant molecular cloud, M–0.13–0.08. This emission bridge indicates the physical contact between the CND and M–0.13–0.08, suggesting that M–0.13–0.08 has just fallen into the CND. The physical contact between them may cancel out their angular momentum, dissipate their kinetic energies, and

thereby increase the mass accretion rate to the nucleus. This is a significant result that caught a part of the feeding process to the Galactic nucleus.

Moreover, we extended the mapping area to 20 pc radius from the nucleus with the James Clerk Maxwell telescope at Hawaii. Two small HVCCs were detected at 10 pc from Sgr A*. Their sizes, kinematics, kinetic energies, and the absences of counterparts in other wavelengths are consistent with the formation scenario assuming the high-velocity plunge of a stellar-mass black hole into a molecular cloud. This is the first observational case that suggests a number of black holes are flying about in the vicinity of the nucleus. Theoretical calculations predicted that 10^8 – 10^9 black holes are floating in our Galaxy, and most of them are isolated and dim. Our study suggested a new method for detecting such isolated black holes as high-velocity features, such as HVCCs.

We also discovered a peculiar HVCC, CO–0.31+0.11, at 45 pc from the nucleus. This HVCC exhibits an extremely broad velocity width, having huge kinetic energy and peculiar kinematics. The kinematics of CO–0.31+0.11 can be explained by the Keplerian motion around a point-like mass of 2×10^5 solar masses. This model requires that the central gravitational source must be smaller than 0.1 pc in radius. The possible candidates for the gravitational source are a dense massive star cluster or a massive IMBH. The absence of counterparts in other wavelengths may rule out the star cluster hypothesis. Therefore, the driving source of CO–0.31+0.11 is most likely a massive IMBH. If this is confirmed, the driving source of CO–0.31+0.11 will be a promising candidate for an IMBH secondly discovered in our Galaxy.

目次

| | |
|--------------------|----|
| 第1章 序論 | 1 |
| 1.1 活動銀河核 | 1 |
| 1.1.1 エディントン限界 | 1 |
| 1.1.2 降着円盤 | 3 |
| 1.1.3 活動銀河核の統一モデル | 6 |
| 1.2 銀河系中心核 | 10 |
| 1.2.1 いて座 A | 10 |
| 1.2.2 いて座 A* | 12 |
| 1.3 分子輝線 | 14 |
| 1.3.1 視線速度 | 14 |
| 1.3.2 回転遷移 | 15 |
| 1.3.3 臨界密度 | 18 |
| 1.4 銀河系中心領域の分子雲 | 20 |
| 1.4.1 中心分子層 | 20 |
| 1.4.2 銀河系核周円盤 | 22 |
| 1.4.3 高速度コンパクト雲 | 25 |
| 1.5 銀河系中心核への質量供給過程 | 29 |
| 1.6 本研究の目的 | 31 |
| 1.6.1 目的 | 31 |
| 1.6.2 本論文の構成 | 32 |
| 第2章 電波単一鏡による観測 | 33 |
| 2.1 電波望遠鏡の基本構成 | 33 |
| 2.1.1 アンテナ | 33 |
| 2.1.2 受信機 | 35 |
| 2.1.3 分光計 | 38 |

| | | |
|------------|-------------------------------|-----------|
| 2.2 | 電波望遠鏡の観測量 | 40 |
| 2.2.1 | アンテナ温度 | 40 |
| 2.2.2 | 主ビーム温度 | 42 |
| 2.2.3 | 強度較正法 | 43 |
| 2.2.4 | システム雑音温度 | 47 |
| 2.3 | 観測手法 | 49 |
| 2.3.1 | ポインティング観測 | 49 |
| 2.3.2 | ラインサーベイ観測 | 51 |
| 2.3.3 | イメージング観測 | 51 |
| 第3章 | 銀河系中心核近傍への質量供給過程の観測的研究 | 57 |
| 3.1 | 背景 | 57 |
| 3.1.1 | 核周円盤とその周辺領域 | 57 |
| 3.1.2 | 核周円盤方向のラインサーベイ観測 | 60 |
| 3.2 | 観測 | 61 |
| 3.3 | 結果 | 62 |
| 3.3.1 | 空間-速度構造 | 62 |
| 3.3.2 | 核周円盤と M-0.13-0.08 の繋がり | 63 |
| 3.4 | 議論 | 73 |
| 3.4.1 | 既知の分子ガス流 | 73 |
| 3.4.2 | 輝線強度比 | 77 |
| 3.4.3 | 雲突入シナリオ | 79 |
| 3.4.4 | 質量供給過程 | 84 |
| 3.5 | まとめ | 86 |
| 第4章 | 小型高速度コンパクト雲の発見 | 89 |
| 4.1 | 背景 | 89 |
| 4.2 | 観測 | 91 |

| | | |
|------------|-----------------------------|------------|
| 4.3 | 結果 | 93 |
| 4.3.1 | HCN-0.009-0.044 | 93 |
| 4.3.2 | HCN-0.085-0.094 | 99 |
| 4.4 | 議論 | 100 |
| 4.4.1 | 小型高速度コンパクト雲の起源 | 100 |
| 4.4.2 | ブラックホール突入シナリオ | 103 |
| 4.5 | まとめ | 104 |
| 第5章 | 高速度コンパクト雲に関する研究の将来展望 | 107 |
| 5.1 | 背景 | 107 |
| 5.2 | 観測データ | 108 |
| 5.2.1 | CO $J=1-0$ 輝線 | 109 |
| 5.2.2 | CO $J=3-2$ 輝線 | 109 |
| 5.3 | 結果 | 109 |
| 5.3.1 | 空間-速度構造 | 110 |
| 5.3.2 | 物理量 | 113 |
| 5.3.3 | 対応天体 | 114 |
| 5.4 | 議論 | 116 |
| 5.4.1 | CO-0.31+0.11 の起源 | 116 |
| 5.4.2 | 重力散乱モデル | 117 |
| 5.4.3 | 中間質量ブラックホールの存在示唆 | 118 |
| 5.5 | まとめ | 121 |
| 第6章 | 結論 | 123 |
| 付録A | 輻射輸送 | 137 |
| A.1 | 輻射を表す諸量 | 137 |
| A.1.1 | 輝度 | 137 |
| A.1.2 | 輻射流束 (フラックス密度) | 140 |

| | | |
|-------------|----------------------------------|------------|
| A.1.3 | 光度 | 142 |
| A.1.4 | 輝度温度 | 143 |
| A.2 | 輻射輸送方程式 | 143 |
| A.2.1 | 放射 | 143 |
| A.2.2 | 吸収 | 145 |
| A.2.3 | 輻射輸送方程式 | 145 |
| A.2.4 | 光学的厚みと源泉関数 | 146 |
| A.3 | スペクトル線 | 148 |
| A.3.1 | アインシュタイン係数 | 148 |
| A.3.2 | アインシュタイン係数を用いた輻射輸送方程式 | 150 |
| A.3.3 | 励起温度 | 152 |
| A.3.4 | 柱密度 | 152 |
| 付録 B | 分子雲の物理量とスペクトル線強度の関係 | 155 |
| B.1 | 非局所熱力学平衡 | 155 |
| B.2 | 統計平衡方程式 | 156 |
| B.3 | 衝突係数 | 158 |
| B.4 | 脱出確率と Large Velocity Gradient 近似 | 159 |
| B.5 | スペクトル線強度を決める物理量 | 161 |
| 付録 C | 電波望遠鏡の基本原理についての補足 | 165 |
| C.1 | ビームパターンと空間分解能 | 165 |
| C.1.1 | ビームパターン | 165 |
| C.1.2 | 空間分解能 | 168 |
| C.2 | ナイキストの定理 | 169 |
| C.2.1 | ジョンソンノイズ | 169 |
| C.2.2 | ナイキストの理論 | 170 |
| C.3 | 有効開口面積 | 174 |

| | | |
|-----|----------------|-----|
| 付録D | 電波干渉計観測の基本原理 | 177 |
| D.1 | 天体の輝度分布とビジビリティ | 177 |
| D.2 | 干渉計の空間分解能 | 179 |
| D.3 | ミッシングフラックス | 181 |
| 付録E | 自己重力不安定性 | 183 |
| E.1 | 摂動と線形化 | 183 |
| E.2 | ジーンズ不安定性 | 185 |
| E.3 | 自由落下時間 | 186 |
| E.4 | エピサイクリック振動数 | 188 |
| E.5 | 平板の重力不安定性 | 189 |
| E.6 | 差動回転円盤の重力不安定性 | 191 |
| 付録F | ブラックホールの導出 | 197 |
| F.1 | シュバルツシルトの解 | 197 |
| F.2 | 重力赤方偏移 | 202 |
| F.3 | ブラックホール | 203 |
| | 謝辞 | 205 |

目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | 波長 6 cm の電波連続波で観測された Cygnis A | 7 |
| 1.2 | 活動銀河核の統一モデル | 9 |
| 1.3 | 銀河系の想像図 | 11 |
| 1.4 | 波長 90 cm の電波連続波で観測された銀河系中心 | 12 |
| 1.5 | 波長 6 cm の電波連続波で観測されたいて座 A | 13 |
| 1.6 | CO $J=1-0$ 輝線で観測された中心分子層 | 22 |
| 1.7 | 銀河系中心核近傍の分子雲分布 | 23 |
| 1.8 | 銀河系北極側から見た中心分子層における分子ガス分布の模式図 | 24 |
| 1.9 | 中心分子層の CO 輝線 3 色合成図 | 26 |
| 1.10 | CO 0.02–0.02 の空間分布と銀経–速度図 | 27 |
| 1.11 | CO 0.40–0.22 の空間分布と銀経–速度図および重力散乱モデル | 28 |
| 1.12 | ALMA で取得された CO 0.40–0.22 方向における 266 GHz 電波連続波 の高分解能イメージ | 29 |
| 2.1 | 電波望遠鏡の基本構成 | 33 |
| 2.2 | ビームパターンの概形 | 34 |
| 2.3 | SIS 接合素子の構造とその電流–電圧特性 | 38 |
| 2.4 | ポインティング観測の概念図 | 50 |
| 2.5 | ラインサーベイ観測で取得される広帯域スペクトルの例 | 51 |
| 2.6 | On-the-fly 観測の概念図 | 53 |
| 2.7 | ベースライン補正の概念図 | 54 |
| 3.1 | 銀河系中心核近傍の電離ガスおよび分子雲の模式図 | 58 |
| 3.2 | 積分強度の 3 色合成図とその銀経–速度図 | 64 |
| 3.3 | 観測輝線の積分強度とその銀経–速度図 | 65 |
| 3.4 | CS $J=2-1$ 輝線の速度チャネル図 | 66 |
| 3.5 | HCN $J=1-0$ 輝線の速度チャネル図 | 67 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.6 | HCO ⁺ $J=1-0$ 輝線の速度チャンネル図 | 68 |
| 3.7 | H ¹³ CN $J=1-0$ 輝線の速度チャンネル図 | 69 |
| 3.8 | SiO $J=2-1$ 輝線の速度チャンネル図 | 70 |
| 3.9 | SO $N_J=3_2-2_1$ 輝線の速度チャンネル図 | 71 |
| 3.10 | HC ₃ N $J=11-10$ 輝線の速度チャンネル図 | 72 |
| 3.11 | CS $J=2-1$ 輝線の積分強度図と銀緯-速度図 | 74 |
| 3.12 | 観測輝線における bridge の積分強度図 | 75 |
| 3.13 | H ¹³ CN $J=1-0$ 輝線強度に対する輝線強度比の散布図 | 80 |
| 3.14 | 雲突入シナリオの 3 次元模式図 | 82 |
| 3.15 | SiO $J=2-1$ /H ¹³ CN $J=1-0$ 輝線強度比の銀緯-速度図 | 83 |
| 4.1 | W44 分子雲とそこに発見された高速度成分 | 90 |
| 4.2 | Bullet の形成シナリオの概念図 | 91 |
| 4.3 | 観測領域に含まれる電離ガスおよび分子雲の模式図 | 92 |
| 4.4 | HCN $J=4-3$ 輝線の速度チャンネル図 | 94 |
| 4.5 | HCN $J=3-2$ 輝線の速度チャンネル図 | 95 |
| 4.6 | 小型 HVCC の位置-速度図とスペクトル | 96 |
| 4.7 | HCN-0.009-0.044 方向の HCN $J=4-3$ 輝線積分強度図と他波長イメージ | 101 |
| 4.8 | HCN-0.085-0.094 方向の HCN $J=4-3$ 輝線積分強度図と他波長イメージ | 102 |
| 4.9 | 小型 HVCC を駆動するために必要な ($V_{\text{BH}}, M_{\text{BH}}$) の範囲 | 105 |
| 5.1 | 中心分子層の高分解能 CO 輝線 3 色合成図 | 108 |
| 5.2 | CO-0.31+0.11 の積分強度図および位置-速度図 | 111 |
| 5.3 | CO $J=3-2$ 輝線の速度チャンネル図 | 112 |
| 5.4 | CO-0.31+0.11 方向の他波長イメージ | 115 |
| 5.5 | CO-0.31+0.11 を説明する重力散乱モデル | 119 |
| 5.6 | CO-0.31+0.11 の模式図 | 120 |
| A.1 | 輝度の不変性の説明図 | 138 |

| | | |
|-----|------------------------------------|-----|
| A.2 | フラックス密度が距離の逆二乗則に従うことの説明図 | 140 |
| A.3 | 2つのエネルギー準位の概念図 | 149 |
| C.1 | 円形開口に入射する平面波 | 165 |
| C.2 | Airy disk の回折パターン | 168 |
| C.3 | 2つの導線で繋がれた2つの抵抗 | 170 |
| C.4 | 黒体に囲まれたアンテナおよび受信機の概念図 | 176 |

表 目 次

| | | |
|-----|-----------------------------|-----|
| 1.1 | 回転定数および双極子モーメント | 18 |
| 1.2 | 回転遷移輝線の臨界密度 | 21 |
| 3.1 | 輝線強度比計算に使用したデータ範囲 | 79 |
| 3.2 | 領域ごとの平均輝線強度比 | 79 |
| 4.1 | 小型 HVCC の物理量 | 98 |
| 5.1 | CO-0.31+0.11 の物理量 | 114 |

略語一覽

| 略語 | 正式名 |
|------|--|
| AGN | Active Galactic Nuclei (活動銀河核) |
| ALMA | Atacama Large Millimeter/submillimeter Array |
| ASTE | Atacama Submillimeter Telescope Experiment |
| BLR | Broad Line Region (広輝線領域) |
| CMZ | Central Molecular Zone (中心分子層) |
| CND | CircumNuclear Disk (核周円盤) |
| HPBW | Half-Power Beam Width |
| HVCC | High-Velocity Compact Cloud (HVCC) |
| IMBH | Intermediate-Mass Black Hole (中間質量ブラックホール) |
| JCMT | James Clerk Maxwell Telescope |
| LSR | Local Standard of Rest (局所静止基準) |
| LTE | Local Thermodynamic Equilibrium (局所熱力学平衡) |
| NLE | Negative Longitude Extension |
| NLR | Narrow Line Region (狭輝線領域) |
| OTF | On-The-Fly |
| SED | Spectral Energy Distribution |
| Sgr | Sagittarius (いて座) |
| SMBH | SuperMassive Black Hole (超大質量ブラックホール) |
| VLA | Very Large Array |
| VLBI | Very Long Baseline Interferometer (超長基線干渉計) |

第1章 序論

1.1 活動銀河核

宇宙には約2兆個の銀河が存在すると言われている (Conselice *et al.* 2016)。銀河は一般に全波長帯において中心ほど明るく観測されるが、その中でも特に中心核が通常銀河に比べ明るく観測され、特異な活動性を示すものがある。このような銀河中心核は活動銀河核 (active galactic nuclei; AGN) と呼ばれる。AGN の典型的な全光度は $L_{\text{bol}} \sim 10^{43}\text{--}10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ であり (e.g., Woo & Urry 2002)、その莫大な放射エネルギーは、 $10^6\text{--}10^{10} M_{\odot}$ ^{*1}もの質量を持つ超大質量ブラックホール (supermassive black hole; SMBH) に落下 (降着) する物質の重力エネルギーの解放に起因すると解釈されている (Zel'dovich & Navikov 1964; Salpeter 1964)。

1.1.1 エディントン限界

AGN のように強烈な放射を伴う天体が安定に存在するためには、その輻射圧に勝る重力が必要である。天体が安定に輝くことができる光度の上限 (輻射圧と重力が釣り合う光度) をエディントン限界という。質量 M の天体が、主に水素原子 (電子-陽子対) で構成されており、光度 L で等方的な放射を行っている場合を考える。天体の中心から距離 r 離れた位置における全輻射流速 (放射の進行方向に対して垂直な微小面を微小時間に通過するエネルギー量) S は $S = L/4\pi r^2$ で与えられる (付録 A.1.2 参照)。周波数 ν の光子1個が持つエネルギー $E = h\nu$ に対し、運動量は $E/c = h\nu/c$ である。ここで c は光速、 h はプランク定数である。したがって、位置 r における外向きの運動量フラックス (輻射圧) P_{rad} は

$$P_{\text{rad}} = \frac{S}{c} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \quad (1.1.1)$$

^{*1} M_{\odot} は太陽質量を表す単位 ($1 M_{\odot} = 1.988 \times 10^{33} \text{ g}$)。

で与えられる。位置 r で水素原子 1 個が輻射圧により受ける外向きの力 f_{rad} は、輻射圧 P_{rad} にトムソン散乱断面積 σ_e をかけることで与えられる*²。すなわち

$$f_{\text{rad}} = \sigma_e P_{\text{rad}} = \sigma_e \frac{L}{4\pi r^2 c} \quad (1.1.2)$$

と表すことができる。一方で、この水素原子が受ける重力 f_{grav} は、

$$f_{\text{grav}} = G \frac{M m_p}{r^2} \quad (1.1.3)$$

で与えられる。ここで G は重力定数、 m_p は陽子質量である*³。天体が安定に存在するためには $f_{\text{rad}} < f_{\text{grav}}$ が成り立つ必要がある。すなわち、

$$\begin{aligned} \sigma_e \frac{L}{4\pi r^2 c} &< G \frac{M m_p}{r^2} \\ \Rightarrow L &< \frac{4\pi G c m_p}{\sigma_e} M \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

が成り立つ。質量 M に対する光度 L の上限

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G c m_p}{\sigma_e} M \simeq 1.26 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.1.5)$$

はエディントン限界*⁴と呼ばれる。また、式 (1.1.4) は質量 M の下限を与えていると捉えることもできる。光度 L で輝くことのできる最低質量は

$$M_{\text{Edd}} \simeq 7.94 \times 10^5 \left(\frac{L}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right) M_\odot \quad (1.1.6)$$

で与えられ、エディントン質量と呼ばれる。例えば、中心核光度が $10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ の明るい AGN はその中心に $\sim 10^8 M_\odot$ の質量が必要である*⁵。AGN はしばしば 1 年よりも短い時間スケール (場合によっては数日) で光度変動*⁶を示すことから、その放射領域は 1 光年よりも小さいことが示唆される (e.g., Ulrich *et al.* 1997)。そして、

*²陽子の散乱断面積は電子の散乱断面積に比べ十分に小さいため考えなくて良い。

*³電子質量は陽子質量に比べ十分に小さいので無視する。

*⁴エディントン限界光度やエディントン光度とも呼ばれる。

*⁵放射が等方的でない場合はエディントン限界を超えて輝くことができる。

*⁶光度変動の時間スケールは、その放射領域の大きさの指標となる。今、大きさ D の天体全体が一瞬にして明るくなったとする。光速 c は有限なので、観測者に最も近い点が明るくなったと観測される時刻と、最も遠い点が明るくなったと観測される時刻の間には差が生じる。このとき、この時刻の差 Δt は $\Delta t = D/c$ となる。すなわち、変動の時間スケール Δt から放射領域の大きさは近似的に $D \sim c\Delta t$ と評価できる。

AGNからの明るい放射を説明するためには、そのような狭い放射領域に莫大な質量が集中している必要がある。すなわち、中心核にSMBHが潜んでいるとすれば観測事実を矛盾なく説明できる。

1.1.2 降着円盤

ブラックホールに引き寄せられたガスや塵(ダスト)は軌道角運動量を持つため、その周囲に降着円盤と呼ばれる回転ガス円盤を形成する。降着円盤は差動回転するため、動径方向に隣接するガス同士は擦れ合い、角運動量は内側から外側へ輸送されガスは中心へと落下していく。また同時に摩擦熱が発生し、降着円盤は高温になり熱放射を行う。すなわち、重力エネルギーが回転エネルギーに変換され、それが熱エネルギーに変換され、さらにそれが放射エネルギーに変換されることで降着円盤は明るく輝く。この描像を定式化した標準円盤モデル(Shakura & Sunyaev 1973)は、明るいAGNからの放射をよく説明する。標準円盤モデルによれば、AGNの光度 L_{AGN} は単位時間当たりに降着円盤に供給される質量(質量降着率) \dot{M} に比例し、

$$L_{\text{AGN}} = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.1.7)$$

のように記述される。ここで、 η はエネルギー変換効率(放射効率)である。

(1) 標準円盤のエネルギー変換効率

質量 m の物体を、質量 M のブラックホールに向かって無限遠から初速度0で、円運動させながら徐々に落とし込み、最内安定軌道 $R_{\text{ISCO}} = 3R_s$ ^{*7}に達したとする。ここで、 R_s はシュバルツシルト半径であり $R_s = 2GM/c^2$ で与えられる(付録F参照)。簡単のためニュートン・ポテンシャルを仮定する。ブラックホール(質量 M)から半径 r の位置で回転速度 v の円運動をする物体(質量 m)が持つ力学的エネルギー E は

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - G\frac{Mm}{r} \quad (1.1.8)$$

^{*7}ブラックホール周りを安定に円運動することのできる最小の半径であり、最も単純なブラックホール(シュバルツシルト・ブラックホール)では $R_{\text{ISCO}} = 3R_s$ である。

と表される。また、円運動をしていることから

$$\begin{aligned} G\frac{Mm}{r^2} &= m\frac{v^2}{r} \\ \Rightarrow mv^2 &= G\frac{Mm}{r} \end{aligned} \quad (1.1.9)$$

が成り立つ^{*8}。これを式(1.1.8)に代入すると E は

$$E = G\frac{Mm}{2r} - G\frac{Mm}{r} = -G\frac{Mm}{2r} \quad (1.1.10)$$

となる。したがって、 $r = R_{\text{ISCO}} = 3R_s$ で物体が持つ力学的エネルギーの大きさ $|E|$ は

$$|E| = \frac{GMm}{2 \cdot 3R_s} = \frac{GMm}{2 \cdot 3 \left(\frac{2GM}{c^2}\right)} = \frac{1}{12}mc^2 \quad (1.1.11)$$

となる。この $|E|$ が最終的に全て放射エネルギーに変換されるとすると、ブラックホールは落ち込む物質がもつ静止質量エネルギーの $1/12$ (約8%) ものエネルギーを解放することになる。質量降着率 \dot{M} を $\dot{M} \equiv dm/dt$ で定義すれば、微小時間におけるエネルギー放出量 (光度 L) は、

$$L = \frac{1}{12}\dot{M}c^2 \quad (1.1.12)$$

と表される。すなわち、理想的に、重力源を自転のないブラックホールとし、降着する物質の持つ力学的エネルギーが全て放射エネルギーに変換されたとした場合、エネルギー変換効率は $\eta = 1/12$ となる^{*9}。例えば、中心核光度が $L_{\text{AGN}} = 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ の明るい AGN の質量降着率 \dot{M} を、 $\eta = 0.1$ の仮定の下で評価すると、 $\dot{M} \simeq 2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ となる。つまり、1年間で恒星程度の質量を SMBH に落とし込めば、AGN は通常銀河の光度を遥かに凌駕するような莫大なエネルギーを解放することができる。このように、銀河中心核への質量供給は中心核活動性を決定づける主要な要因である。

^{*8}系がビリアル平衡にあると言い換えてもよい。

^{*9}実際は力学的エネルギーが全て放射エネルギーに変換されることはなく、一部は降着円盤内に熱エネルギーとして蓄えられる。

(2) 標準円盤の放射スペクトル

標準円盤モデル (Shakura & Sunyaev 1973) では、放射は局所熱力学平衡 (local thermodynamic equilibrium; LTE) にある薄い円盤からの黒体放射であると仮定される。質量 M のブラックホールの周りを質量 m の物体が半径 r の円運動しているとすると、その物体がもつ力学的エネルギー E は式 (1.1.10) から

$$E = -\frac{GMm}{2r}$$

と表される。この物体が微小量 Δr だけ半径が小さい円軌道に落ち込んだ際に解放されるエネルギー量 ΔE は

$$\Delta E = \frac{GMm}{2r^2} \Delta r \quad (1.1.13)$$

と表される。したがって、半径 r 、幅 Δr の円環を考えると、この円環から解放されるエネルギー量 ΔL は、円環への質量降着率 \dot{M} を用いて

$$\Delta L = \frac{GM\dot{M}}{2r^2} \Delta r \quad (1.1.14)$$

と表すことができる。一方で、この円環が温度 T で黒体放射しているとすれば、シュテファン・ボルツマンの法則 (付録 A.1.2 参照) から ΔL は

$$\Delta L = 2 \times 2\pi r \Delta r \times \sigma T^4 \quad (1.1.15)$$

と表すことができる。ここで $2\pi r \Delta r$ は円環の面積で、裏と表両方からの放射を考慮して2倍してある。 σ はシュテファン・ボルツマン定数 ($\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$) である。以上から円盤の温度 T は

$$T = \left(\frac{GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.1.16)$$

で与えられる。したがって、標準円盤からの放射スペクトルは式 (1.1.16) で与えられる温度の黒体放射を示す。例えば、光度 $10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ 、中心質量 $10^8 M_{\odot}$ 、質量降着率 $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ の明るい AGN が標準円盤だとして、最内安定軌道近傍 ($r \sim 3R_g \sim 10^{12}$

cm) での温度を式 (1.1.16) から評価すると

$$T \sim 2 \times 10^5 \text{ K}$$

となる。すなわち、標準円盤を持つ AGN の広帯域連続波スペクトル (spectral energy distribution; SED) は、紫外線から X 線の波長域にピークを持つ。標準円盤で予言される紫外線付近に現れる SED のピークは big blue bump (BBB) と呼ばれ、実際に多くの明るい AGN で観測されている (e.g., Ho 1999)。

1.1.3 活動銀河核の統一モデル

AGN はその光度やスペクトル線などの観測的特徴によりいくつかの種族に分類される。代表的な種族は、セイファート銀河、電波銀河、クェーサーである。

セイファート銀河

水素再結合線や高階電離原子からの輝線放射が可視光域で強く観測される AGN を有する渦巻銀河はセイファート銀河と呼ばれる。セイファート銀河は中心核における幅の広い輝線の有無でさらに I 型と II 型に分類される。速度幅^{*10}が 10^3 km s^{-1} よりも広い輝線 (広輝線) と速度幅が 10^3 km s^{-1} よりも狭い輝線 (狭輝線) がどちらも観測されるものは I 型、狭輝線のみが観測されるものは II 型に分類される。広輝線として観測されるのは主に水素やヘリウムの再結合線であり、狭輝線として観測されるのは再結合線の他に、[OIII] などの禁制線が代表的である^{*11}。広輝線は SMBH 近傍の高密度 ($n_e > 10^8 \text{ cm}^{-3}$) な電離ガス領域 (broad line region; BLR) からの放射であり、狭輝線はそれよりも低密度な電離ガス領域 (narrow line region; NLR) から放射されると考えられている^{*12}。

^{*10} スペクトル線幅を視線速度の次元で表したものを速度幅という (1.3.1 節参照)。放射領域の乱流が卓越するほど、速度幅は広がる。

^{*11} 記号 [] は禁制線であることを示す。元素記号の横に付くローマ数字は電離度を表す。例えば、HI は中性水素原子、OIII は二階電離した酸素原子を表す。

^{*12} 高密度領域では、放射を伴う禁制遷移 (非電気双極子放射) が起こる確率が、自由電子との衝突により逆励起される確率に比べ十分に小さくなるため、禁制線は観測されなくなる。禁制線を放射する各原子に対し、非電気双極子放射と衝突逆励起を起こす確率が同程度となる電子密度 (臨界密度) が定義できる。例えば、可視光域における [OIII] の臨界密度は $n_{\text{crit}} \gtrsim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ であるため、密度が $n_e \gg 10^6 \text{ cm}^{-3}$ の領域からはこれら [OIII] は放射されない。このように、禁制線は密度の良い指標となる。

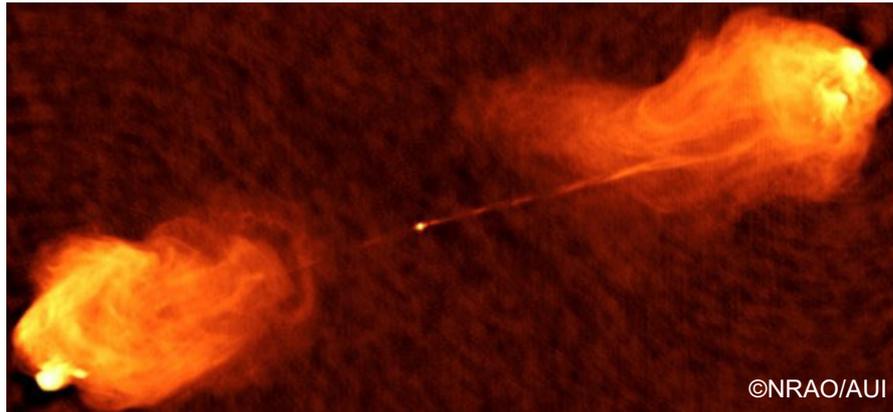


図 1.1: 波長 6 cm の電波連続波で観測された Cygnis A。明るい中心核からジェットが噴出されている様子が確認できる。電波ローブの端から端の距離は 150 kpc に及ぶ。画像は National Radio Astronomy Observatory (NRAO) Image Gallery (<http://images.nrao.edu>) から取得したもの。

電波銀河

電波で特に明るく観測される AGN を有する銀河は電波銀河と呼ばれる。電波銀河中心核で観測される輝線はセイファート銀河とよく似た特徴を示すが、電波強度は同程度の可視光光度を持つセイファート銀河に比べ 10^2 倍以上にも及ぶ。電波銀河もセイファート銀河同様に広輝線の有無で I 型と II 型に分類される。セイファート銀河の形態が渦巻銀河である一方で、電波銀河の多くは楕円銀河である。電波銀河では、しばしば中心核から双極方向に伸びるジェットおよび電波ローブが観測される (図 1.1)。

クェーサー

セイファート銀河や電波銀河よりも更に明るく中心核光度が 10^{44} erg s⁻¹ よりも有意に明るい AGN をクェーサーという^{*13}。中心核の強烈な放射により多くの場合は母銀河^{*14}は観測されず、点状天体のように観測される。クェーサーの輝線スペクトルもセイファート銀河とよく似た特徴を示すが、狭輝線に比べ広輝線が卓越している。クェーサーのうちで 1 日程度の短い時間スケールで非常に大きな光度変動を示すものは特にブレーザーと呼ばれる。ブレーザーは、AGN から放出された相対論的速度まで加速されたジェットからの非熱的放射

^{*13}クェーサー (quasar) は quasi-stellar radio source (準恒星状電波源) の略語であるが、歴史的に電波源として最初に発見されたためにこのような名前がついているだけで、現在は電波強度に関係なく一般にクェーサーと呼ばれる。クェーサーを quasi-stellar object (QSO) と呼ぶこともある。

^{*14}AGN が属する銀河のことを母銀河という。

が、観測者方向を向いているために、ビーミング効果により強められて明るく観測されたものと解釈されている。

以上のように AGN は様々な種族に分類されるが、その多様性は AGN を見込む角度に依存した見かけ上の違いによるもので、その構造に本質的な違いはないとする考えが現在では広く受け入れられている。このような描像は AGN の統一モデルと呼ばれる (Antonucci 1993)。図 1.2 に AGN 統一モデルの概念図を示す。中心の SMBH と降着円盤の周り $\lesssim 10 \text{ pc}^{*15}$ の領域に高密度電離ガスから成る BLR が存在し、それらは分子ガスや塵 (ダスト) で構成されるトーラス状の構造 (ダストトーラス) に取り囲まれているとする。視線方向とダストトーラスの位置関係により異なる AGN 種族として観測される。BLR からの放射は、観測方向によってはダストトーラスに遮られ観測されないと解釈され、低密度電離ガスから成る NLR はダストトーラスの開口部から広がって分布するためどの方向からも観測されると解釈される。つまり、統一モデルでは、I 型のセイファート銀河や電波銀河は、視線方向にダストトーラスが重ならず BLR が観測される場合であり、II 型は BLR からの放射がダストトーラスに遮られてしまい NLR のみが観測される場合とされる。

光度は $\lesssim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ と比較的暗いものの、短期間での光度変動や高階電離原子輝線が観測されるなど、明るい AGN と同様の特徴を示す低光度活動銀河核 (low-luminosity active galactic nuclei; LLAGN) も、これまでに多数発見されている (e.g., Totani *et al.* 2005)。LLAGN の光度が低いことは、中心核 SMBH への質量降着率が小さいことに起因すると考えられている。質量降着率が小さい場合、降着円盤が低密度になるため放射が非効率的になり、放射冷却が効かなくなる。すなわち、重力エネルギーから変換された熱エネルギーの多くは内部エネルギーとして蓄えられ、降着円盤は高温になり、膨張し幾何学的に厚くなる。仮に降着物質のもつ力学的エネルギーが全て熱として蓄えられるとすると、最内安定軌道近傍における温度は、式 (1.1.11) とエネルギー等分配則から

$$\frac{mc^2}{12} \sim kT \quad (1.1.17)$$

により評価できる。ここで m は降着円盤の構成粒子 (主に電子と陽子) の質量であり、 k はボルツマン定数である。これより、 $m \sim m_p$ (陽子質量) とすると、円盤の

*¹⁵1 pc = 3.086×10^{18} cm \simeq 3.26 光年。

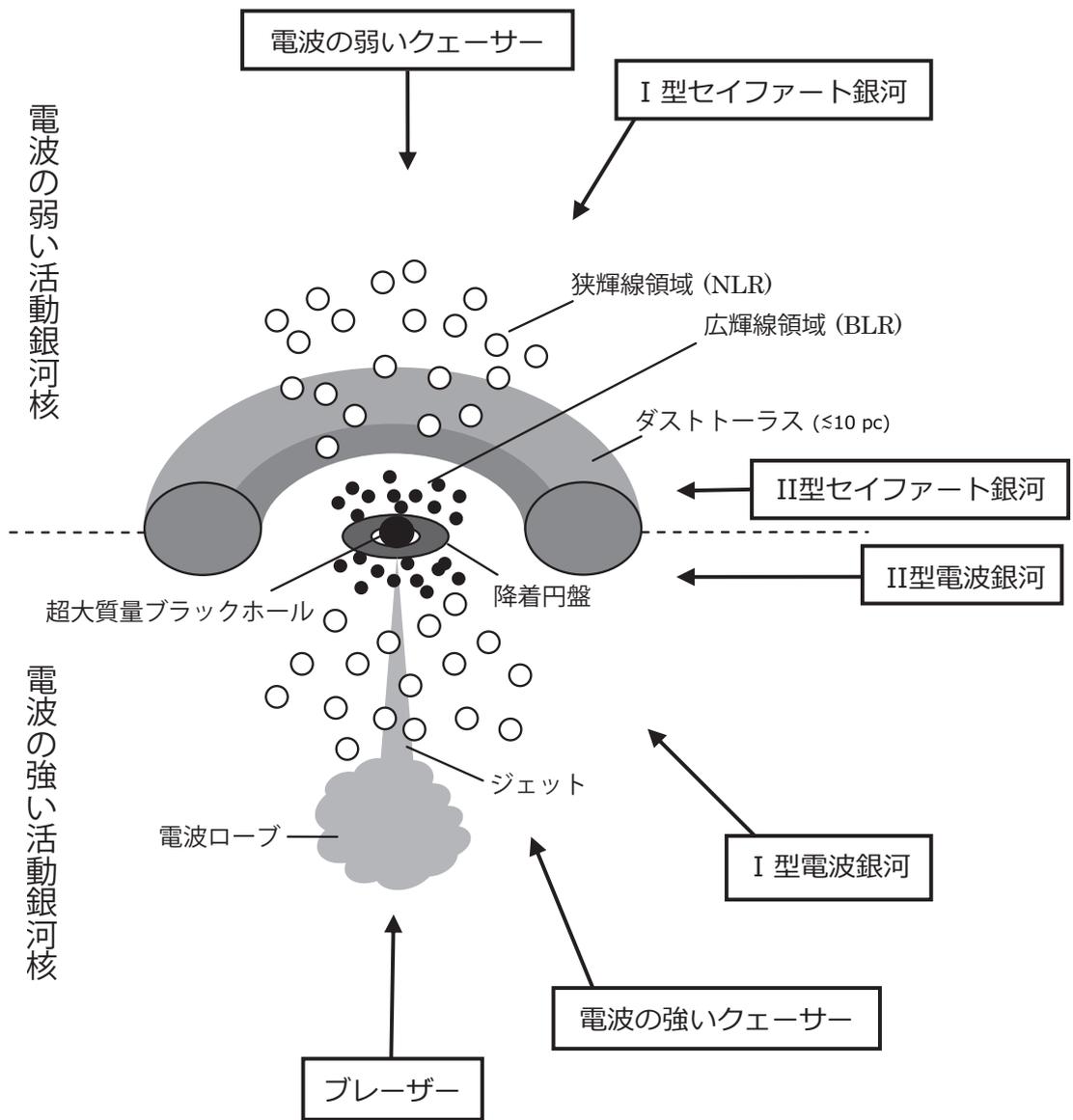


図 1.2: AGN 統一モデルの概念図。中心の SMBH(大きい黒丸) と降着円盤 (濃い灰色) の周りに BLR(黒丸の集合) が付随し、それをダストトーラス (薄い灰色) が取り囲む。ダストトーラスの開口部からは NLR(白丸の集合) が広がっている。黒矢印は視線方向と観測される AGN 種族を表す。

温度は $T \sim 10^{12}$ K と評価される。実際は放射冷却が多少効くので温度はこれより下がるものの、標準円盤に比べ非常に高温が実現される。そのため LLAGN は、その SED に BBB ($\sim 10^5$ K の黒体放射のピーク) を持たず、明るい AGN とは異なる SED を示す。

近年では、近傍銀河のうち約 4 割は中心に AGN を有すると言われている (Ho *et al.* 1997; Kauffmann *et al.* 2003)。また、クェーサーやセイファート銀河に代表される活発な AGN 現象は、銀河の一生のうちで一時的なものであり、大部分の銀河の中心核には非活動的な SMBH が潜んでいるという考えが広く受け入れられている (e.g., Kormendy & Ho 2013)。活発な AGN 現象は、銀河相互作用や銀河同士の合体、多数の超新星爆発などに起因して、短期間で多量の物質が中心核 SMBH へ供給されることで引き起こされると考えられているが、そのような質量供給過程については未だ断片的な理解に留まっている (e.g., Alexander & Hickox 2012)。

1.2 銀河系中心核

1.2.1 いて座 A

私たちの住む太陽系が属する天の川銀河 (銀河系) は直径 ~ 30 kpc の棒渦巻銀河だと考えられている (e.g., Churchwell *et al.* 2009; 図 1.3)。銀河系中心領域から発せられる可視光は視線上手前にある多量の星間ダストに遮られるため、同波長帯での観測は不可能である。銀河系中心領域は特に電波で明るく観測される。図 1.4 に Very Large Array (VLA)^{*16} で観測された銀河系中心方向 (いて座方向) の波長 90 cm (330 MHz) の電波連続波イメージ (LaRosa *et al.* 2000) を示す。差し渡し $\sim 2^\circ$ の領域にフィラメント状の電波源や球殻状の電波源など様々な構造が確認できる。最も電波強度が大きい領域はいて座 A (Sgr A) と呼ばれる。

Sgr A 領域は Sgr A East と Sgr A West の 2 つの領域に分けられる (図 1.5)。Sgr A East は球殻状に広がった非熱的電波源であり、超新星残骸^{*17} であると解釈されている (e.g., Ekers *et al.* 1975)。Sgr A West は点状電波源いて座 A* (Sgr A*; Balick &

^{*16} アメリカのニューメキシコ州にある大型の電波干渉計。

^{*17} 大質量星が最期を迎えた時に引き起こす大爆発 (超新星爆発) の後に残る広がった天体を超新星残骸 (supernova remnant; SNR) という。SNR は、爆発により飛散した恒星の残骸と、発生した衝撃波により加熱や加速を受けた星間物質により構成される。

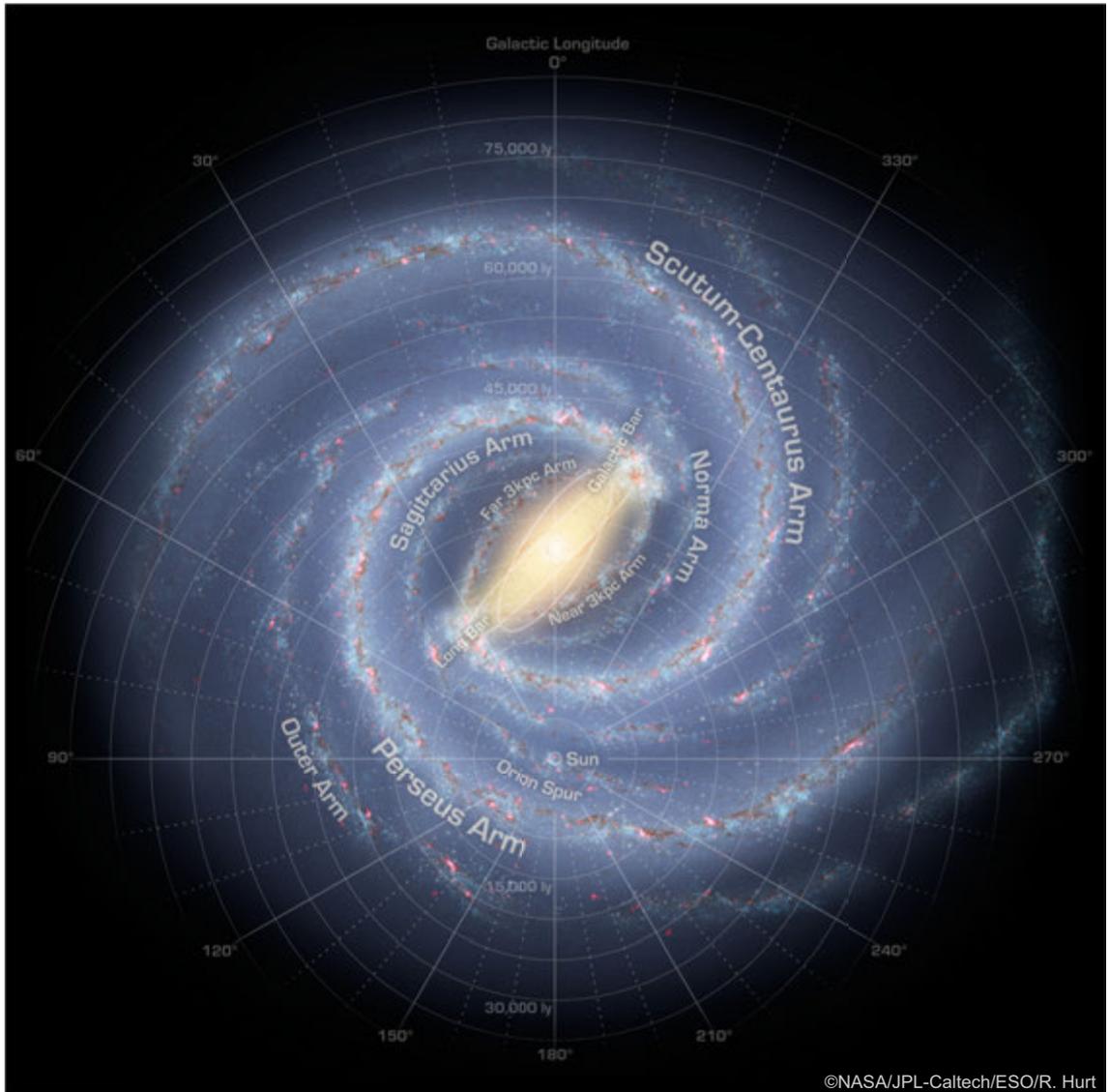


図 1.3: 銀河系の想像図。図中の角度は銀河座標における経度 (銀経) を表す。画像は *Spitzer* 衛星 (Churchwell *et al.* 2009) の Image Gallery (<http://www.spitzer.caltech.edu/images/1923-ssc2008-10a-A-Roadmap-to-the-Milky-Way>) から取得したもの。

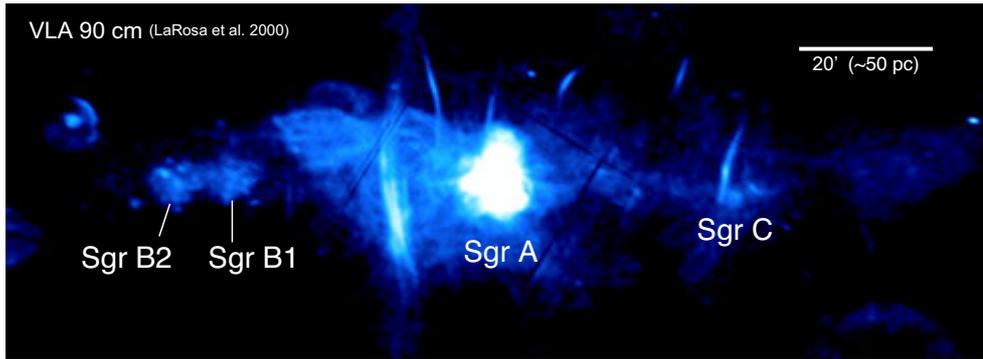


図 1.4: 波長 90 cm の電波連続波で観測された銀河系中心。Kassim らが合成した画像データ (LaRosa *et al.* 2000) を基に作成。中心の白く明るい領域がいて座 A (Sgr A)。

Brown 1974) と minispiral と呼ばれる鉤爪状の構造 (e.g., Lo & Claussen 1983) を含む (図 1.5)。

1.2.2 いて座 A*

Sgr A* は銀河系の中心核として認識されている。Sgr A* はサブミリ波帯での放射が最も卓越しており (e.g., Zylka *et al.* 1992)、ミリ波からサブミリ波帯における Sgr A* の光度は 10^{35} – 10^{36} erg s⁻¹ 程度である。赤外線や X 線域での平常時の光度は 10^{33} erg s⁻¹ 程度と非常に暗く (e.g., Serabyn *et al.* 1997; Baganoff *et al.* 2003)、全光度は 10^{37} erg s⁻¹ 以下である (e.g, Narayan *et al.* 1998)。

ほとんど全ての波長域 (電波から X 線) で Sgr A* は光度変動を示すことが確認されている。cm 波帯での変動の時間スケールは数日から数十日以上であり、変動の大きさは数十%程度である (e.g., Bower *et al.* 2002)。ミリ波およびサブミリ波では、数時間の間に明るさが 2 倍程度増加する光度変動を示す (e.g., Miyazaki *et al.* 2004; Yusef-Zadeh *et al.* 2009)。近赤外線や X 線では、数十分の極めて短い時間スケールで明るさが数十倍以上にもなる激しい光度変動 (フレア) が観測されている (e.g., Genzel *et al.* 2003; Baganoff *et al.* 2001)。このように Sgr A* は、観測波長が短いほど短時間で大きな光度変動を示す傾向にある。また、Sgr A* の光度変動は、それぞれの波長帯ごとに独立に起こるわけではなく、波長間にある程度の相関があることが多波長同時観測により示唆されている (Yusef-Zadeh *et al.* 2009)。高エネルギー側

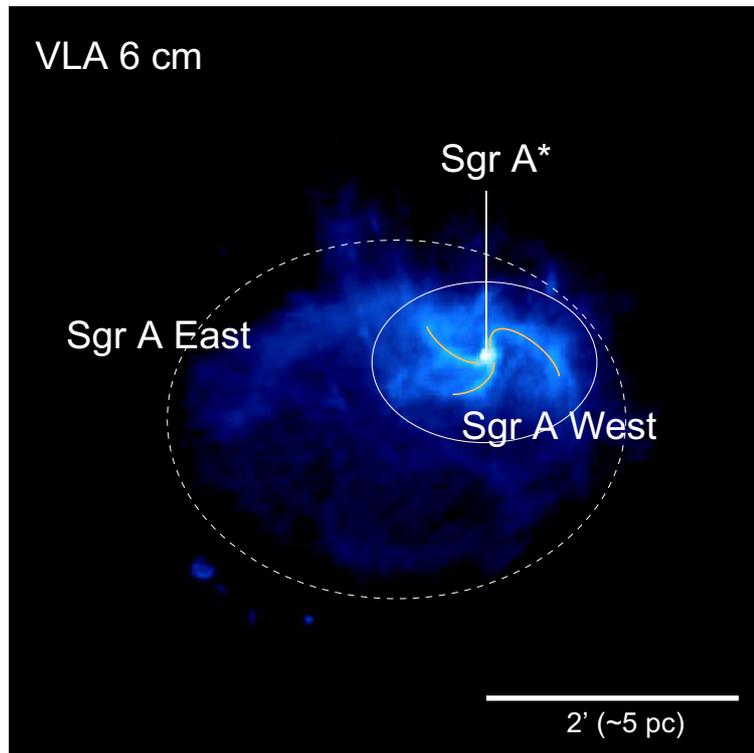


図 1.5: 波長 6 cm の電波連続波で観測された Sgr A。イメージは National Radio Astronomy Observatory (NRAO) VLA Archive Survey (NVAS) の公開データ (<http://archive.nrao.edu/nvas/>) により作成。白破線および白実線で囲まれた領域はそれぞれ Sgr A East および Sgr A West を示す。黄色の実線は minispiral を示す。

の X 線でフレアが起これると、それと同時にもしくは数分遅れて近赤外線域でフレアが起これり、さらに数時間程度遅れて低エネルギー側のサブミリ波やミリ波で変動が起これる様子が確認されている (Eckart *et al.* 2012)。

Sgr A* を中心にその周りを複数の恒星がケプラー運動している様子が観測されており、軌道解析の結果から Sgr A* の質量は $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$ 、太陽系からの距離は ~ 8 kpc と評価されている (e.g., Ghez *et al.* 2008; Gillessen *et al.* 2009)。また、超長基線干渉計 (very long baseline interferometer; VLBI) による Sgr A* の観測から、波長 0.35 cm における放射領域の大きさは $\sim 1 \text{ AU}^{*18}$ と評価されている (Bower *et al.* 2006)。以上の観測事実から、現在では Sgr A* は最も確度の高い SMBH 候補天体であると一般に認識されている。

*¹⁸AU は天文単位と呼ばれる長さの単位。1 AU は地球と太陽の平均距離を表す。1 AU = 1.496×10^{13} cm \simeq 8 光分。

Sgr A* は光度変動を示すものの、強烈な放射を伴う AGN とは対照的に極めて暗い銀河中心核である。現在の Sgr A* は著しく静穏であるが、数百年前は現在よりも $\sim 10^6$ 倍明るく活動的であった可能性が、銀河系中心部の X 線観測から指摘されている (Ryu *et al.* 2013)。また、 γ 線の広域観測から、 $\sim 10^7$ 年前は Sgr A* が AGN のように活動的であった可能性も指摘されている (Su *et al.* 2010)。Sgr A* は太陽系から最も近傍に位置する銀河中心核であり、一般の銀河中心核およびその周辺環境で起こる現象や物理過程を探る上で極めて重要な研究対象である。

1.3 分子輝線

星間空間には様々な分子が存在し、これら分子が雲状に密にまとまったものを分子雲という。分子雲の主成分は水素分子であり、一般的な水素分子個数密度は $n_{\text{H}_2} \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 、温度は $T_k \sim 10 \text{ K}$ と低温である。分子雲中で局所的に特に密度が高くなっている領域 ($n_{\text{H}_2} > 10^4 \text{ cm}^{-3}$) は分子雲コアと呼ばれ、それが自己重力で収縮することで星が作られる。分子雲は星間物質の主構成要素であり、その運動や物理状態および化学組成を調べることは、星形成のみならず、銀河進化や銀河中心核活動など様々な天文現象の理解に繋がる。分子雲は主にミリ波・サブミリ波帯域の分子輝線により観測される^{*19}。

1.3.1 視線速度

一般に天体からの放射は、その天体の運動により、周波数がドップラーシフトして観測される。分子輝線は横軸を周波数の代わりにドップラーシフトから算出された速度を用いて表されることが多い。観測者に対し、視線方向の運動速度 (視線速度) が V_{los} の天体から周波数 f_0 の電磁波が放射された場合、観測周波数 f は

$$f = f_0 \sqrt{\frac{1 - \frac{V_{\text{los}}}{c}}{1 + \frac{V_{\text{los}}}{c}}} \simeq f_0 \left(1 - \frac{V_{\text{los}}}{c}\right) \quad (1.3.1)$$

^{*19}分子雲は低温であり可視光や近赤外線放射は行わないため、同波長域では背景光に対する吸収により暗黒星雲として観測される。また、分子雲は微量な塵粒子を含むため、その熱放射がサブミリ波や遠赤外線域で観測される。

となる。ここで近似は、 $V_{\text{los}} \ll c$ の場合に成り立つ。視線速度は放射源が観測者から遠ざかる方向を正として定義される。すなわち、赤方偏移ならば $V_{\text{los}} > 0$ 、青方偏移ならば $V_{\text{los}} < 0$ である。視線速度 V_{los} は一次近似的には、ドップラーシフトによる静止周波数からのずれ $\Delta f \equiv f_0 - f$ を用いて

$$V_{\text{los}} = c \frac{\Delta f}{f_0} \quad (1.3.2)$$

と表すことができる。遠方の天体に対して、視線と垂直方向の運動を測定することは容易ではないが、分子輝線観測などから視線速度は比較的容易に測定することができる。その視線速度の情報を基に分子雲の運動状態を推測することができる。

1.3.2 回転遷移

一般に、位置 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ にある物体が原点周りに回転運動を行なっている場合、角運動量 \mathbf{L} は

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (1.3.3)$$

で与えられる。ここで $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ は、物体の持つ運動量である。すなわち、

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} yp_z - zp_y \\ zp_x - xp_z \\ xp_y - yp_x \end{pmatrix} \quad (1.3.4)$$

と表される。量子力学において、運動量演算子 $\hat{\mathbf{p}} = (\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z)$ は $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ で表されることから、角運動量演算子 $\hat{\mathbf{L}} = (\hat{L}_x, \hat{L}_y, \hat{L}_z)$ はデカルト座標 (x, y, z) において、

$$\hat{\mathbf{L}} = -i\hbar \begin{pmatrix} y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \\ z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \\ x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \end{pmatrix} \quad (1.3.5)$$

と表される。ここで、 \hbar はプランク定数 h を 2π で割ったもの($\hbar \equiv h/2\pi$)である。この角運動量演算子 $\hat{\mathbf{L}} = (\hat{L}_x, \hat{L}_y, \hat{L}_z)$ を極座標 (r, θ, ϕ) で表せば、

$$\hat{L}_x = i\hbar \left(\sin\phi \frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{\cos\phi}{\tan\theta} \frac{\partial}{\partial\phi} \right) \quad (1.3.6)$$

$$\hat{L}_y = -i\hbar \left(\cos\phi \frac{\partial}{\partial\theta} - \frac{\sin\phi}{\tan\theta} \frac{\partial}{\partial\phi} \right) \quad (1.3.7)$$

$$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial\phi} \quad (1.3.8)$$

となる。これにより、 $\hat{\mathbf{L}}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2$ を計算すると、

$$\hat{\mathbf{L}}^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\phi^2} \right] \quad (1.3.9)$$

となる。 $\hat{\mathbf{L}}^2$ の固有関数は球面調和関数 $Y_l^m(\theta, \phi)$ 、その固有値は $\hbar^2 l(l+1)$ ($l = 0, 1, 2, \dots$)となることが知られている。また、球面調和関数 $Y_l^m(\theta, \phi)$ は \hat{L}_z の固有関数にもなり、その固有値は $\hbar m$ (m は $|m| \leq l$ を満たす整数)である。すなわち、

$$\hat{\mathbf{L}}^2 Y_l^m(\theta, \phi) = \hbar^2 l(l+1) Y_l^m(\theta, \phi) \quad (1.3.10)$$

$$\hat{L}_z Y_l^m(\theta, \phi) = \hbar m Y_l^m(\theta, \phi) \quad (1.3.11)$$

が成り立つ。

回転エネルギーの演算子 \hat{E}_{rot} は、角運動量演算子 $\hat{\mathbf{L}}$ と慣性モーメント I ^{*20}を用いて、

$$\hat{E}_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \frac{\hat{\mathbf{L}}^2}{I} \quad (1.3.12)$$

と表される。したがって、直線分子の回転が剛体回転で近似できるとすれば、その

^{*20}多原子分子の回転エネルギーを考える場合、慣性モーメント I は

$$I = \sum_i m_i r_i^2$$

で与えられる。ここで m_i は分子中の原子 i の質量、 r_i は分子の重心を原点とした場合の原子 i の位置ベクトルである。なお、2原子分子(AB)を考える場合は

$$I = \mu r_{\text{AB}}^2$$

となる。ここで、 μ は $\mu \equiv m_A m_B / (m_A + m_B)$ で定義される換算質量、 r_{AB} は原子間距離である。

回転エネルギーは式 (1.3.10) より、非負整数 J を用いて

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) = hBJ(J+1) \quad (1.3.13)$$

と量子化される^{*21}。ここで、 $B \equiv h/8\pi^2 I$ は回転定数と呼ばれる分子固有の定数である。また、ある $l(= J)$ に対して式 (1.3.10) を満たす球面調和関数 $Y_l^m(\theta, \phi)$ は、異なる m の分だけ $(2J+1)$ 個存在する。したがって、直線分子の場合、それぞれの m に対応する $(2J+1)$ 個の状態は全て同一の回転エネルギーを持つ。すなわち、回転エネルギー E_J は $(2J+1)$ 重に縮退している (統計的重率が $g_J = 2J+1$)。

分子の回転状態 (J) が変化することを回転遷移という。準位 $J+1$ と J 間の回転エネルギーの差は

$$\Delta E = E_{J+1} - E_J = 2hB(J+1) \equiv h\tilde{\nu}_{J+1} \quad (1.3.14)$$

となる。永久双極子モーメントを持つ分子の回転遷移 (許容遷移) の選択律は $\Delta J = \pm 1$ であり、周波数 $\tilde{\nu}_{J+1} = 2B(J+1)$ の電磁波 (光子) を吸収することで準位 J は準位 $J+1$ に励起され、周波数 $\tilde{\nu}_{J+1}$ の光子を自然放出 (自発放射) することで準位 $J+1$ は準位 J に遷移する。単位時間当たりに自然放出が起こる確率はアインシュタインの A 係数と呼ばれ、直線分子の回転遷移 ($J+1 \rightarrow J$) が起こる確率 $A_{J+1,J}$ は、

$$A_{J+1,J} = \frac{64\pi^4 \tilde{\nu}_{J+1}^3}{3hc^3} \frac{J+1}{2J+3} \mu_0^2 \quad (1.3.15)$$

で与えられることが知られている。ここで、 μ_0 は分子の永久双極子モーメントである。表 1.1 に、主な星間分子の回転定数および永久双極子モーメントを示す。

分子の回転準位間のエネルギー差は比較的小さく、低温環境下であっても励起されやすいため、分子雲はよくミリ波・サブミリ波帯域の回転遷移スペクトル線により観測される。分子雲の主成分である水素分子 (H_2) は永久双極子モーメントを持たないため、低温環境下では回転準位は励起されない。したがって、 H_2 は電波帯域に

^{*21}一般に分子は回転が早くなる (J が大きくなる) と、遠心力の影響で原子間距離が伸び慣性モーメントが大きくなる (回転定数 B が小さくなる)。この効果を考慮した回転エネルギーは

$$E_J = hBJ(J+1) - hDJ^2(J+1)^2$$

と表される。ここで D は遠心歪み定数と呼ばれる。 $D \ll B$ であるため、 J が比較的小さい場合は遠心力の効果は無視できる。

表 1.1: 回転定数および双極子モーメント

| 分子 | B [GHz] ^{*a} | μ_0 [deby] ^{*b} |
|--------------------|-------------------------|------------------------------|
| CO | 57.635968 | 0.11 |
| HCN | 44.315975 | 2.98 |
| H ¹³ CN | 43.170137 | 2.98 |
| HCO ⁺ | 44.5944 | 3.89 |
| CS | 24.495562 | 1.96 |
| SiO | 21.711967 | 3.10 |
| SO | 21.52302 | 1.55 |
| HC ₃ N | 4.549058 | 3.72 |

*a 回転定数

*b 永久双極子モーメント

回転遷移線を持たず、分子雲中の H₂ を観測することは困難である。一酸化炭素分子 (CO) は H₂ に次いで星間空間に豊富に存在する分子であり、回転準位は低温環境下で十分に励起されかつ、永久双極子モーメントが小さく A 係数が小さいため、CO の回転遷移線 (CO $J=1-0$, 115.271 GHz) は最も一般的な分子雲トレーサーとしてよく観測される。

1.3.3 臨界密度

分子のエネルギー準位間の遷移は、放射 (自発放射と誘導放射) や吸収のみではなく分子同士の衝突によっても起こる。以下では 2 準位系を考え、衝突により上位準位に遷移する確率を C_{lu} 、下位準位に遷移する確率を C_{ul} とする。また、準位間のエネルギー差を $h\nu_0$ とし、上位準位および下位準位にある分子の個数密度と統計的重率をそれぞれ n_u および n_l 、 g_u および g_l とする。衝突による遷移が支配的で、平衡状態が達せられている場合、

$$n_l C_{lu} = n_u C_{ul} \quad (1.3.16)$$

$$C_{lu} = \frac{g_u}{g_l} C_{ul} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_k}\right) \quad (1.3.17)$$

が成り立つ。ここで、 T_k は系の運動温度である。

分子に入射される放射強度を I_ν と書けば、吸収により上位準位に遷移する確率 R_{lu} はアインシュタインの B 係数を用いて、

$$R_{lu} = B_{lu}I_\nu \quad (1.3.18)$$

と書ける。また、自発放射と誘導放射により下位準位に遷移する確率 R_{ul} は

$$R_{ul} = A_{ul} + B_{ul}I_\nu \quad (1.3.19)$$

と書ける。自発放射、誘導放射、吸収に加え衝突による遷移を考慮して平衡状態が達成されている場合は、

$$n_l(C_{lu} + R_{lu}) = n_u(C_{ul} + R_{ul}) \quad (1.3.20)$$

が成り立つ。したがって

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{C_{lu} + R_{lu}}{C_{ul} + R_{ul}} = \frac{C_{lu} + B_{lu}I_\nu}{C_{ul} + A_{ul} + B_{ul}I_\nu} \quad (1.3.21)$$

となる。アインシュタインの関係式(付録 A.3.8 式および A.3.9 式) と式 (1.3.17) の関係を用いれば

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \frac{C_{ul} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_k}\right) + A_{ul}I_\nu \frac{c^2}{2h\nu_0^3}}{C_{ul} + \left(1 + I_\nu \frac{c^2}{2h\nu_0^3}\right) A_{ul}} \quad (1.3.22)$$

となる。放射強度 I_ν を輝度温度 T_B を用いて表し(付録 A.1.4 参照)、励起温度 T_{ex} (付録 A.3.3 参照)を導入すれば、式 (1.3.22) は

$$\exp\left[-\frac{h\nu_0}{k}\left(\frac{1}{T_{\text{ex}}} - \frac{1}{T_k}\right)\right] = \frac{\frac{C_{ul}}{A_{ul}} + \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_k}\right) / \left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_B}\right) - 1\right]}{\frac{C_{ul}}{A_{ul}} + \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_B}\right) / \left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_B}\right) - 1\right]} \quad (1.3.23)$$

と書くことができる。この式から、 $C_{ul} \gg A_{ul}$ (衝突優勢) の場合は $T_{\text{ex}} \sim T_k$ となり、 $C_{ul} \ll A_{ul}$ (放射優勢) の場合は $T_{\text{ex}} \sim T_B$ となることがわかる。一般には、 $T_B < T_{\text{ex}} < T_k$ の関係がある。

光学的厚みが τ_ν 、励起温度が T_{ex} の分子輝線を観測する場合、その輝度温度 T_B は、

輻射輸送方程式から

$$T_B = T_{\text{bg}}e^{-\tau_\nu} + T_{\text{ex}}(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (1.3.24)$$

で与えられる (付録 A.2 参照)。ここで、 T_{bg} は背景放射の輝度温度である。したがって放射優勢の場合、 $T_{\text{ex}} \sim T_B$ であることから、 $T_B \sim T_{\text{bg}}$ となり、輝線は背景放射に紛れて観測されない。衝突による遷移確率 C_{ul} は、衝突分子の個数密度 n 、分子の熱的速度 v 、衝突断面積 σ を用いて

$$C_{ul} \simeq n \langle \sigma v \rangle \quad (1.3.25)$$

と表される。 C_{ul} は衝突分子の密度 n に依存するため、 $C_{ul} \sim A_{ul}$ となる密度 n_{cr} が

$$n_{\text{cr}} \equiv \frac{A_{ul}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1.3.26)$$

により定義できる。放射優勢 ($C_{ul} \ll A_{ul}$) では分子輝線は観測されないため、分子輝線が観測されるためには $C_{ul} \gtrsim A_{ul}$ が必要である。すなわち、 $n \gtrsim n_{\text{cr}}$ が必要である。したがって、臨界密度 n_{cr} は輝線放射が観測される領域の密度の指標となる。主な回転遷移輝線の臨界密度を表 1.2 に示す。例えば、CO $J=1-0$ 輝線の臨界密度は $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ であり、比較的低密度な分子雲トレーサーである。一方で、同じミリ波帯で観測される HCN $J=1-0$ 輝線 (88.632 GHz) や CS $J=2-1$ 輝線 (97.981 GHz) の臨界密度は $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ であり高密度な分子雲トレーサーとしてよく観測される。このように、様々な分子輝線を観測することで、分子雲の物理状態を推測することができる^{*22}。

1.4 銀河系中心領域の分子雲

1.4.1 中心分子層

銀河系中心核 Sgr A* から 300 pc 以内の領域には大量の分子ガスが集中しており、その領域は中心分子層 (central molecular zone; CMZ) と呼ばれている (Morris & Serabyn 1996)。銀河系円盤部の分子雲の典型的な速度幅は $\Delta V \simeq 3-7 \text{ km s}^{-1}$ 、温

^{*22}分子雲の物理量と観測される輝線強度との具体的な関係は付録 B 参照のこと。

表 1.2: 回転遷移輝線の臨界密度

| 分子 | 遷移 | 周波数 [GHz] | 臨界密度 [cm^{-3}] | トレース領域 |
|------------------|---------|-------------|---------------------------|----------|
| CO | $J=1-0$ | 115.2712018 | $\sim 2 \times 10^3$ | 一般的な分子雲 |
| CO | $J=3-2$ | 345.7959899 | $\sim 3 \times 10^4$ | やや高温・高密度 |
| HCN | $J=1-0$ | 88.6316022 | $\sim 10^6$ | 高密度 |
| HCN | $J=4-3$ | 354.5054773 | $\sim 10^7$ | 高温・高密度 |
| HCO ⁺ | $J=1-0$ | 89.188523 | $\sim 10^5$ | 高密度 |
| CS | $J=2-1$ | 97.9809533 | $\sim 10^5$ | 高密度 |
| SiO | $J=2-1$ | 86.846960 | $\sim 10^5$ | 衝撃波領域 |

度は $T_k \simeq 10\text{--}20$ K、水素分子密度は $n_{\text{H}_2} \simeq 10^2\text{--}10^3 \text{ cm}^{-3}$ であるのに対し、CMZ の分子雲の典型的な速度幅は $\Delta V \gtrsim 20 \text{ km s}^{-1}$ 、温度は $T_k \gtrsim 30$ K、水素分子密度は $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ である (e.g., Morris & Serabyn 1996)。すなわち、CMZ の分子雲は高温・高密度でありかつ激しい乱流状態にある。図 1.6 に CO $J=1-0$ 輝線で観測された CMZ の分子ガス分布を示す。

CMZ の全分子ガス質量は $\sim 5 \times 10^7 M_\odot$ と評価されている (Tsuboi *et al.* 1999; Pierce-Price *et al.* 2000)。CMZ は銀河系全体の分子ガス質量 ($\sim 2 \times 10^9 M_\odot$; Kalberla & Kerp 2009) の数% にも及ぶ分子ガスを含んでいる。一般に、分子ガス質量が大きい領域ほど単位時間当たりに生まれる星質量 (星形成率) も高くなる。分子ガス質量面密度は星形成率面密度のべき乗に比例する傾向があることが知られている (Schmidt 1959; Kennicutt 1998)。CMZ の分子ガス質量から期待される星形成率は $\sim 1 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ であるが (Lada *et al.* 2010)、観測から評価される CMZ 全体の星形成率は $\sim 0.1 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ と 1 桁程度小さい (Longmore *et al.* 2013)。このことから、CMZ 内での星形成は何らかの原因で抑制されていることが示唆され、その物理機構については近年盛んに議論されている (e.g., Kauffmann *et al.* 2017)。

CMZ は主に 4 つの巨大分子雲複合体 (Sgr A 領域、Sgr B 領域、Sgr C 領域、 $l = 1.3^\circ$ 領域) から成る (図 1.6)。Sgr A 領域に含まれる主な分子雲は、M-0.02-0.07、M-0.13-0.08 (図 1.7) および核周円盤 (1.4.2 節参照) であり、これらは中心核活動と密接に関わっている可能性がある (1.4.2 節参照)。Sgr B 領域は Sgr B1 と Sgr B2 に分けられ (図 1.4)、特に Sgr B2 は活発な大質量星形成領域として知られている (e.g., Hüttemeister *et al.* 1993)。Sgr C 領域は、Sgr A 領域に対して Sgr B 領域とは対称の位置にあり、

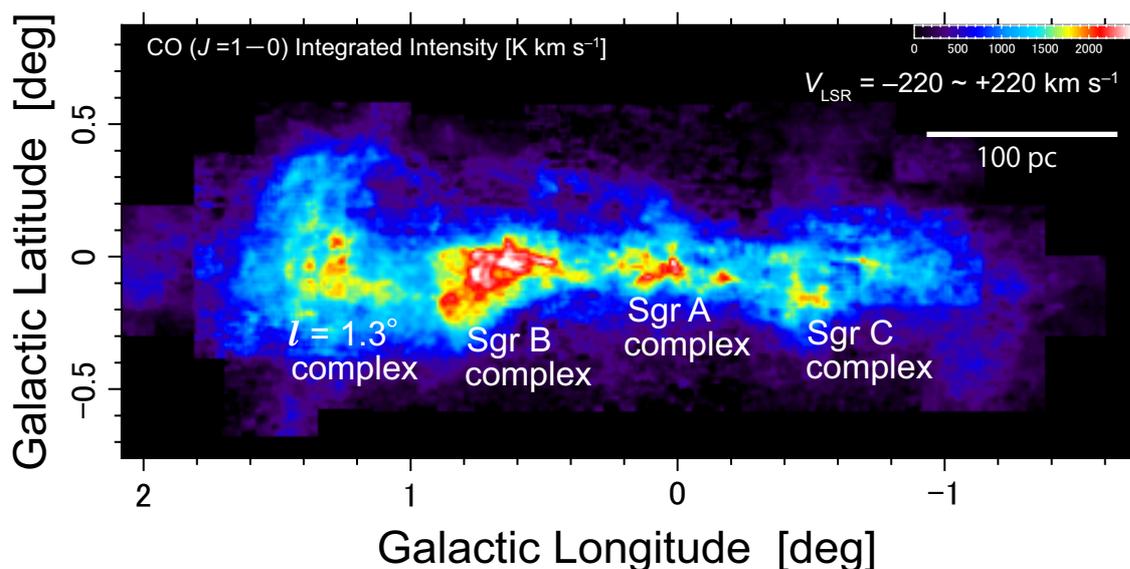


図 1.6: CO $J=1-0$ 輝線で観測された中心分子層 (CMZ)。カースケールは積分強度を示す。岡らによる観測データ (Oka *et al.* 1998) を用いて作成。“complex” は分子雲複合体という意味である。

ここにも星形成領域が付随する (e.g., Liszt & Spiker 1995)。 $l = 1.3^\circ$ 領域には、球殻構造を成し膨張運動を示す分子雲が複数検出されており、 $\sim 10^7$ 年前にここで大質量星団が形成された可能性が指摘されている (Tanaka *et al.* 2007)。CMZ 内の分子ガスの大局的な運動は中心核周りの回転運動が支配的であると考えられているが、その 3次元運動についての統一的な描像は未だ得られていない。Sgr A* を中心とした半径 ~ 120 pc の閉じた円軌道に沿った分子ガスから成る 2つの腕状構造 (Arm I および Arm II) が CMZ に支配的で、Sgr B 領域は Arm I に、Sgr C 分子雲複合体は Arm II に属するという解釈がある (Sofue 1995)。また、 $l = 1.3^\circ$ 領域は Arm II の延長上に位置すると解釈されている (Sawada *et al.* 2004)。これらの位置関係を模式的に表した CMZ の大局的構造を図 1.8 に示す。

1.4.2 銀河系核周円盤

図 1.5 に示したように、銀河系中心核 Sgr A* のすぐ外側には電離ガス minispiral が付随する (e.g., Ekers *et al.* 1983; Lo & Claussen 1983)。そしてそれは核周円盤 (circumnuclear disk; CND) と呼ばれる高温かつ高密度の分子ガスリングに取り囲ま

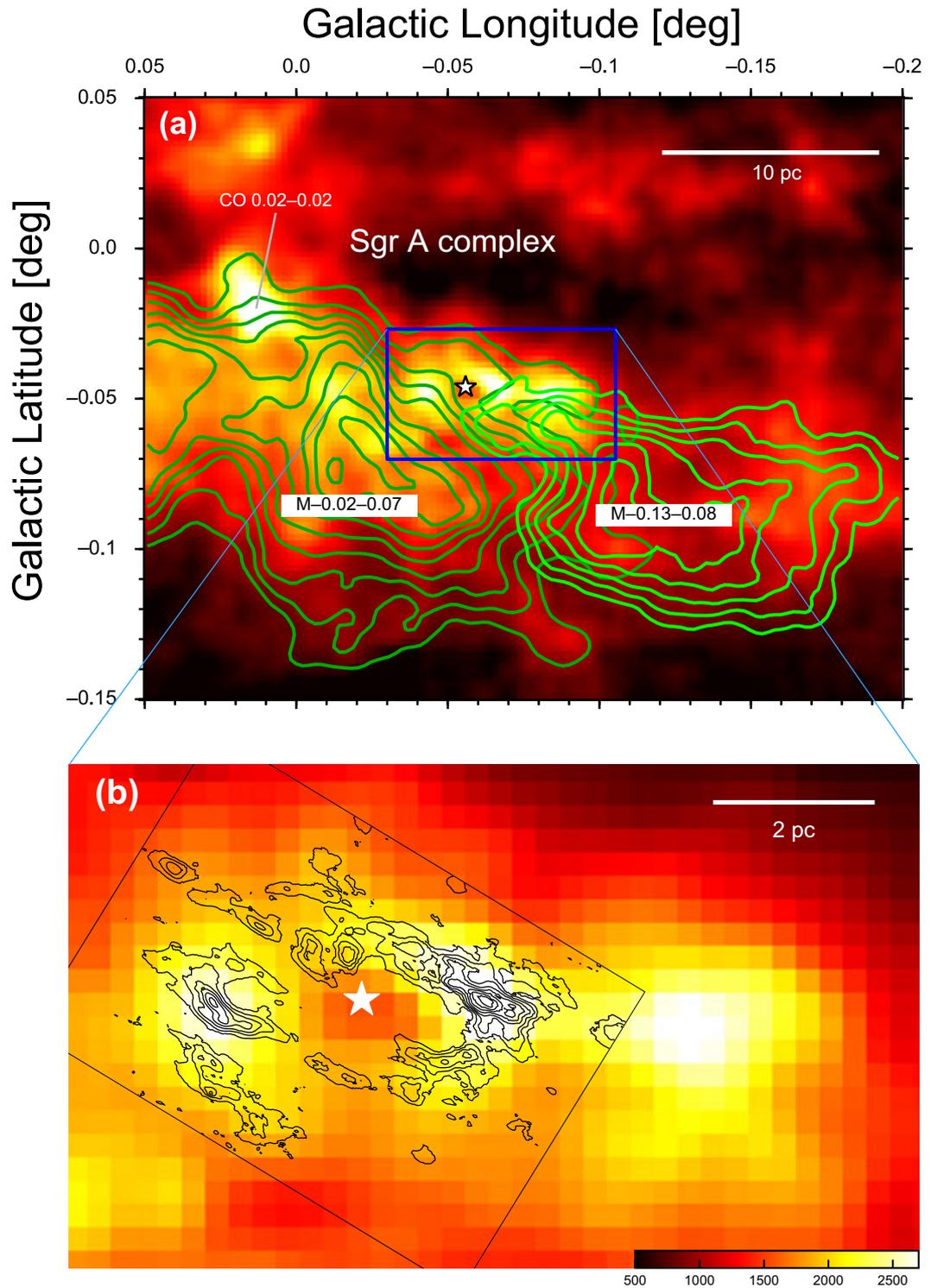


図 1.7: 銀河系中心核近傍の分子雲分布。カースケールは CO $J=3-2$ 輝線の積分強度を示す。緑の等高線はそれぞれ巨大分子雲 M-0.02-0.07 および M-0.13-0.08 の分布を表す。星印は Sgr A* の位置を示す。(a) 中の青線で囲まれた領域に核周円盤 (CND) が分布し、それを拡大したものが (b) である。黒の等高線は干渉計で観測された HCN $J=1-0$ 輝線強度 (Christopher *et al.* 2005) で、2-pc リングの分布を表す。Parsons らによる観測データ (private communication) を用いて作成。

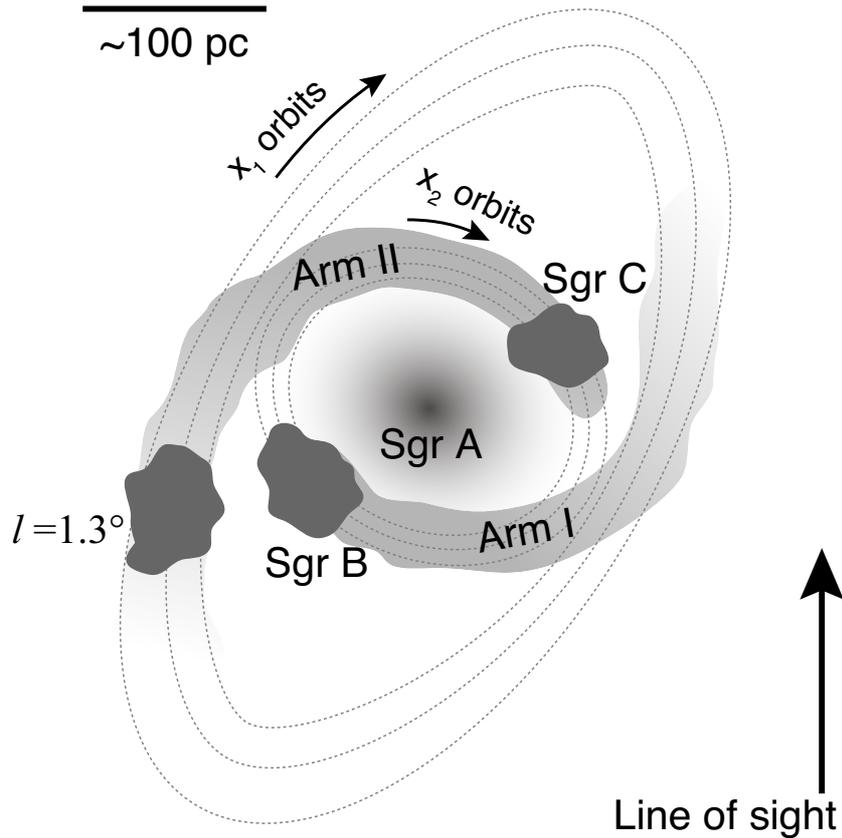


図 1.8: 銀河系北極側から見た中心分子層 (CMZ) における分子ガス分布の模式図。点線は x_1 および x_2 軌道群を表す。祖父江、澤田ら、Binney らの解釈 (Sofue 1995; Sawada *et al.* 2004; Binney *et al.* 1991) に基づき作成。

れている (e.g., Genzel *et al.* 1985)。図 1.7(b) に CO $J=3-2$ 輝線で観測された CND を示す。CND の内半径は約 2 pc であり、全体としては Sgr A* に対して非対称的に銀河面に平行方向に差し渡し 10 pc 程度広がっている (e.g., Serabyn & Güsten 1986)。CND の内側部分は特に高密度で、電波干渉計で観測すると図 1.7(b) に示しように明瞭なリング構造 (2-pc リング) が現れる (e.g., Güsten *et al.* 1987)。2-pc リングは Sgr A* を中心に $\sim 110 \text{ km s}^{-1}$ の速度で回転しており、その回転軸は銀河の回転軸に対して視線方向に $\sim 20^\circ$ 傾いている (Güsten *et al.* 1987; Jackson *et al.* 1993)。2-pc リングの内縁部は minispiral の外縁部に空間的に対応しており (e.g., Christopher *et al.* 2005)、CND から minispiral を介して Sgr A* 近傍に質量供給がなされていると考えられている。すなわち、CND は中心核への質量供給源とされている。

CND は一時的な構造であり、その年齢は $\sim 10^6$ 年以下であると考えられている (e.g., Requena-Torres *et al.* 2012)。その起源は解明されていないが、過去に分子雲が

中心核 SMBH に突入し、その一部が重力により剥ぎ取られることで形成されたとする説がある (Sanders 1998; Wardle & Yusef-Zadeh 2008)。実際に、図 1.7 に示したように、天球面上において CNB には 2 つの巨大分子雲^{*23}(M-0.02-0.07 および M-0.13-0.08) が隣接している (e.g., Güsten *et al.* 1981)。特に M-0.13-0.08 は CNB へ質量供給を行なっている可能性が複数の観測的研究により指摘されているものの (e.g., Coil & Ho 1999)、それらが物理的に接触している証拠は見つかっておらず (Herrnstein & Ho 2005)、どのように周囲から CNB へ質量供給がなされているかは未解明である。CNB の起源やその周囲との物理的関連を正確に把握することは、銀河系中心核への質量供給過程を理解する上で必要不可欠である。

1.4.3 高速度コンパクト雲

岡らは野辺山 45 m 鏡を用いて、CMZ 全体に渡る広範なスペクトル線イメージング観測を実施した (Oka *et al.* 1998)。観測スペクトル線は CO $J=1-0$ 輝線であり、様々な形態の分子雲が明瞭に描き出された (図 1.6)。この観測により、空間的にコンパクト ($d < 10$ pc) であるにもかかわらず極端に広い速度幅 ($\Delta V > 50$ km s⁻¹) を有する特異な分子雲が、CMZ に多数存在することが明らかになった。これら特異分子雲は高速度コンパクト雲 (high-velocity compact cloud; HVCC) と名付けられた。後の Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) 10 m 鏡を用いた CO $J=3-2$ 輝線による CMZ の観測から、いくつかの HVCC は非常に高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比 (> 1.5) を示すことがわかった (Oka *et al.* 2007, 2012; 図 1.9)。このように高い比を示す HVCC は、高温 ($T_k \gtrsim 50$ K) かつ高密度 ($n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^4$ cm⁻³) な分子ガスから成ることが示唆される (Oka *et al.* 2007)。

HVCC の中でも特に大きな速度幅を持ちかつ高い CO 輝線強度比を示す HVCC は、これまで個別に詳細な観測的研究がされてきた (Oka *et al.* 1999, 2001, 2008, 2016, 2017; Tanaka *et al.* 2007, 2014, 2015)。銀河系中心核 Sgr A* から銀河座標系^{*24}で北東へ $\sim 0.08^\circ$ 離れた位置にある HVCC CO 0.02-0.02 (図 1.10) は、HVCC の中でも

^{*23}一般に、大きさが ~ 10 pc 以上で質量が $\sim 10^4 M_\odot$ 以上の分子雲は巨大分子雲と呼ばれる。

^{*24}銀河座標系は、天球面上における天体の位置を表す座標系の一つで、銀河座標系における経度・緯度はそれぞれ銀経 (l)・銀緯 (b) と呼ばれる。銀河系中心 (いて座) 方向に原点をとり、銀河面に沿うように $b = 0^\circ$ が定義される。銀緯正方向を北、銀緯負方向を南、銀経正方向を東、銀経負方向を西と表現する。銀河座標における北極はかみのけ座方向に、南極はちょうこくしつ座方向になるように定義される。

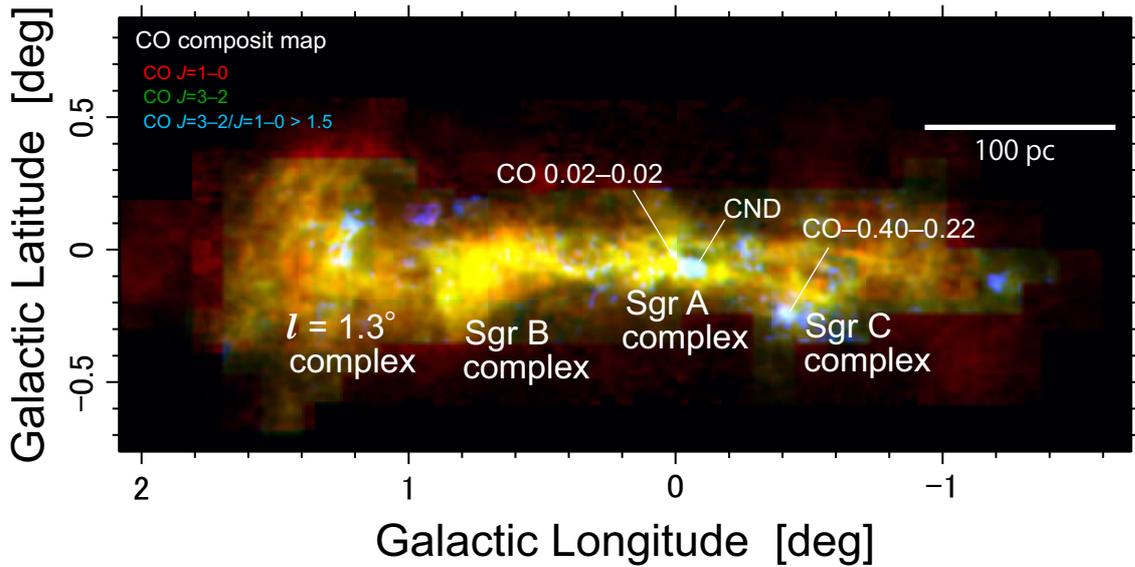


図 1.9: 中心分子層 (CMZ) の CO 輝線 3 色合成図。赤は CO $J=1-0$ 輝線の積分強度、緑は CO $J=3-2$ 輝線の積分強度、青は CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比が 1.5 以上のデータのみで積分した CO $J=3-2$ 輝線強度。すなわち、青白く見える領域は CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比が高い分子ガスが存在することを示す。岡らによる観測データ (Oka *et al.* 1998, 2012) を用いて作成。

特に広い速度幅 ($\Delta V \gtrsim 100 \text{ km s}^{-1}$) と高い CO 輝線強度比を示し (図 1.9)、莫大な運動エネルギー [$E_k \simeq (3-8) \times 10^{51} \text{ erg}$] を有する (Oka *et al.* 1999)。CO 0.02-0.02 の南西部は円弧状に挟り取られたような形をしており、そこには星団の存在を示唆する赤外線点源の集中が見られる [図 1.10(c)]。これら観測事実から、CO 0.02-0.02 は星団中の大質量星が引き起こした超新星爆発によって駆動されたと解釈されている (Oka *et al.* 2008)。

Sgr C 領域の南に位置する HVCC CO-0.40-0.22 (図 1.11) は、CO 0.02-0.02 同様に高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比 (> 1.5) を示す (図 1.9)。しかしながら、CO-0.40-0.22 は他波長域に対応天体を持たず、超新星爆発起源に特徴的な膨張球殻構造も示さない。近年、野辺山 45 m 鏡を用いて詳細なスペクトル線観測を行ったところ、CO-0.40-0.22 の空間-速度構造は、 $10^5 M_\odot$ の点状重力源により重力散乱^{*25}を受けた分子ガスの挙動として説明できることが示された [Oka *et al.* 2016; 図 1.11(c) および (d)]。さらに Atacama Large Millimeter/ submillimeter Array (ALMA) で取得

^{*25}重くコンパクトな重力源の近傍をそれよりも軽い天体が通過する際に、重力により急加速を受け運動が乱される過程のことを重力散乱という。

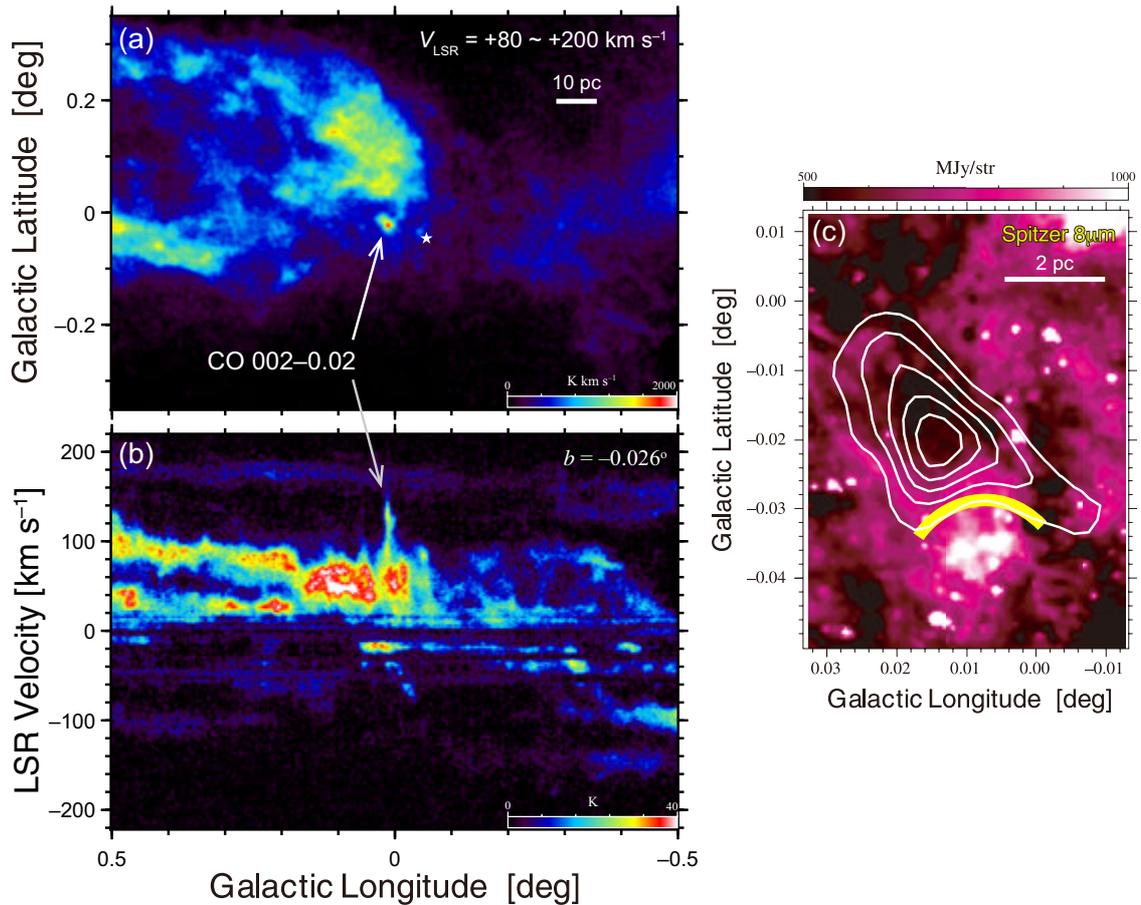


図 1.10: CO 0.02–0.02 の空間分布と銀経–速度図。(a) は Sgr A 領域周辺の CO $J=1-0$ 輝線の積分強度図。星印は Sgr A* の位置を示す。(b) は銀緯 $b = -0.026^\circ$ における CO $J=1-0$ 輝線の銀経–速度図。(c) は *Spitzer* 衛星で観測された $8\ \mu\text{m}$ の赤外線イメージに CO $J=3-2$ 輝線強度 (等高線) を重ねたもの。黄色は円弧状構造 (Oka *et al.* 2008) を示す。松村らおよび Parsons らによる観測データ (private communication) を用いて作成。

された 230 GHz および 266 GHz 帯の連続波データを解析した結果、CO–0.40–0.22 方向に極めてコンパクト ($d \sim 0.04\ \text{pc}$) な点状天体 (CO–0.40–0.22*) を発見した (Oka *et al.* 2017; 図 1.12)。CO–0.40–0.22* の位置に $10^5 M_\odot$ があると仮定すると、ALMA で観測された分子ガスの空間–速度構造も再現することができ、その見かけの大きさと推定される質量からこれは中間質量ブラックホール^{*26} (intermediate-mass black hole; IMBH) である可能性がある (Oka *et al.* 2017)。すなわち HVCC は、これまで未発見の大質量星団や重いブラックホールを検出するための手がかりとなる天体種族である可能性がある。

^{*26}質量が $\sim 10^2-10^5 M_\odot$ のブラックホール。

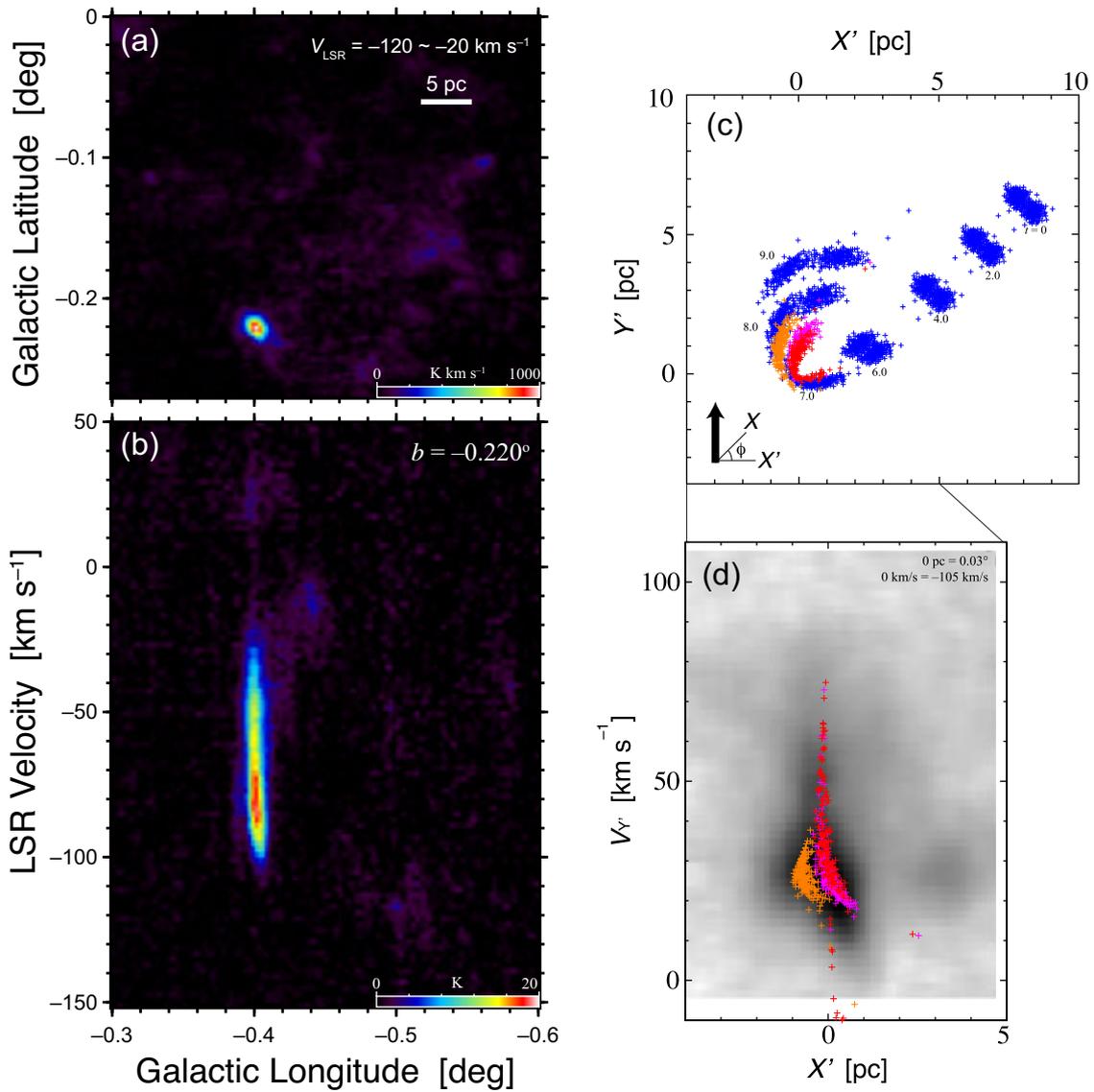


図 1.11: CO 0.40–0.22 の空間分布 (a) と銀経–速度図 (b) および重力散乱モデル (c, d)。 (a) は Sgr C 領域周辺の HCN $J=4-3$ 輝線の積分強度図。 (b) は銀緯 $b = -0.220^\circ$ における HCN $J=4-3$ 輝線の銀経–速度図。 (c) は $(X', Y') = (0 \text{ pc}, 0 \text{ pc})$ に置かれた $10^5 M_\odot$ 近傍を通過する試験粒子の時間進化を表す。時間 t は 10^5 yr 単位で書かれている。矢印は視線方向を示し、 $X'-Y'$ 平面 (軌道面) は銀画面に対して -45° 傾いているものとする。 (d) は時間 $t \simeq 7 \times 10^5 \text{ yr}$ における試験粒子 (赤、橙、マゼンタ) を SiO $J=2-1$ 輝線の位置–速度図 (グレースケール) 上に投影したもの。岡らによる観測データ (Oka *et al.* 2016) を用いて作成。

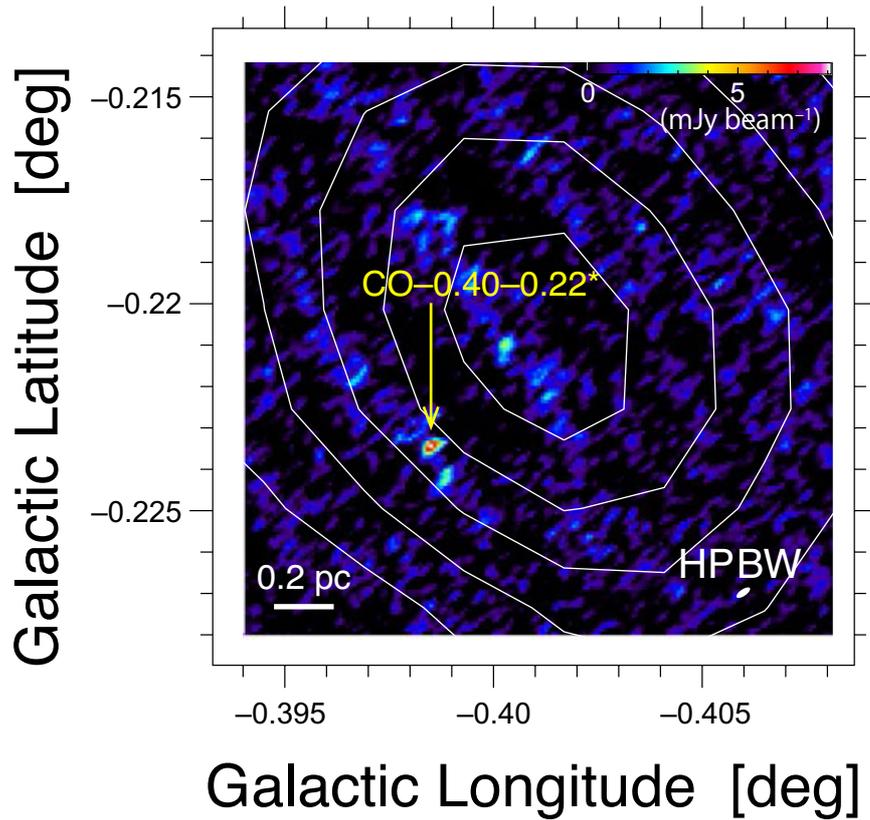


図 1.12: ALMA で取得された CO 0.40–0.22 方向における 266 GHz 電波連続波の高分解能イメージ。等高線は ASTE 10 m 鏡で取得された HCN $J=4-3$ 輝線強度を表す [図 1.11(a) 参照]。岡らによる観測データ (Oka *et al.* 2017) を用いて作成。

1.5 銀河系中心核への質量供給過程

一般に銀河は、その中心核に潜む SMBH に物質が供給されることで、様々な活動性を示すと考えられている (1.1 節参照)。Sgr A* の光度 ($L \sim 10^{36}$ erg s⁻¹) はそのエディントン限界 ($L_{\text{Edd}} \sim 5 \times 10^{44}$ erg s⁻¹) に比べ 8 桁以上も暗い。一方で、明るい AGN からの強烈な放射はエディントン限界に匹敵する場合がある。このような銀河中心核活動の多様性は、SMBH への質量降着率および放射効率が銀河によって大きく異なることに起因するものと推測されるが、それらを支配する物理過程については未解明である。銀河中心核への質量供給は、銀河円盤部から様々な構造を経て階層的に行われると解釈されている (e.g., Shlosman *et al.* 1990)。銀河系もその例外ではなく、空間・波長ともに最も広いダイナミックレンジで観測できる銀河系中心領域は、銀河の質量供給過程の研究に際して最良のターゲットである。

銀河系中心から ~ 3 kpc 以内の領域には無数の恒星が棒状に分布している (図 1.3)。このように分布する恒星が作り出す非軸対称な歪んだ重力ポテンシャルは棒ポテンシャルと呼ばれる。一般に天体は銀河中心周りに回転運動しているため、中心へ物質を輸送するためには軌道角運動量を奪うと同時に力学的エネルギーを減少させる必要がある。角運動量および力学的エネルギーを損失させる過程で、棒ポテンシャルの重要性が指摘されている (e.g., Englmaier & Gerhard 2000)。棒ポテンシャル内における閉軌道は、2種類の軌道群 (x_1 軌道および x_2 軌道) から成る (Contopoulos & Mertzanides 1974)。 x_1 軌道は銀河の棒状構造と平行な長軸を持つ楕円軌道群で、棒状構造を縁取るように比較的外側に位置する。 x_2 軌道は x_1 軌道よりも内側にある楕円軌道群で、その長軸は x_1 軌道の長軸と垂直である。これら入れ子状の軌道群が、銀河系円盤部から中心部への質量供給にとって重要な役割を果たすと考えられている。銀河系円盤部の渦状腕に沿って運動する分子ガスは、棒ポテンシャルに捕捉されると x_1 軌道に沿って運動する。そして軌道間相互作用などの過程を経て x_1 軌道の分子ガスは角運動量および力学的エネルギーを損失し、 x_2 軌道に移る。こうして円盤部から落下してきた分子ガスが中心数百 pc の領域に降り積もり、CMZ を形成していると解釈されている (Binney *et al.* 1991; 図 1.8)。

銀河系中心領域に降り積もった分子ガスは自己重力不安定性により分子雲を多量に作り、それぞれが合体することで巨大分子雲が形成されるというシミュレーション結果がある (Namekata & Habe 2011)。銀河系中心核近傍の巨大分子雲 (M-0.02-0.07 および M-0.13-0.08; 1.4.2 節参照) もこのような過程で形成された可能性がある。さらに M-0.13-0.08 は CND へ質量供給を行なっている可能性が指摘されている (e.g., Coil & Ho 1999)。そして、CND は中心核 Sgr A* へと質量供給を担っていると考えられている。以上のように銀河系中心核への質量供給は、kpc スケールから pc 以下のスケールへと、それぞれ違う空間スケールの構造を経て階層的に行われると解釈されている。しかしながら、この質量供給過程を裏付ける観測的証拠は乏しく、これを確かめることは銀河物理学における重要課題の一つである。

1.6 本研究の目的

1.6.1 目的

大部分の銀河にはその中心核として SMBH が存在すると考えられているが、その形成・成長過程は天文学における重要な未解決問題である。また、中心核 SMBH はそこに供給される物質の重力エネルギーを解放することで様々な活動性を示すが、具体的にどのような過程を経て中心核へ質量供給がなされているかについて、統一的理解は得られていない。これら問題の解決を目指して、CND と HVCC に代表される高速度分子雲について電波望遠鏡を用いた観測的研究を行った。

(1) 核周円盤の観測的研究

最も詳細に空間分解した観測が行える銀河系は、一般の銀河の質量供給過程を調べる上で重要なターゲットである。銀河系中心から数 kpc の距離から中心数百 pc への質量供給は、非軸対称ポテンシャルに起因した角運動量輸送によって理解される (e.g., Binney *et al.* 1991)。一方で、中心核近傍数十 pc 以内における質量供給過程はあまり理解されていない。特に銀河系中心核 Sgr A* 周りを高速回転する分子ガスリングである CND は、中心核活動の燃料貯蔵庫と考えられており、その起源および周囲との物理的関係を正確に把握することは、中心核への質量供給過程を確認する上で不可欠である。そこで本研究では、銀河系の質量供給過程の解明を目的として、CND およびその周囲に注目した。そして、中心核環境の高分解能スペクトル線観測に基づき、具体的にガスがどのようにして角運動量を失い中心核へ運ばれるのかを調べた。

(2) 高速度コンパクト雲の観測的研究

中心核 SMBH の形成過程として、高密度星団中で恒星同士が爆発的に合体し、重力崩壊を経て形成した IMBH が星団に抱かれつつ銀河中心に沈み、更に IMBH 同士が合体することで SMBH が形成される、というシナリオが提案されている (e.g., Ebisuzaki *et al.* 2001)。これを裏付けるには IMBH の存在を確認する必要がある。理論計算によれば、銀河系内にある IMBH の総数は $\sim 10^4$ 個、恒星質量ブラッ

クホールの総数は $\sim 10^8$ – 10^9 個と評価されているが (Caputo *et al.* 2017; Agol & Kamionkowski 2002)、現在銀河系内に点状天体として同定されているブラックホール候補天体のほとんどは恒星質量ブラックホールであり、その数は60個程度にすぎない (Corral-Santana *et al.* 2016)。このことから、大部分のブラックホールは明るい放射を伴わず、暗く非活動的であることが推測される。中心核SMBHの形成過程やブラックホール周囲の物理過程や放射機構を一般的に理解するためには、多数派である孤立した暗いブラックホールを検出することが不可欠がある。このような孤立ブラックホールは、局所的に高速に加速された分子雲、すなわちHVCCを手がかりに発見できる可能性が近年の研究で明らかになってきた (Oka *et al.* 2016, 2017; Yamada *et al.* 2017)。本研究ではこのHVCCという天体種族に着目し、従来の方法では発見されていない孤立ブラックホールを探し出すことを目的とする。

1.6.2 本論文の構成

本論文は、本章を含め全6章で構成される。2章では、電波望遠鏡の基本構成および観測手法について述べる。3章では、CND近傍のスペクトル線観測の結果とその周囲の質量供給過程について得られた示唆について述べる。4章では、孤立ブラックホールと分子雲の相互作用の結果生じた可能性がある小型HVCCの発見を報告する。5章では、HVCCに関する研究の将来展望として、新たなHVCCの発見を報告し、それが中間質量ブラックホールとの重力相互作用により駆動されている可能性について述べる。6章では、本研究の内容および得られた成果を総括する。また、本論文の理解の補助となる説明を付録として記した。なお本論文では、東西南北は銀河座標系における方角を指すこととし、銀河系中心までの距離は $D = 8$ kpc とする。

第2章 電波単一鏡による観測

2.1 電波望遠鏡の基本構成

2.1.1 アンテナ

多くの電波望遠鏡は、主鏡(放物面)と副鏡(双曲面)から成るカセグレン式アンテナを採用している。電波望遠鏡の基本的な構成を図2.1に示す。観測される電波は主鏡で反射し、放物面の焦点へと向かう。副鏡は、その双極面の第一焦点が主鏡の焦点に一致するように置かれる。主鏡で反射した電波は副鏡でさらに反射し第二焦点へ向かい、受信機へと送られる。大型電波望遠鏡では、主鏡の傾きによる自重変形は無視できず、集光力を維持するために自重変形後も主鏡は放物面を保つように設計される^{*1}。自重変形後は焦点位置が変化するため、その変化に応じて副鏡はリアルタイムで制御される。

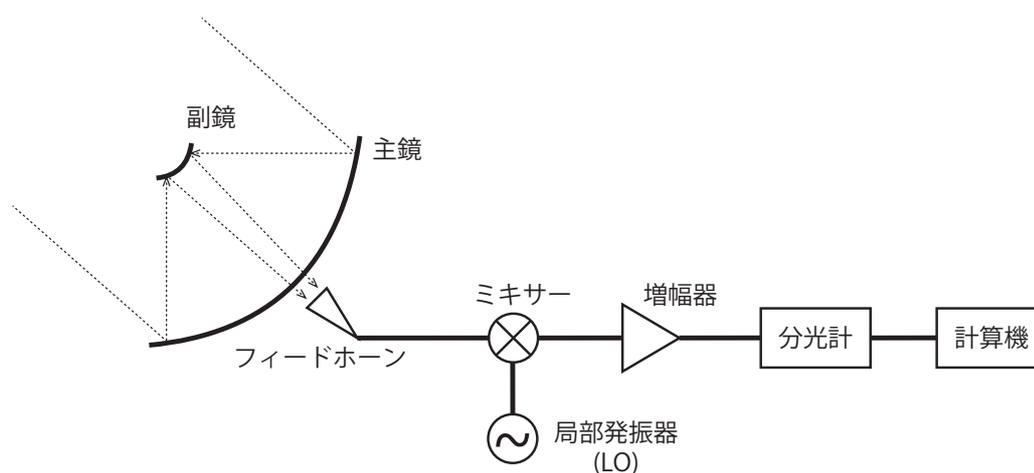


図 2.1: 電波望遠鏡の基本構成の概略図。矢印は電波の進行方向を示す。

^{*1}ホモロガス変形法という。

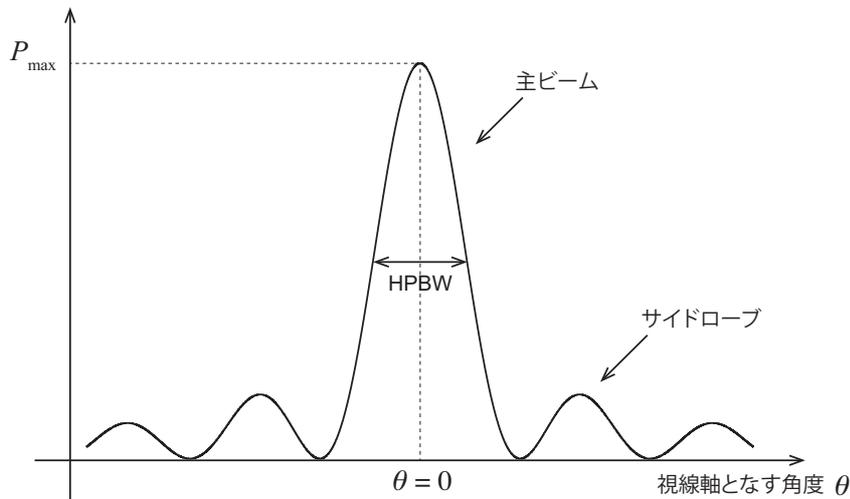


図 2.2: ビームパターンの概形

主鏡開口面に照射された電波は特有の回折パターンを持つ (付録 C.1 参照)。電波望遠鏡が感度を持つ方向は、この回折パターンに応じて決まる。ある方向に電波望遠鏡を向けた場合の受信電力パターン (ビームパターン) を $P(\theta, \phi)$ と書くことにする。ここで θ は仰角、 ϕ は方位角であり、望遠鏡の視線軸を $\theta = 0$ とする。横軸に θ 、縦軸に受信電力 $P(\theta, \phi)$ をとったビームパターンの概形は一般に図 2.2 のようになる。最も感度が高いところ (望遠鏡の視線軸方向) からの受信電力を P_{\max} と書くことにする。ビームパターンのうちで、この P_{\max} を含む感度領域を主ビームといい、その外側の感度領域をサイドローブという (図 2.2)。主ビームはガウス関数で近似されることが多い。望遠鏡の空間分解能 (ビームサイズ $\Delta\theta$) は主ビームの half-power beam width (HPBW) で定義され、それは観測波長 λ とアンテナ直径 D を用いて近似的に

$$\Delta\theta \sim \frac{\lambda}{D} \quad (2.1.1)$$

のように表される (付録 C.1 参照)。

規格化したビームパターン $P_n(\theta, \phi)$ を

$$P_n(\theta, \phi) \equiv \frac{1}{P_{\max}} P(\theta, \phi) \quad (2.1.2)$$

で定義する。全ビーム立体角 Ω_A は、

$$\Omega_A \equiv \iint_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_n(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.1.3)$$

で定義される。同様に、主ビーム立体角 Ω_{MB} は

$$\Omega_{MB} \equiv \iint_{MB} P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.1.4)$$

と定義される。主ビームがガウス関数で近似できるならば、その HPBW ($\Delta\theta$) を用いて、

$$\Omega_{MB} = \frac{\pi}{4 \ln 2} \Delta\theta^2 = 1.133 \Delta\theta^2 \quad (2.1.5)$$

と表すことができる。ビームパターンに占める主ビームの割合が大きいほど (サイドローブが小さいほど)、アンテナとしての性能は良いと言える。アンテナの性能の良さの指標の1つとして、ビーム能率 η_B がある。ビーム能率は

$$\eta_B \equiv \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_A} \quad (2.1.6)$$

で定義される。必ず $\eta_B < 1$ であり、これが大きいほどサイドローブの寄与は少ないということになる。

副鏡で反射した観測電波は導波管を伝わり受信機へと送られる。導波管の開口端を徐々に広げてラッパ状にしたものをフィードホーンという。単に開口させた導波管を設置するだけでは、入射時に反射波が生じ、伝送効率および指向性が損なわれる。電波望遠鏡では、微弱な宇宙電波を効率よく受信機へ伝送するためにフィードホーンが設置される。

2.1.2 受信機

フィードホーンで受けた信号は、まずミキサにて局部発振器 (local oscillator; LO) から発せられた周波数が既知の信号と合成され、扱いやすい低周波に変換され

る*2。その周波数変換された信号は増幅器で増幅される(図2.1)。このような方式の受信機をヘテロダイン受信機という。ミリ波やサブミリ波のような高周波の電波も、ヘテロダインにより高い周波数分解能での分光が可能となる。

(1) ヘテロダイン受信の原理

受信電圧 V_R を

$$V_R = V_{R_0} \cos(\omega_R t + \phi_R) \quad (2.1.7)$$

とし、局部発信器の局部発信電圧 V_{LO} を

$$V_{LO} = V_{LO_0} \cos(\omega_{LO} t + \phi_{LO}) \quad (2.1.8)$$

とする。ミキサーを通過する電力 P_t は

$$\begin{aligned} P_t &\propto [V_R + V_{LO}]^2 = [V_{R_0} \cos(\omega_R t + \phi_R) + V_{LO_0} \cos(\omega_{LO} t + \phi_{LO})]^2 \\ &\propto V_{R_0}^2 \{1 + \cos 2(\omega_R t + \phi_R)\} \\ &\quad + V_{LO_0}^2 \{1 + \cos 2(\omega_{LO} t + \phi_{LO})\} \\ &\quad + 2V_{R_0} V_{LO_0} \cos \{(\omega_R + \omega_{LO})t + (\phi_R + \phi_{LO})\} \\ &\quad + 2V_{R_0} V_{LO_0} \cos \{(\omega_R - \omega_{LO})t + (\phi_R - \phi_{LO})\} \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

と、4つの \cos 波に分解でき、周波数フィルタをかけることで、特定の項を選び出すことができる。例えば、受信電波を低周波数へと変換(ダウンコンバート)する場合は、周波数が $\omega_R - \omega_{LO}$ の項を取り出せばよい。この場合、ダウンコンバート後の電力 P_c は

$$P_c \propto \cos \{(\omega_R - \omega_{LO})t + (\phi_R - \phi_{LO})\} \quad (2.1.10)$$

*2ミリ波やサブミリ波などの高周波の電波は直接増幅できないので、まずミキサーで低周波に変換される(前置ミキサー方式)。ミキサーの手前に低雑音の増幅器を配置する方式もある(前置増幅器方式)。

となる*3。すなわち、周波数 $f_{IF} \equiv |f_R - f_{LO}|$ が取り出される。ここで、 f_{IF} は中間周波数 (intermediate frequency; IF) と呼ばれる。

ヘテロダイン受信では、周波数が

$$f_R = f_{LO} \pm f_{IF} \quad (2.1.11)$$

の電波を取得することができる。つまり、局部発信周波数 f_{LO} から両側に f_{IF} だけ離れた2つの周波数帯域 (サイドバンド) に感度を持つことになる。 $f_{LO} + f_{IF}$ 帯域は upper side band (USB)、 $f_{LO} - f_{IF}$ 帯域は lower side band (LSB) と呼ばれる。2つのサイドバンド (USB と LSB) を分離せずに受信する方式を double side band (DSB) 方式といい、USB か LSB のどちらかのみを受信する方式を single side band (SSB) 方式という。また、USB と LSB を分離しかつどちらも受信する方式を two side band (2SB) 方式という。

(2) SIS ミキサー

微弱な宇宙電波を捉えるためには、受信機の熱雑音 (受信機雑音温度 T_{rx}) を可能な限り減らす必要がある。受信機は、ミキサーや低雑音増幅器など複数の回路素子を接続して構成される。素子 i で発生する雑音温度を T_i 、ゲイン (入力電力と出力電力の比) を G_i とすると、受信機雑音温度 T_{rx} は

$$T_{rx} = T_1 + \frac{1}{G_1}T_2 + \frac{1}{G_1G_2}T_3 + \dots + \frac{1}{G_1G_2\dots G_{n-1}}T_n \quad (2.1.12)$$

と表される。ミリ波・サブミリ波観測用の受信機では、初段 ($i = 1$) にミキサーを配置し、その後 ($i \geq 2$) に増幅器を配置する。増幅器のゲインは $G \gg 1$ であるため、式 (2.1.12) より、受信機後段の素子の熱雑音は受信機雑音にはほとんど寄与しない。したがって、受信機初段に配置するミキサーの低雑音化が重要となる。

このような低雑音ミキサーとして、SIS (Superconductor-Insulator-Superconductor) ミキサーが広く使用されている。2つの超伝導体の電極で厚さ数 nm 以下の薄い絶縁膜を挟むような接合を SIS 接合という。超伝導電極としてはニオブ (Nb) ベースのものをを用いるのが主流であり、通常 SIS ミキサーは 4 K 程度にまで冷却される。図

*3局部発信電圧が既知のものであるため、 ω_R だけでなく、位相 ϕ_R に関する情報も保たれている。

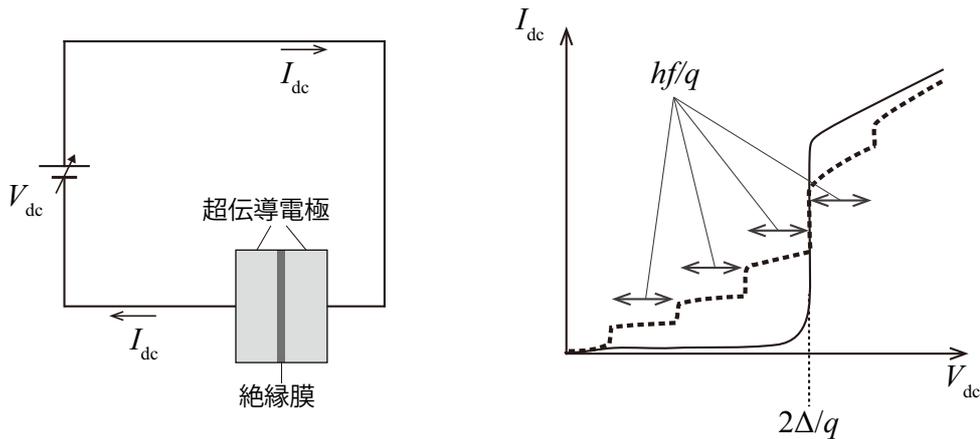


図 2.3: SIS 接合素子の構造 (左) とその電流-電圧 (I_{dc} - V_{dc}) 特性 (右)。実線は電波照射が無い場合、破線は電波照射 (周波数 f) がある場合を示す。

2.3 に SIS 接合素子の構造とその電流-電圧 (I_{dc} - V_{dc}) 特性を示す。SIS 接合素子では、超伝導電極間に $V_g > 2\Delta/q$ の電位差が生じると、量子力学的トンネル効果により電流 (トンネル電流) が流れる。ここで、 2Δ は超伝導体のエネルギーギャップ (Nb の場合は $2\Delta \sim 3$ meV)、 q は素電荷である。この SIS 接合素子に局部発信機 (LO) から周波数 f_{LO} の電波を照射すると、 I_{dc} - V_{dc} 特性は図 2.3 の破線のように変化することが知られている。電波照射により階段状に増加したトンネル電流は photon-assisted tunneling (PAT) 電流と呼ばれる。LO に加え、SIS 接合素子に LO 周波数に近い周波数の電波 ($f_{RF} \sim f_{LO}$) が入射した場合、PAT 電流は周波数 $|f_{LO} - f_{RF}| \equiv f_{IF}$ で振動する交流成分を持つようになる。この f_{IF} 付近以外の周波数成分をフィルタリングすることで、ダウンコンバートされた IF 出力が取り出される。

2.1.3 分光計

ミキサーで周波数変換され増幅器で増幅された信号 (IF 出力) は、電圧 $V(t)$ として分光計へと送られる (図 2.1)。この時間の関数 $V(t)$ をフーリエ変換することでスペクトルが得られる。計算機の処理能力の向上に伴い、近年では多くの電波望遠鏡でデジタル分光計が使用されている。デジタル分光計では、アナログ信号である IF 出力は A/D 変換器によりデジタルサンプリングされ、計算機により演算処理される。

$V(t)$ をフーリエ変換^{*4}すると

$$\hat{V}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} V(t) \exp(-2\pi i \nu t) dt \quad (2.1.13)$$

と周波数スペクトルが得られる。これの2乗がパワースペクトル (周波数 ν から $\nu+d\nu$ における受信電力) である。このように、電圧信号をまずフーリエ変換し、その2乗をとることでスペクトルを得る分光計をフーリエ変換型 (FX 型) 分光計という。

別の分光方法として、自己相関関数を用いる場合がある。関数 $V(t)$ の自己相関関数 $C(\tau)$ は

$$C(\tau) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} V(t) V(t + \tau) dt \quad (2.1.14)$$

のように定義される。ここで、 $V(t + \tau)$ は $\hat{V}(\nu)$ の逆フーリエ変換

$$V(t + \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{V}(\nu) \exp\{2\pi i \nu(t + \tau)\} d\nu \quad (2.1.15)$$

なので、

$$\begin{aligned} C(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} V(t) \left[\int_{-\infty}^{\infty} \hat{V}(\nu) \exp\{2\pi i \nu(t + \tau)\} d\nu \right] dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{V}(\nu) \exp(2\pi i \nu \tau) \left[\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} V(t) \exp(2\pi i \nu t) dt \right] d\nu \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\hat{V}(\nu) \hat{V}^*(\nu)}{T} \right] \exp(2\pi i \nu \tau) d\nu \end{aligned} \quad (2.1.16)$$

となる。ここで

$$P(\nu) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\hat{V}(\nu) \hat{V}^*(\nu)}{T} \quad (2.1.17)$$

はパワースペクトルである。したがって自己相関関数 $C(\tau)$ とパワースペクトル $P(\nu)$ は

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\nu) \exp(2\pi i \nu \tau) d\nu \quad (2.1.18)$$

^{*4}デジタル分光計におけるフーリエ変換では、高速フーリエ変換 (fast Fourier transform; FFT) アルゴリズムが用いられる。

$$P(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau) \exp(-2\pi i\nu\tau) d\tau \quad (2.1.19)$$

のようにフーリエ変換で結ばれる*5。このように、受信電圧の自己相関関数を計算し、それをフーリエ変換することでスペクトルを得る分光計を自己相関型 (XF 型) 分光計という。

2.2 電波望遠鏡の観測量

輝度 I_ν を温度の次元で表したものが輝度温度 T_B であり、

$$T_B \equiv \frac{h\nu}{k} \left\{ \ln \left(1 + \frac{2h\nu^3}{c^2 I_\nu} \right) \right\}^{-1}$$

で定義される (A.1.4 節参照)。ここで、

$$T_R \equiv \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu \quad (2.2.1)$$

で定義される温度 T_R を導入する。これを放射温度と呼ぶことにする。放射温度は、Rayleigh-Jeans 領域 (A.1.4 節参照) においては、輝度温度 T_B に一致する ($T_R = T_B$)。 T_R と T_B との間には

$$T_R = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(h\nu/kT_B) - 1} \quad (2.2.2)$$

の関係がある。

2.2.1 アンテナ温度

天球面上における輝度分布を $I_\nu(\theta, \phi)$ とすれば、アンテナを (θ_0, ϕ_0) 方向に向けた時の周波数 ν から $\nu + d\nu$ における受信パワー $p_\nu(\theta_0, \phi_0)$ は、

$$\begin{aligned} p_\nu(\theta_0, \phi_0) &= \frac{1}{2} A_e \iint_{4\pi} I_\nu(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) d\Omega \\ &= \frac{k}{\lambda^2} A_e \iint_{4\pi} T_R(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) d\Omega \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

*5これを Wiener-Khintchine の定理という。

と表される。ここで A_e は、実際に受信に寄与しているアンテナの有効面積 (有効開口面積) である (付録 C.3 参照)。また、最初にかかっている $1/2$ は、片偏波のみを受信することに起因する^{*6}。一般に、有効開口面積 A_e と全ビーム立体角 Ω_A と受信波長 λ の間には、

$$A_e \Omega_A = \lambda^2 \quad (2.2.4)$$

の関係式が成り立つことが知られており (付録 C.3 参照)、これを用いれば、

$$p_\nu(\theta_0, \phi_0) = \frac{k}{\Omega_A} \iint_{4\pi} T_R(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) d\Omega \quad (2.2.5)$$

となる。この周波数 ν から $\nu + d\nu$ における受信パワーを温度の次元で表したものとして、アンテナ温度 T_A が定義される。すなわち、アンテナ温度 T_A は

$$T_A \equiv \frac{p_\nu}{k} \quad (2.2.6)$$

と定義される。ナイキストの定理から、アンテナ温度は、周波数 ν から $\nu + d\nu$ における受信電力と同量の熱雑音を発生させるのに必要な温度と言える (付録 C.2.2 参照)。アンテナをある方向 (θ_0, ϕ_0) に向けた時のアンテナ温度 T_A は

$$\begin{aligned} T_A(\theta_0, \phi_0) &= \frac{1}{\Omega_A} \iint_S T_R(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) d\Omega \\ &= \frac{\iint_S T_R(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) d\Omega}{\iint_{4\pi} P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) d\Omega} \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

と表される。ここで積分範囲 S は放射源の分布を表す。一般に、電波望遠鏡で測定されるアンテナ温度は、天体からの輻射に加え、地球大気からの輻射、アンテナ周囲の地面などからの輻射、受信機そのものに発生するノイズ等さまざまな成分が入り混じるため校正する必要がある。

^{*6}これは観測電波が偏光していないとした場合であり、偏光している場合はこの定義では不十分である。また、ヘテロダイン受信ではなくボロメーターなどで光子として受信する場合は両偏波共に受信することに相当するため $1/2$ はかからない。

2.2.2 主ビーム温度

地球大気の影響を受けずに、 (θ_0, ϕ_0) の方向にある天体 (立体角 Ω_s) が観測される場合を考える。天体の放射温度を $T_R(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0)$ とし、観測されるアンテナ温度 (大気補正済アンテナ温度) を $T'_A(\theta, \phi)$ とする。ここで、ビーム能率 $\eta_B = \Omega_{MB}/\Omega_A$ (式 2.1.6) を用いて、主ビーム温度

$$T_{MB} \equiv \frac{T'_A}{\eta_B} \quad (2.2.8)$$

を定義しておく。また、Downes (1989) の表記に従い、forward efficiency と呼ばれる量 F_{eff} を

$$F_{\text{eff}} \equiv \frac{\iint_{2\pi} P_n d\Omega}{\iint_{4\pi} P_n d\Omega} = \frac{\Omega_{2\pi}}{\Omega_A} \quad (2.2.9)$$

のように定義しておく。これはビームがどの程度前面に集中しているかを示す量である。なお、Downes (1989) ではビーム能率 η_B は B_{eff} と書かれている。すなわち、

$$B_{\text{eff}} \equiv \frac{\iint_{MB} P_n d\Omega}{\iint_{4\pi} P_n d\Omega} = \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_A} \quad (2.2.10)$$

である。この表記に従うならば、主ビーム温度は

$$T_{MB} \equiv \frac{T'_A}{B_{\text{eff}}} \quad (2.2.11)$$

と書かれる。

単一鏡観測での直接の測定量となるアンテナ温度 T_A^* は

$$T_A^* \equiv \frac{T'_A}{F_{\text{eff}}} = \frac{B_{\text{eff}}}{F_{\text{eff}}} T_{MB} \quad (2.2.12)$$

で定義される。この T_A^* は一般に補正済アンテナ温度 (corrected antenna temperature) と呼ばれる*7。また、主ビーム能率 η_{MB} を

$$\eta_{MB} \equiv \frac{B_{\text{eff}}}{F_{\text{eff}}} = \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_{2\pi}} \quad (2.2.13)$$

*7Downes (1989) では、forward beam brightness temperature と呼ばれる。

で定義する。主ビーム温度 T_{MB} とアンテナ温度 T'_A および T_A^* は

$$T_{MB} = \frac{T'_A}{\eta_B} = \frac{T_A^*}{\eta_{MB}} \quad (2.2.14)$$

の関係にある。

アンテナ温度は天体の放射温度とビームパターンとの畳み込みで与えられるため、実際の天体の放射温度をアンテナ温度から正確に求めるのは困難である。観測天体 (立体角 Ω_s) の放射温度 T_R がビーム内で一定であるとする、観測されるアンテナ温度 T'_A は

$$\begin{aligned} T'_A &= \frac{1}{\Omega_A} \iint_S T_R(\theta, \phi) P_n(\theta, \phi) d\Omega \\ &= \frac{\Omega_s}{\Omega_A} T_R = \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_A} \frac{\Omega_s}{\Omega_{MB}} T_R = \eta_B f_{\text{beam}} T_R \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

となる。ここで、

$$f_{\text{beam}} \equiv \frac{\Omega_s}{\Omega_{MB}} \quad (2.2.16)$$

は beam filling factor と呼ばれる。したがって、主ビーム温度 T_{MB} は

$$T_{MB} = f_{\text{beam}} T_R \quad (2.2.17)$$

となる。もし、天体の大きさ Ω_s と主ビーム立体角 Ω_{MB} が同程度ならば、 $T_{MB} \simeq T_R$ となり、主ビーム温度 T_{MB} は天体の放射温度 T_R に概ね等しくなる。

2.2.3 強度較正法

地上の望遠鏡で天体観測をする限り、大気や周囲の建物や地面などの放射・吸収の影響は無視できないため、これらの影響を較正しなければならない。今日、電波単一鏡で標準的に行われている強度較正法は chopper-wheel 法 (Kutner & Ulich 1981) と呼ばれる方法である。ここではその原理について説明する。

望遠鏡が電波を受信したときの出力電圧は電波強度 (放射温度) に比例するものとし、その比例定数 (ゲイン) を G と書くことにする。観測時の出力電圧には、天体からの放射 (が大気吸収を受けたもの) だけでなく、大気からの放射、地面からの放射、

宇宙背景放射 (が大気吸収を受けたもの)、受信機雑音などが含まれる^{*8}。強度較正を chopper-wheel 法で行う場合は、天体 (ON 点)・天体からの放射が無い領域 (OFF 点)・電波吸収体の 3 点について電波強度を測定する必要がある。ON 点、OFF 点観測時の出力 V_{ON} 、 V_{OFF} はそれぞれ

$$V_{\text{ON}} = G (F_{\text{eff}} T_{\text{A},s} e^{-\tau_{\text{air}}} + T_{\text{sky}}) + V_{\text{rx}} \quad (2.2.18)$$

$$V_{\text{OFF}} = G (F_{\text{eff}} T_{\text{A},\text{bg}} e^{-\tau_{\text{air}}} + T_{\text{sky}}) + V_{\text{rx}} \quad (2.2.19)$$

と表すことができる。ここで、 $F_{\text{eff}} T_{\text{A},s}$ は大気吸収を受ける前に測定されるべきアンテナ温度 (T_{R}') で、 T_{sky} は大気と地面からの放射温度、 $T_{\text{A},\text{bg}}$ は宇宙背景放射のアンテナ温度、 V_{rx} は受信機雑音である。 $F_{\text{eff}} \equiv \Omega_{2\pi} / \Omega_{4\pi}$ は forward efficiency、 τ_{air} は大気の光学的厚みである。平行平板大気を仮定するならば、天頂角での光学的厚みを τ_0 として、

$$\tau_{\text{air}} = \tau_0 \sec Z \quad (2.2.20)$$

と表すことができる。ここで、 Z は望遠鏡の仰角である。大気の放射温度を T_{atm} 、地面の放射温度を T_{gr} とすれば、 T_{sky} は

$$T_{\text{sky}} = F_{\text{eff}} (1 - e^{-\tau_{\text{air}}}) T_{\text{atm}} + (1 - F_{\text{eff}}) T_{\text{gr}} \quad (2.2.21)$$

と表すことができる。また、電波吸収体観測時の出力を V_{hot} とすると、

$$V_{\text{hot}} = G T_{\text{hot}} + V_{\text{rx}} \quad (2.2.22)$$

と表すことができる。ここで、 T_{hot} は電波吸収体の放射温度である。

ON 点と OFF 点の出力の差 $V_{\text{ON}} - V_{\text{OFF}}$ は

$$V_{\text{ON}} - V_{\text{OFF}} = G F_{\text{eff}} (T_{\text{A},s} - T_{\text{A},\text{bg}}) e^{-\tau_{\text{air}}} \equiv \Delta V_{\text{sig}} \quad (2.2.23)$$

^{*8}厳密には他にも装置由来の雑音加わるが、それらは受信機雑音に組み込めるものとする。

と計算でき、 $V_{\text{hot}} - V_{\text{OFF}}$ は、

$$\begin{aligned}
V_{\text{hot}} - V_{\text{OFF}} &= G (T_{\text{hot}} - T_{\text{sky}} - F_{\text{eff}} T_{\text{A,bg}} e^{-\tau_{\text{air}}}) \\
&= G \{ T_{\text{hot}} - F_{\text{eff}} (1 - e^{-\tau_{\text{air}}}) T_{\text{atm}} - (1 - F_{\text{eff}}) T_{\text{gr}} - F_{\text{eff}} T_{\text{A,bg}} e^{-\tau_{\text{air}}} \} \\
&= G \{ (T_{\text{hot}} - T_{\text{gr}}) - F_{\text{eff}} (T_{\text{atm}} - T_{\text{gr}}) + F_{\text{eff}} e^{-\tau_{\text{air}}} (T_{\text{atm}} - T_{\text{A,bg}}) \} \\
&\equiv \Delta V_{\text{cal}} \tag{2.2.24}
\end{aligned}$$

となる。電波吸収体、大気、地面の温度が同程度と仮定し $T_{\text{hot}} = T_{\text{atm}} = T_{\text{gr}} \equiv T_{\text{amb}}$ とする。また、 $T_{\text{atm}} \gg T_{\text{A,bg}}$ であることから、 $(T_{\text{atm}} - T_{\text{A,bg}}) \simeq T_{\text{amb}}$ と近似する。すると $V_{\text{hot}} - V_{\text{OFF}}$ (ΔV_{cal}) は

$$\Delta V_{\text{cal}} \simeq G F_{\text{eff}} e^{-\tau_{\text{air}}} T_{\text{amb}} \tag{2.2.25}$$

と表される。以上の仮定の下で、 $\Delta V_{\text{sig}}/\Delta V_{\text{cal}}$ を計算すれば、

$$\frac{\Delta V_{\text{sig}}}{\Delta V_{\text{cal}}} \simeq \frac{T_{\text{A,s}} - T_{\text{A,bg}}}{T_{\text{amb}}} \tag{2.2.26}$$

を得る。したがって、

$$T_{\text{A,s}} - T_{\text{A,bg}} \simeq \frac{\Delta V_{\text{sig}}}{\Delta V_{\text{cal}}} T_{\text{amb}} \equiv T_{\text{A}}^* \tag{2.2.27}$$

となる。ここで定義した T_{A}^* が chopper-wheel 法での直接的な観測量、すなわち補正済アンテナ温度である。つまり、ON 点と OFF 点の信号差 ΔV_{sig} と OFF 点と吸収体の信号差 ΔV_{cal} との比を取り、それに周囲の温度 T_{amb} をかければ、大気の光学的厚さ τ_{air} に関係なく補正済アンテナ温度 T_{A}^* を求めることができる。

ここで、 $T_{\text{A,s}}$ 、 $T_{\text{A,bg}}$ 、 T_{amb} が何を表す量であったかを整理しておく。まず T_{amb} だが、これは $T_{\text{hot}} = T_{\text{atm}} = T_{\text{gr}} \equiv T_{\text{amb}}$ と仮定した時の放射温度である。電波吸収体、大気、地面に対しては、Rayleigh-Jeans 近似が成り立ちかつ黒体とみなせるので、放射温度はそのまま放射源の温度と考えることができる。 $F_{\text{eff}} T_{\text{A,s}}$ は、望遠鏡を天体方向に向けた時に測定される大気吸収補正済アンテナ温度である。同様に、 $F_{\text{eff}} T_{\text{A,bg}}$ は、宇宙背景放射の大気吸収補正済アンテナ温度である。ここで F_{eff} がかかっているのは、宇宙電波を捉えることができるのは望遠鏡の前面だけだからである。天体および宇宙背景放射の放射温度をそれぞれ T_{R} および T_{bg} として、 $F_{\text{eff}} T_{\text{A,s}}$ および $F_{\text{eff}} T_{\text{A,bg}}$

をアンテナ温度の定義に従って書くと、

$$F_{\text{eff}} T_{A,s} = \frac{1}{\Omega_A} \left(\iint_S T_R P_n d\Omega + \iint_{2\pi-S} T_{\text{bg}} P_n d\Omega \right) \quad (2.2.28)$$

$$F_{\text{eff}} T_{A,\text{bg}} = \frac{1}{\Omega_A} \iint_{2\pi} T_{\text{bg}} P_n d\Omega \quad (2.2.29)$$

となる。ここで積分範囲の S は天体の分布範囲で、 $\iint_{2\pi-S}$ の項が加わるのはサイドローブが宇宙背景放射を受信してしまうことを考慮しているからである。したがって、 $T_{A,s} - T_{A,\text{bg}}$ は

$$T_{A,s} - T_{A,\text{bg}} = \frac{1}{F_{\text{eff}} \Omega_A} \iint_S (T_R - T_{\text{bg}}) P_n d\Omega \quad (2.2.30)$$

と表される。天体の輝度が一様であるとすれば、

$$\begin{aligned} T_{A,s} - T_{A,\text{bg}} &= \frac{\Omega_s}{F_{\text{eff}} \Omega_A} (T_R - T_{\text{bg}}) \\ &= \frac{\Omega_{\text{MB}}}{F_{\text{eff}} \Omega_A} \frac{\Omega_s}{\Omega_{\text{MB}}} (T_R - T_{\text{bg}}) \\ &= \frac{B_{\text{eff}}}{F_{\text{eff}}} f_{\text{beam}} (T_R - T_{\text{bg}}) \\ &= \eta_{\text{MB}} f_{\text{beam}} (T_R - T_{\text{bg}}) = T_A^* \end{aligned} \quad (2.2.31)$$

となる。以上より、式 (2.2.14) から

$$T_{\text{MB}} = f_{\text{beam}} (T_R - T_{\text{bg}}) \quad (2.2.32)$$

と表すことができる。輻射輸送方程式の解 (式 A.2.26) より、

$$T_R = T_{\text{bg}} e^{-\tau_\nu} + \frac{c^2}{2k\nu^2} \mathcal{S}_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.2.33)$$

が成り立つ。ここで、 τ_ν は天体の光学的厚み、 \mathcal{S}_ν は源泉関数である。

今、遷移 $u \rightarrow l$ の分子輝線観測をしているとし、その遷移間の励起温度を T_{ex} とすれば、源泉関数は

$$\mathcal{S}_\nu = B_\nu(T_{\text{ex}}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT_{\text{ex}}) - 1} \quad (2.2.34)$$

と書けるので、

$$T_{\text{R}} - T_{\text{bg}} = [J_{\nu}(T_{\text{ex}}) - J_{\nu}(T_{\text{CMB}})] (1 - e^{-\tau_{\nu}}) \quad (2.2.35)$$

となる。ここで、 $J_{\nu}(T)$ は放射温度

$$J_{\nu}(T) \equiv \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (2.2.36)$$

を温度の関数として表したものであり、 $T_{\text{CMB}} = 2.73 \text{ K}$ は宇宙背景放射の温度である。したがって、chopper-wheel 法で得られる観測量 T_{A}^* から求められる T_{MB} は

$$T_{\text{MB}} = \frac{T_{\text{A}}^*}{\eta_{\text{MB}}} = f_{\text{beam}} [J_{\nu}(T_{\text{ex}}) - J_{\nu}(T_{\text{CMB}})] (1 - e^{-\tau_{\nu}}) \quad (2.2.37)$$

と表すことができる。

2.2.4 システム雑音温度

観測条件の良し悪しの指標としてシステム雑音温度 T_{sys} がある。これは、大気による吸収や装置由来の雑音を全て複合して温度換算したものであり、 T_{sys} が高ければ高いほど、観測条件は悪いということになる。天体からの放射の無い空に望遠鏡を向けた場合の出力 V_{OFF} は、式 (2.2.19) および (2.2.21) より

$$V_{\text{OFF}} = G \{ F_{\text{eff}} T_{\text{A,bg}} e^{-\tau_{\text{air}}} + F_{\text{eff}} (1 - e^{-\tau_{\text{air}}}) T_{\text{atm}} + (1 - F_{\text{eff}}) T_{\text{gr}} + T_{\text{rx}} + \dots \} \quad (2.2.38)$$

と書ける。ここで、 T_{rx} は受信機雑音を温度換算した受信機雑音温度である。平行平板大気を仮定し、仰角 Z に依存した形で書くならば、

$$V_{\text{OFF}}(Z) = G \{ F_{\text{eff}} T_{\text{A,bg}} e^{-\tau_0 \sec Z} + F_{\text{eff}} (1 - e^{-\tau_0 \sec Z}) T_{\text{atm}} + (1 - F_{\text{eff}}) T_{\text{gr}} + T_{\text{rx}} + \dots \} \quad (2.2.39)$$

となる。この $V_{\text{OFF}}(Z)$ は、宇宙背景放射を観測した時の出力だと捉えることができ、宇宙背景放射の項を $V_{\text{CMB}}(Z)$ とし、それ以外の項を $V_{\text{noise}}(Z)$ とすれば、

$$V_{\text{CMB}}(Z) = GF_{\text{eff}}T_{\text{A,bg}}e^{-\tau_0 \text{sec} Z} \quad (2.2.40)$$

$$V_{\text{noise}}(Z) = G \{ F_{\text{eff}} (1 - e^{-\tau_0 \text{sec} Z}) T_{\text{atm}} + (1 - F_{\text{eff}}) T_{\text{gr}} + T_{\text{rx}} + \dots \} \quad (2.2.41)$$

$$V_{\text{OFF}}(Z) = V_{\text{CMB}}(Z) + V_{\text{noise}}(Z) \quad (2.2.42)$$

と書ける。その他の雑音に対する宇宙背景放射の比 $V_{\text{CMB}}(Z)/V_{\text{noise}}(Z)$ は

$$\begin{aligned} \frac{V_{\text{CMB}}(Z)}{V_{\text{noise}}(Z)} &= \frac{GF_{\text{eff}}T_{\text{A,bg}}e^{-\tau_0 \text{sec} Z}}{G \{ F_{\text{eff}} (1 - e^{-\tau_0 \text{sec} Z}) T_{\text{atm}} + (1 - F_{\text{eff}}) T_{\text{gr}} + T_{\text{rx}} + \dots \}} \\ &= \frac{T_{\text{A,bg}}}{\frac{e^{\tau_0 \text{sec} Z}}{F_{\text{eff}}} \{ F_{\text{eff}} (1 - e^{-\tau_0 \text{sec} Z}) T_{\text{atm}} + (1 - F_{\text{eff}}) T_{\text{gr}} + T_{\text{rx}} + \dots \}} \end{aligned} \quad (2.2.43)$$

となる。これにより、宇宙電波 $T_{\text{A,bg}}$ に対する雑音は

$$\frac{e^{\tau_0 \text{sec} Z}}{F_{\text{eff}}} \{ F_{\text{eff}} (1 - e^{-\tau_0 \text{sec} Z}) T_{\text{atm}} + (1 - F_{\text{eff}}) T_{\text{gr}} + T_{\text{rx}} + \dots \} \equiv T_{\text{sys}}(Z) \quad (2.2.44)$$

とみなせ、これがシステム雑音温度である。システム雑音温度は、あらゆる雑音が全て仮想的に宇宙から来るものとした場合の放射温度である。地上で発生する雑音を擬似的に宇宙電波に変換するために、 $e^{\tau_0 \text{sec} Z}$ がかかっていると解釈できる。

宇宙電波以外の雑音出力 $V_{\text{noise}}(Z)$ は、 T_{sys} を用いて

$$V_{\text{noise}}(Z) = Ge^{-\tau_0 \text{sec} Z} F_{\text{eff}} T_{\text{sys}}(Z) \quad (2.2.45)$$

と書ける。ここで、 $T_{\text{sys}} \gg T_{\text{bg}}$ として宇宙背景放射を無視すれば、

$$V_{\text{OFF}}(Z) \simeq V_{\text{noise}}(Z) \quad (2.2.46)$$

となる。式 (2.2.25) より、

$$\Delta V_{\text{cal}} = V_{\text{hot}} - V_{\text{OFF}}(Z) \simeq Ge^{-\tau_0 \text{sec} Z} F_{\text{eff}} T_{\text{amb}} \quad (2.2.47)$$

なので、

$$T_{\text{sys}}(Z) \simeq \frac{V_{\text{OFF}}(Z)}{V_{\text{hot}} - V_{\text{OFF}}(Z)} T_{\text{amb}} \quad (2.2.48)$$

と表すことができる。この式を用いて T_{sys} を求めることができる。また、この式より T_{amb} を消去すれば、

$$T_{\text{A}}^* = \frac{V_{\text{ON}} - V_{\text{OFF}}(Z)}{V_{\text{OFF}}(Z)} T_{\text{sys}}(Z) \quad (2.2.49)$$

と T_{sys} を用いて T_{A}^* を求めることができる。

2.3 観測手法

現代天文学で使用される大型電波望遠鏡は、基本的には予め観測者が用意した観測指示書(プログラム)によりコンピュータ制御される。観測指示書では、観測方向や観測範囲、望遠鏡の動き方や受信周波数などを目的に応じて設定する。代表的な観測手法を以下に述べる。

2.3.1 ポインティング観測

高分解能観測を行う際には、アンテナ(主ビーム)の高い指向精度が要求される。大型電波望遠鏡では自重変形や装置環境の変化により、実際に主ビームの向く方向とその設計値との間には誤差(器差)が生じる。この器差は観測シーズン前にモデル化され、そのモデルに基づいた器差補正はアンテナ駆動中常時行われる。しかし指向精度を観測中に完全な状態に保つことは難しく、気候変化などの様々な要因で、望遠鏡を向かせたい方向(指示方向)と実際にビームが向く方向には僅かなズレが生じてしまう。このズレ(ポインティング誤差)を補正するための観測がポインティング観測である。

図 2.4 に、ポインティング観測の概念図を示す。ポインティング観測では、ビームサイズに対して十分に小さい点状電波源(ポインティング天体)を観測する。ポインティング天体としては、科学対象とする天体方向付近のキューサーやレーザー源などが選ばれることが多い。ポインティング天体およびその上下左右の計5点を順

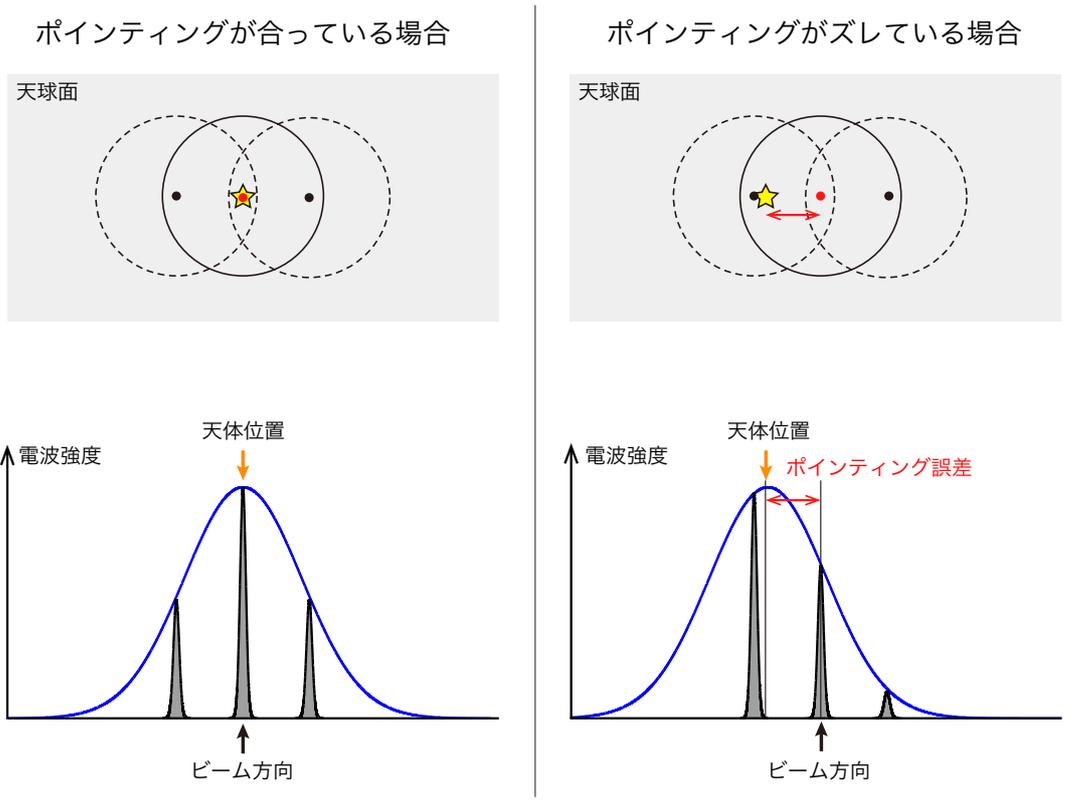


図 2.4: ポインティング観測の概念図。星印はポインティング観測時に用いる点状天体を表す。赤点とその周りの実線円は、点状天体方向を向くよう望遠鏡に指示した場合に主ビームが向く方向とそのビームサイズを表す。黒点と破線円は、ポインティング観測時の観測点およびビームサイズを表す。下のピークはそれぞれの観測点における天体の放射強度を表す。青線はポインティング誤差の評価に用いるガウス関数を概念的に表したものである。

に観測することで指向補正を行う、5点法と呼ばれる方法が一般的である。図 2.4 では、例としてポインティング天体方向とその左右の計 3 点を観測し、左右方向のポインティング誤差を補正する場合を考える。ポインティング誤差がなく指示方向とビーム方向が一致している場合、天体強度の空間分布は主ビームパターン (近似的にガウス関数) に従い、天体強度のピーク位置は指示方向に一致するはずである (図 2.4 左)。ポインティング誤差の補正は、天体強度の空間分布をガウス関数でフィッティングし、そのピーク位置と指示方向との差を算出することで行うことができる (図 2.4 右)。科学観測の際は、60 分から 90 分に一度はポインティング観測を行うことが望ましいとされる。

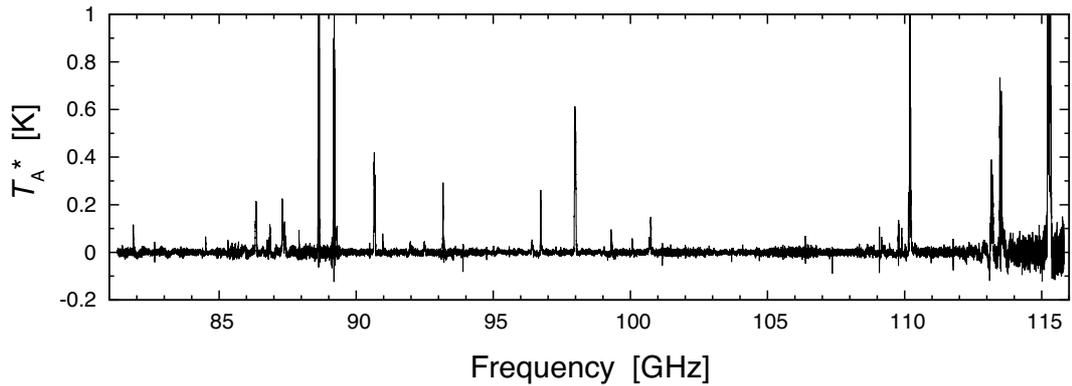


図 2.5: ラインサーベイ観測で取得される広帯域スペクトルの例。野辺山 45 m 鏡を用いて取得した銀河系核周円盤 (1.4.2 節参照) 方向のミリ波帯スペクトル (Takekawa *et al.* 2014) を基に作成。鋭いピークは主に分子の回転遷移輝線である。

2.3.2 ラインサーベイ観測

ある特定の空間方向に対して広い周波数帯で分光観測を行うことで、検出されたスペクトル線から観測方向に存在する原子・分子を同定し定量することができる。このように、スペクトル線の探査を目的とした分光観測のことをラインサーベイ観測という。ミリ波・サブミリ波帯受信機では、一つの LO 周波数に対して一度に分光可能な帯域は現状数 GHz に限られるので、LO 周波数を随時変更しながら観測する。ラインサーベイ観測で取得されるスペクトルの一例を図 2.5 に示す。ラインサーベイ観測は、特に星間化学の分野で威力を発揮する。

2.3.3 イメージング観測

(1) On-the-fly

電波単一鏡で取得できる画素数は 1 ビームにつき 1 画素であるため、天体のイメージを得るには、観測対象領域内の複数箇所に望遠鏡を向け 1 点ごとに電波を受信していく必要がある。イメージング観測では通常、観測領域を格子状に区切り、その格子点から順々にデータを取得する。計算機能力の向上に伴い、近年では on-the-fly (OTF) というイメージング手法が可能となった。OTF によるスペクトル線観測では、観測領域を一定速度で掃天しながら短い時間間隔 (~ 0.1 sec) で連続的に電波を受信し、分光してゆく。OTF 観測で取得するデータ量は膨大になるが、広範囲のイ

メージングが効率よく行え、密にサンプリングするために空間情報を失わないという利点がある。さらに、短時間で観測領域を掃天することができるため、その間の大気やシステムの変化を軽減でき、均質なイメージを得やすいことも利点である。

OTF によるスペクトル線観測の概念図を図 2.6 に示す。まず、観測領域を端から端まで一方向 (X 方向) にスキャンし、それを終えたらスキャン方向と垂直方向 (Y 方向) に視線を少し (ビームサイズの 1/3 程度) ずらし、 $-X$ 方向のスキャンを開始する。この動作を観測領域を掃天しきるまで繰り返す。この際、強度較正のために、各スキャンもしくは数スキャンごとに 1 回 OFF 点を観測する (2.2.3 節参照)^{*9}。同様に、Y 方向についてもスキャンしデータを取得する。取得したデータ点は図 2.6(b) 中の黒点のように、観測領域内に密に整列する。このように、各周波数ごとに電波強度の空間分布が取得される。イメージデータを作成するには、さらに観測領域を格子状に区切り、各データ点 (図中の黒点) における電波強度を各グリッド点 (赤点) 上にピークを持つガウス関数などを用いて畳み込み (convolution) をする。なお、グリッド間隔はスキャン間隔と同程度かそれより大きくすること (ビームサイズの 1/3 から 1/2 程度) が望ましい。このようにして、正方格子に強度情報を含んだイメージデータが各周波数ごとに作成される。同様の観測を何度も繰り返しサンプリング数 (一点あたりの有効積分時間) を増やすことで、データのノイズレベルを下げるができる。

直交する 2 方向のスキャンからそれぞれ作成したイメージデータを重ねて、1 つのイメージデータを作成する。1 方向のスキャンのみから作成されたイメージデータには、図 2.6(b) 中央の絵で示すように、スキャンパターンに依存したデータのムラ (scanning effect) が現れる。スキャンパターンは等間隔であるため、各方向のスキャンデータをそれぞれフーリエ変換することで scanning effect は除去できる。フーリエ空間上でスキャンパターンに相当する空間周波数成分をマスクし、各スキャンデータを足し合わせ平均をとる。それを逆フーリエ変換することで、スキャンパターンの影響を抑えた均質なイメージデータを得ることができる。この処理は Basket-Weave と呼ばれ、OTF 観測ではよく用いられる (Emerson & Graeve 1988)。スペクトル線観測で最終的に出力されるイメージデータは、空間 2 次元に周波数 (視線速度) 方向を加えた 3 次元空間内のグリッド点に、電波強度 (アンテナ温度) が書き込まれてい

^{*9}1 スキャン (ON 点観測) にかかる時間が長すぎると、ON 点観測時と OFF 点観測時の受信環境の違いが大きくなり、データの質が低下する。銀河系中心領域の OTF 観測では、ON 点観測を数十秒から 1 分程度行うごとに 1 度 OFF 点観測を行う。

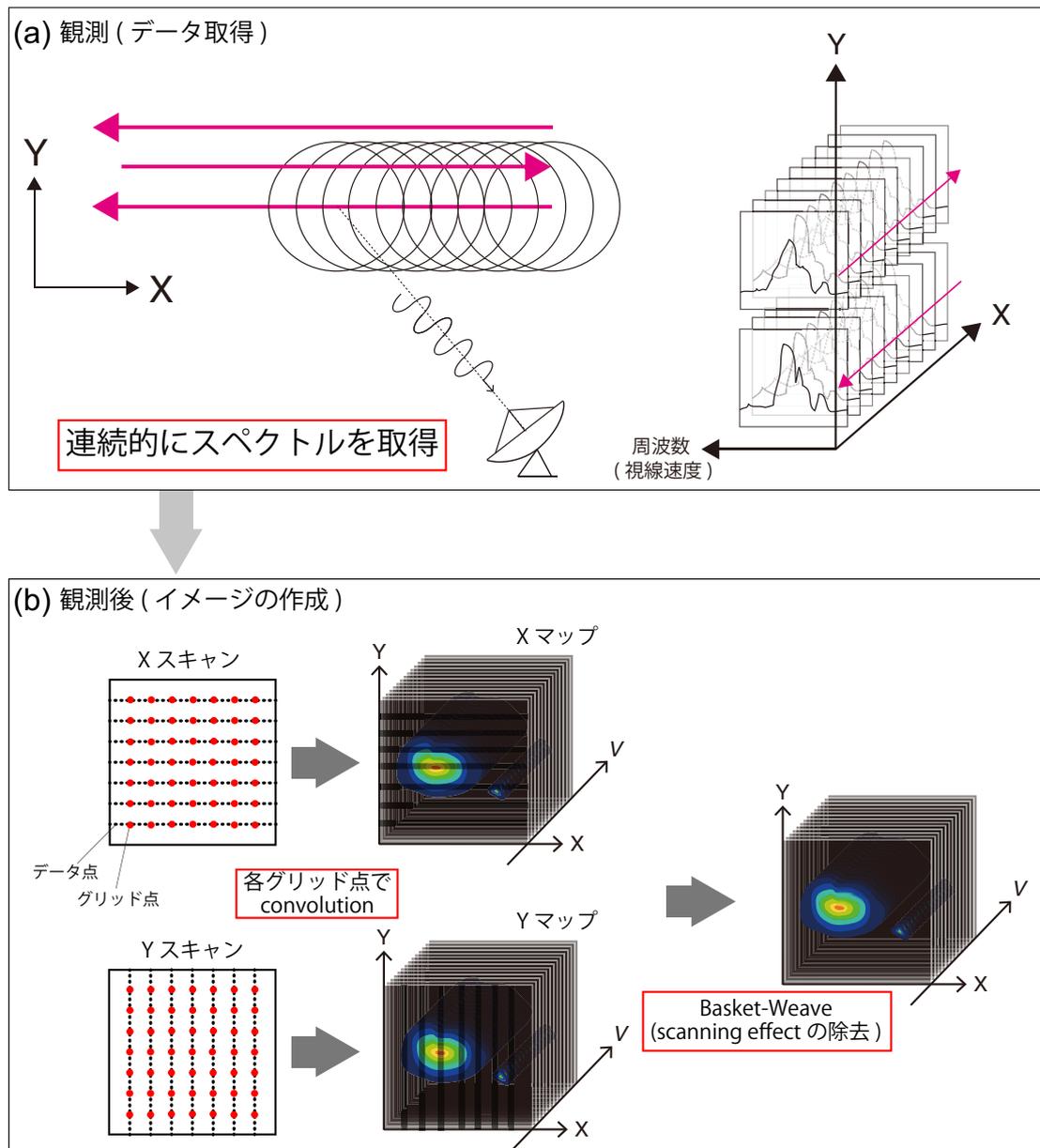


図 2.6: OTF 観測の概念図。(a) は掃天の様子、(b) はイメージ作成の手順を示す。各工程の詳細は本文に記載。

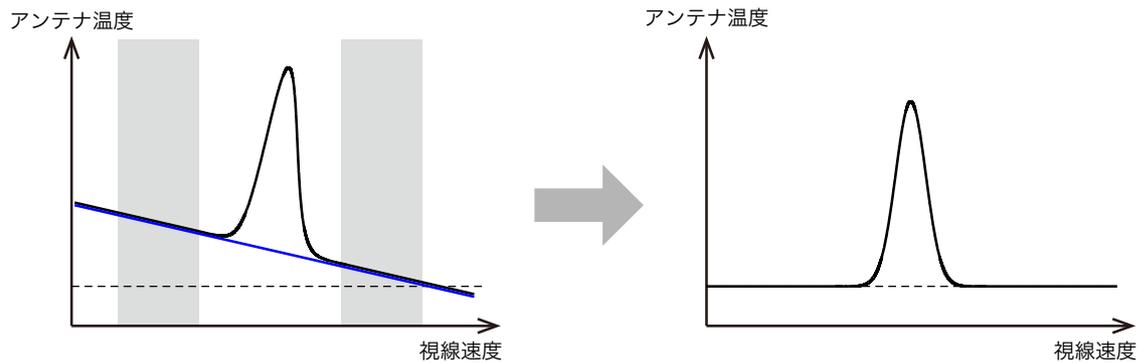


図 2.7: ベースライン補正の概念図。左はベースライン補正前、右は補正後のスペクトルを表す。灰色はベースラインをフィッティングする際に使用するデータ範囲を示し、青線はフィッティング関数を示す。

る^{*10}。正方グリッドに整列した電波強度は、色や等高線により可視化されイメージとなる。

(2) データリダクション

観測時の生出力データを処理し、科学解析に使用できるデータを作成することをデータリダクションという。スペクトル線の OTF 観測で行う基本的なデータリダクション手順を以下に示す。

1. 視線速度への変換

天体の運動状態を調べるために、スペクトル線は視線速度を用いて表す。視線速度 V_{LSR} は、スペクトル線の静止周波数 f_{res} と光速 c を用いて、観測周波数 f_{obs} から

$$V_{\text{LSR}} = c \frac{f_{\text{res}}^2 - f_{\text{obs}}^2}{f_{\text{res}}^2 + f_{\text{obs}}^2} \quad (2.3.1)$$

により変換される (1.3.1 節参照)。ここで、 V_{LSR} は局所静止基準 (local standard of rest; LSR) に対する視線速度である。なお LSR は、銀河回転に従い円運動する太陽近傍の仮想的な点で、太陽近傍の恒星の速度ベクトルの和が 0 になる点として定義される。

^{*10} イメージデータは、Flexible Image Transport System (FITS) と呼ばれるファイル形式で出力されることが多く、FITS キューブやデータキューブなどと呼ばれる。

2. ベースラインの補正

観測されたスペクトル線は、装置性能や観測環境に依存して、図2.7左に示すようにベースラインが歪む場合がある。スペクトル線強度を正しく取り扱うために、ベースラインの歪みを補正する。線スペクトルが現れない帯域のデータを用いて、適当な関数^{*11}でベースラインをフィッティングする。そのフィッティング関数を、元のスペクトルから差し引くことでベースライン歪みの補正を行う(図2.7)。

3. イメージデータの作成

望遠鏡の空間分解能や要求する速度分解能に応じてグリッド間隔を指定し、各グリッド点 (X, Y, V_{LSR}) ごとにアンテナ温度 T_{A}^* (2.2.3節参照) が書かれたイメージデータを、畳み込み演算により作成する。互いに垂直な2方向のスキャンデータがある場合は、Basket-Weaveを施し合成する。

こうして生成されたイメージデータを解析することで、天体の運動や物理量が調べられる。

^{*11}多くの場合、低次の多項式を用いる。

第3章 銀河系中心核近傍への質量供給 過程の観測的研究

3.1 背景

3.1.1 核周円盤とその周辺領域

(1) 核周円盤

銀河系中心核 Sgr A* は $4 \times 10^6 M_{\odot}$ の超大質量ブラックホール (supermassive black hole; SMBH) であると考えられており (e.g., Ghez *et al.* 2008; Gillessen *et al.* 2009)、その周囲を中心核星団と呼ばれる恒星群が運動している (e.g., Schödel *et al.* 2003)。また、この領域には電離ガス “minispiral” が付随する (図 1.5)。Minispiral は 3 つの腕状構造 (Northern Arm、Eastern Arm、Western Arc) から成り、これらは Sgr A* を焦点に持つケプラー軌道に沿って運動していることが示唆されている (Zhao *et al.* 2009, 2010)。外側から中心核近傍領域に流入する分子ガスが、中心核星団中の大質量星からの紫外線により電離されることで minispiral が形成されたと考えられている (e.g., Zhao *et al.* 2010)。

これら全体を取り囲むように核周円盤 (circumnuclear disk; CND) と呼ばれる高温・高密度の分子ガスリングが存在する (e.g., Genzel *et al.* 1985; Serabyn & Güsten 1986)。図 3.1 に、Sgr A* 近傍の電離ガスおよび分子雲の位置関係を表した模式図を示す。CND の内半径は ~ 2 pc であり、これより内側の領域には分子ガスがほとんど検出されず central cavity と呼ばれる (e.g., Yusef-Zadeh *et al.* 2013)。CND 全体としては、中心核から東 (銀経正の方向) へ 3 pc 程度、西 (銀経負の方向) へ 7 pc 程度に渡り非対称的に広がっている (Serabyn & Güsten 1986; Sutton *et al.* 1990; Oka *et al.* 2011)。中心核から ~ 3 pc 以内の CND 内側の領域は特に分子ガスが密集しており、中心核に対して対称なリング状構造 (2-pc リング) を成す (e.g., Güsten *et al.* 1987)。

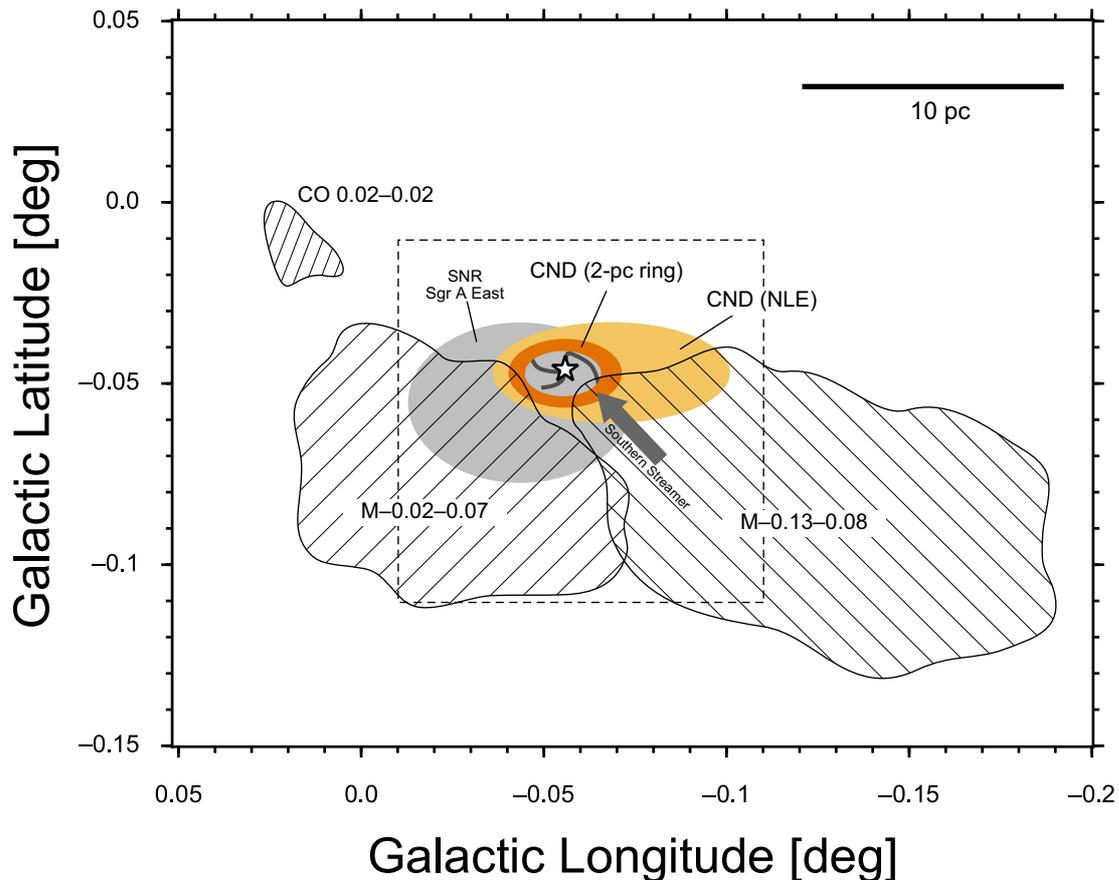


図 3.1: 銀河系中心核近傍の電離ガスおよび分子雲の模式図。星印は Sgr A* の位置を示し、その周りの灰色の 3 本の実線と楕円はそれぞれ minispiral および Sgr A East の分布を表す。橙は CND を表し、色の濃い部分は 2-pc ring を表す。斜線領域は巨大分子雲 M-0.02-0.07 と M-0.13-0.08 および高速度コンパクト雲 CO 0.02-0.02 (Oka *et al.* 1999) を表す。矢印は Southern Streamer の分布を表す。破線で囲まれた領域は本研究における観測領域である (3.2 節)。

2-pc リングはこれまで電波干渉計により多くの観測的研究が行われてきた (Güsten *et al.* 1987; Marr *et al.* 1993; McGary *et al.* 2001; Wright *et al.* 2001; Herrnstein & Ho 2002; Shukla *et al.* 2004; Christopher *et al.* 2005; Montero-Castaño *et al.* 2009; Amo-Baladrón *et al.* 2011; Martín *et al.* 2012; Liu *et al.* 2012, 2013)。2-pc リングの回転速度は $\sim 110 \text{ km s}^{-1}$ であり、その回転軌道面は北部が手前になるように銀河面に対して $\sim 20^\circ$ 傾いている (Güsten *et al.* 1987; Jackson *et al.* 1993)。CO の回転遷移 $J=2-1$ から $J=16-15$ までの多輝線観測から 2-pc リングの温度は $\sim 200-500 \text{ K}$ 、水素分子密度は $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、質量は $\sim 10^4 M_\odot$ と評価されている (Bradford *et al.* 2005; Requena-Torres *et al.* 2012)。

2-pc リングの西側に位置する CND の非対称部分は negative longitude extension (NLE; Oka *et al.* 2011) と呼ばれる。近年の CND の研究は電波干渉計による 2-pc リングの高分解能観測に基づくものが主流である。しかし、干渉計で観測する場合、放射領域が干渉計のビームサイズに対して空間的に広がっていると、検出される輝度は真の輝度に対して著しく低下する。このように、干渉計が広がった構造に対して感度を持たないことをミッシングフラックスという (付録 D.3 参照)。NLE は 2-pc リングに比べて空間的に広がっているため干渉計観測ではミッシングフラックスの影響が目立たず、NLE はこれまであまり注目されてこなかった (e.g., Wright *et al.* 2001; Christopher *et al.* 2005; Martín *et al.* 2012)。岡らは単一鏡観測に基づき、銀河系中心 20 pc 領域内で特に高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比 (> 1.5) を示す分子ガスを CND と再定義し、NLE の重要性を指摘した (Oka *et al.* 2011)。またこの研究で、NLE が回転運動の他に速度 $V_{\text{infall}} \simeq 50 \text{ km s}^{-1}$ で中心核方向へ落下していることを示唆した。なお、NLE を含む CND 全体の質量は $\sim 10^5 M_{\odot}$ と評価されている (Oka *et al.* 2011)。

(2) M-0.02-0.07 と M-0.13-0.08

CND の東南および西南には、2つの巨大分子雲 (M-0.02-0.07 および M-0.13-0.08) が隣接しており、それぞれ巨大分子雲の一部は CND と視線上で重なる (図 3.1)。これらは Sgr A* から投影距離 $\sim 3-15 \text{ pc}$ の範囲に分布している。M-0.02-0.07 は視線速度 $V_{\text{LSR}} \sim +50 \text{ km s}^{-1}$ 、M-0.13-0.08 は $V_{\text{LSR}} \sim +20 \text{ km s}^{-1}$ で運動しており広い速度幅 ($\Delta V \sim 30 \text{ km s}^{-1}$) を示す (e.g., Güsten & Henkel 1983)。それぞれは同程度の水素分子密度 ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) を持ち、質量は M-0.02-0.07 では $(1-5) \times 10^5 M_{\odot}$ 、M-0.13-0.08 では $(2-8) \times 10^5 M_{\odot}$ と評価されている (Tsuboi *et al.* 2011)。M-0.02-0.07 には大質量星形成領域が付随している (e.g., Goss *et al.* 1985)。

M-0.13-0.08 は赤外線域において、中心核近傍の恒星からの放射に対して暗黒星雲のように見えることから、これは中心核に対して手前に位置すると解釈されている (e.g., Güsten & Henkel 1983)。奥村らは、M-0.13+0.08 から北東方向へ伸びたフィラメント状の構造 (“finger-like extension”) が CND へと向かうガス流であることを示唆した (Okumura *et al.* 1989, 1991)。この構造は後に “Southern Streamer” と呼ばれるようになり、これが CND へと質量供給を行なっている可能性が複数の研究

により指摘されてきた (Ho *et al.* 1991; Coil & Ho 1999, 2000; Lee *et al.* 2008)。しかしながら、Southern Streamer がCND と物理的に繋がっているという証拠は見つかっていない (Herrnstein & Ho 2005)。また、Minh らは M-0.13-0.08 の方向に負の視線速度を持つ広がった分子ガス成分の存在を報告しており、これがCND へと質量供給を行なっている可能性を指摘しているが (Minh *et al.* 2013)、CND との相互作用を示す観測事実は得られていない。さらに、最近提唱されている銀河系中心領域の分子ガス運動モデル (Kruijssen *et al.* 2015) は、M-0.13-0.08 および M-0.02-0.07 は中心核に対して ~ 60 pc 手前に位置すると主張している。このように、依然としてこれらの物理的関係について統一的な理解は得られていない。

3.1.2 核周円盤方向のラインサーベイ観測

CND は銀河系中心核から最も近傍に位置する分子ガス複合体であり、中心核 SMBH への質量供給源とされている。したがって、銀河系中心核への質量供給過程を探るためには、CND と周囲の分子雲との関係性を正確に把握することが不可欠である。しかし、干渉計観測に基づく先行研究においてはミッシングフラックスの問題があり、同方向に大量の星間物質が重なることも相まって、観測データから CND のみを抽出し、その実態および周囲との関連性を正確に把握することは困難であった。CND とその周囲との関連性を調べるためには、それに適したスペクトル線を用いた単一鏡での高分解能観測が重要となる。

そこで、CND の化学組成を調べ CND に特徴的な分子輝線を探査する目的で、野辺山 45 m 鏡を用いてラインサーベイ観測 (3.1.2 節) を実施した (Takekawa *et al.* 2014)。観測周波数帯は 81–116 GHz で、観測方向は CND の東西方向 2 点と Sgr A* 方向を合わせた 3 点である。その結果、各々の観測点で 50 のスペクトル線を検出した。検出したスペクトル線は CND に視線上で重なる巨大分子雲 (M-0.02-0.08 および M-0.13-0.07) や銀河円盤部の成分を含んでいる。解析の結果、HCN $J=1-0$ 、 H^{13}CN $J=1-0$ 、 HCO^+ $J=1-0$ 、 SiO $J=2-1$ などの分子輝線が CND からの放射をよく反映し、 HC_3N $J=11-10$ などの比較的大きい分子からの輝線は周囲の巨大分子雲のみから放射されていることがわかった。また、CS $J=2-1$ や SO $N_J=3_2-2_1$ 輝線は CND と巨大分子雲 (M-0.02-0.08 および M-0.13-0.07) の中間的な性質を持つ構造からの放射を反映する可能性があることがわかった。以上の結果に基づいて、銀河系

中心核への質量供給過程を解明する目的で、野辺山 45 m 鏡を用いて CND およびその周囲の詳細なイメージング観測を行った。

3.2 観測

観測は野辺山 45 m 鏡を用いて、2014 年 2 月 5 日から 12 日および 3 月 28 日から 30 日の期間に行った。割り当てられた観測時間は、1 日当たり 4–5 時間であった。観測領域は CND 全体を含む、銀経 $l = -0.01^\circ$ から -0.11° 、銀緯 $b = -0.01^\circ$ から -0.11° の $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ ($6' \times 6'$) の範囲である (図 3.1 の破線で囲まれた領域)。観測方式には on-the-fly (OTF; 2.3.3 節参照) を採用した (Sawada *et al.* 2008)。望遠鏡の掃天 (スキャン) 速度は、30 秒間で 0.1° の距離をスキャン可能な速度 ($12'' \text{ s}^{-1}$) に設定し、各スキャンの距離間隔を $6''$ とした。観測スペクトル線は、ラインサーベイ観測 (Takekawa *et al.* 2014; 3.1.2 節参照) の結果に基づいて選んだ分子の回転遷移線 HCN $J=1-0$ (88.632 GHz)、 H^{13}CN $J=1-0$ (86.340 GHz)、 HCO^+ $J=1-0$ (89.189 GHz)、CS $J=2-1$ (97.981 GHz)、SiO $J=2-1$ (86.847 GHz)、SO $N_J=2_3-1_2$ (99.230 GHz) および HC_3N $J=11-10$ (100.076 GHz) である。

受信機はヘテロダイン受信機 TZ1H および TZ1V (Nakajima *et al.* 2013)^{*1}を 2SB 方式 (付録 2.1.2 参照) で用いた。TZ1 受信機使用時の 86 GHz 帯におけるビームサイズ (half-power beamwidth; HPBW) は $\sim 20''$ 、主ビーム能率 η_{MB} (付録 2.2.2 参照) は ~ 0.4 であった。分光計は FX 型 (付録 2.1.3 参照) デジタル分光計 SMA45 を使用し、帯域幅は 1 GHz (周波数分解能は 244.12 kHz) に設定した。観測中、約 90 分に一度の頻度で、変光星 VX Sgr からの 43 GHz における SiO メーザー放射を観測することでアンテナ指向性の較正 (ポインティング) を行なった。ポインティング精度は方位角、仰角ともに概ね $3''$ 以内であった。アンテナ温度の強度較正には chopper-wheel 法 (Kutner & Ulich 1981; 付録 2.2.3 参照) を用いた。強度較正に使用する OFF 点は $(l, b) = (0^\circ, +0.5^\circ)$ および $(l, b) = (0^\circ, -0.5^\circ)$ を採用し、観測範囲内 0.1° の距離を掃天する毎に 1 回 OFF 点を観測した。観測時のシステム雑音温度 (付録 2.2.4 参照) は 150 K から 330 K であった。

^{*1}TZ1 受信機は 80 GHz から 116 GHz が観測可能な SIS 受信機である。TZ1H は平行偏波を、TZ1V は垂直偏波を受信する。中間周波数帯 (付録 2.1.2 参照) は 4 GHz から 8 GHz の範囲である。すなわち、1 つの局部発信周波数に対して、upper side band (USB) と lower side band (LSB) でそれぞれで 4 GHz ずつ、最大で 8 GHz の広帯域スペクトルが取得可能である。

国立天文台が配布している OTF 観測用データ解析パッケージ NOSTAR を用いて、スペクトル線画像の作成を行った (2.3.3 節参照)。各スペクトル線の周波数 ν は、静止周波数 ν_0 からのドップラーシフトにより視線速度 $V_{\text{LSR}} \simeq c(\nu_0 - \nu)/\nu_0$ に変換され、 $V_{\text{LSR}} = -220 \text{ km s}^{-1}$ から -200 km s^{-1} および $+200 \text{ km s}^{-1}$ から $+220 \text{ km s}^{-1}$ の速度範囲内の強度を線形フィットすることにより各スペクトル線のベースラインを引いた。作成した各スペクトル線画像の空間グリッドの間隔は $7.5''$ 、速度分解能は 2 km s^{-1} 、速度範囲は $V_{\text{LSR}} = -200 \text{ km s}^{-1}$ から $+200 \text{ km s}^{-1}$ とした。各スペクトル線の強度は、アンテナ温度 (T_A^*) を主ビーム能率 η_{MB} で割ることで主ビーム温度 (T_{MB}) に変換した (付録 2.2.2 および 2.2.3 参照)。結果として得られたスペクトル線画像の RMS ノイズはいずれも T_{MB} スケールで 0.1 K であった。

3.3 結果

3.3.1 空間-速度構造

図 3.2(a) に HCN $J=1-0$ および $\text{HC}_3\text{N } J=11-10$ 輝線の積分強度合成図を示す^{*2}。CND 全体 (2-pc リングおよび NLE) の空間分布が、Sgr A* に対して非対称的に赤方偏移成分および青方偏移成分として明瞭に描き出されている。Sgr A* の位置は放射が検出されず穴のように見えるが、これはこの視線方向に分子ガスが存在しないわけではなく、Sgr A* より手前の分子ガスが Sgr A* およびその周囲からの放射を吸収していることに起因する。

図 3.2(b) に観測領域の銀緯-速度 (l - V) 図^{*3}を示す。この図において CND の赤方偏移成分 ($V_{\text{LSR}} > 0$) の大部分は、近傍の 2 つの巨大分子雲 (M-0.02-0.07 および M-0.13-0.08) に埋もれて見え、CND の高速度成分が $l \sim -0.04^\circ$ において速度正方向に突き出して見える。NLE を含む CND の青方偏移成分は、 $V_{\text{LSR}} \lesssim -30 \text{ km s}^{-1}$ の領域で明瞭に現れる。2-pc リングの高速回転を反映した急峻な速度勾配が確認できる一

^{*2}観測されたスペクトル線強度 $T(X, Y, V_{\text{LSR}})$ を任意の速度範囲で積分した強度

$$W(X, Y) \equiv \int T(X, Y, V_{\text{LSR}}) dV$$

を積分強度といい、この強度分布を色や等高線により視覚化したものを積分強度図という。

^{*3}横軸 (もしくは縦軸) に天球面上の空間座標を、縦軸 (もしくは横軸) に視線速度を取り、各座標点におけるスペクトル線強度を色や等高線により視覚化したものを位置-速度図という。特に、空間座標として銀経をとったものを銀経-速度図、銀緯をとったものを銀緯-速度図という。

方で、NLEはそれとは逆符号の傾きを持った成分として現れている。 l - V 図上で速度 $V_{\text{LSR}} \simeq 0, -30, -50 \text{ km s}^{-1}$ において帯状に暗く見える領域は、銀河系円盤部の渦上腕による吸収を反映している。なお、位置 $(l, b, V_{\text{LSR}}) \simeq (-0.04^\circ, -0.06^\circ, -70 \text{ km s}^{-1})$ に見える成分は C1 cloud (Oka *et al.* 2011) もしくは Cloud A (Amo-Baladr3n *et al.* 2011) と呼ばれており、2-pc リングと同符号の速度勾配を示す。

図 3.3 に各観測輝線毎の積分強度図および銀緯方向に平均した l - V 図を示す。HCN および HCO^+ 輝線は、銀河系円盤部の渦上腕による吸収の影響を強く受けている一方で、他の輝線はそれほど影響を受けていない。いずれの l - V 図上でも、M-0.02-0.07 および M-0.13-0.08 は速度的に連続した構造として現れている。これら巨大分子雲は HCN と HCO^+ 輝線において特に大きな速度幅を有し、 l - V 図上で2つの層状の放射域が $(l, V_{\text{LSR}}) \simeq (-0.1^\circ, +10 \text{ km s}^{-1})$ および $(-0.1^\circ, +30 \text{ km s}^{-1})$ の位置に確認できる。これは、これら巨大分子雲が HCN と HCO^+ 輝線において $(l, V_{\text{LSR}}) \simeq (-0.1^\circ, +20 \text{ km s}^{-1})$ の速度帯で特に光学的に厚く自己吸収が効いているためであると考えられる。この光学的に厚い領域は HC_3N 輝線の分布とよく対応していることがわかる(図 3.2 参照)。CND からの放射は HCN、 HCO^+ 、CS および H^{13}CN 輝線で確認でき、SiO と SO 輝線では部分的に確認できる(図 3.4 および図 3.5 から 3.9 参照)。 HC_3N 輝線では CND からの放射は検出されなかった(図 3.10 参照)。

3.3.2 核周円盤と M-0.13-0.08 の繋がり

図 3.4 に CS $J=2-1$ 輝線の速度チャンネル図を示す。CND や M-0.02-0.07 および M-0.13-0.08 からの強い放射が検出され、HCN や HCO^+ 輝線に比べ銀河系円盤部による吸収の影響は少ない(図 3.3 参照)。したがって、CS $J=2-1$ は CND 近傍の分子ガスの運動を調べる上で優れた輝線であると言える。図中では、先行研究で CND と相互作用している可能性が指摘されている構造 Southern Streamer、Western Streamer および Northern Ridge (Okumura *et al.* 1989, 1991; McGary *et al.* 2001; Herrnstein & Ho 2002, 2003, 2005; Liu *et al.* 2012, 2013) からの放射が確認できる(3.4.1 節参照)。また、図 3.5 から 3.10 に CS 以外の観測輝線 (HCN $J=1-0$ 、 HCO^+ $J=1-0$ 、 H^{13}CN $J=1-0$ 、SiO $J=2-1$ 、SO $N_J=3_2-2_1$ 、 HC_3N $J=11-10$) の速度チャンネル図を示す。

以上のデータの中から、M-0.13-0.08 と NLE を位置-速度空間内で連続的に繋ぐ構造 “bridge” を発見した。図 3.11 に、 $V_{\text{LSR}} = -40 \text{ km s}^{-1}$ から $+10 \text{ km s}^{-1}$ の範囲で積分

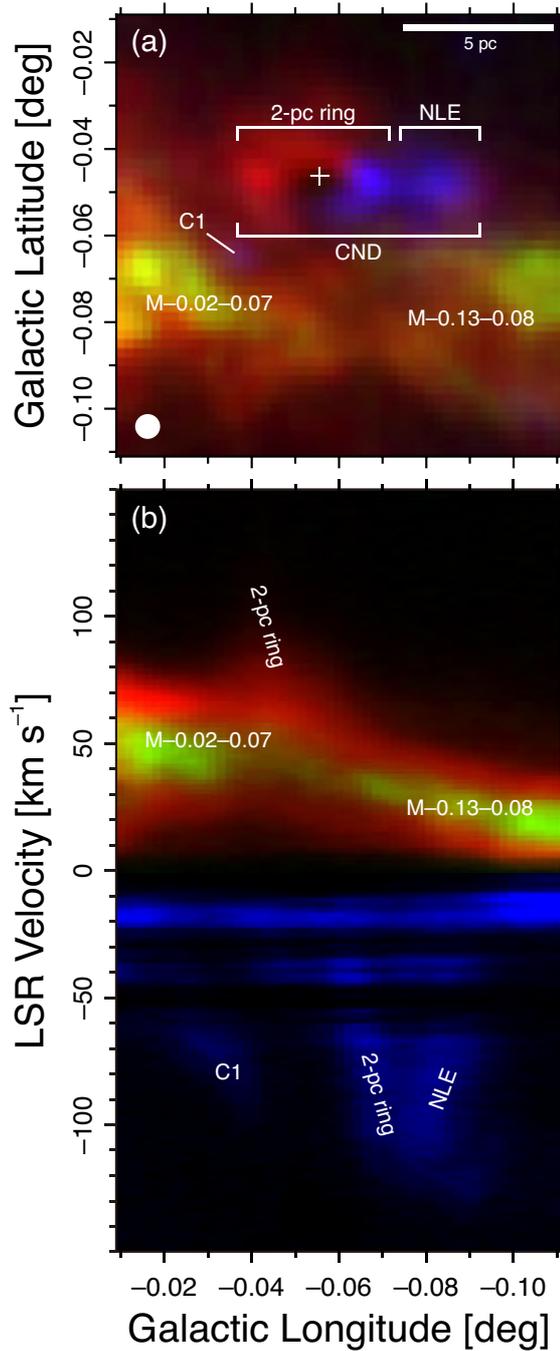


図 3.2: (a) 観測領域の積分強度の3色合成図と (b) 銀緯方向に積分された銀経-速度図。赤と青はそれぞれ HCN $J=1-0$ 輝線強度の赤方偏移成分 ($V_{\text{LSR}} > 0 \text{ km s}^{-1}$) および青方偏移成分 ($V_{\text{LSR}} < 0 \text{ km s}^{-1}$)。緑は $\text{HC}_3\text{N } J=11-10$ 輝線強度。速度および銀緯の積分範囲はそれぞれ $V_{\text{LSR}} = -150 \text{ km s}^{-1}$ から $+150 \text{ km s}^{-1}$ および $b = -0.11^\circ$ から -0.01° 。白い十字は Sgr A* の位置を示す。白丸は 86 GHz における HPBW ($20''$)。

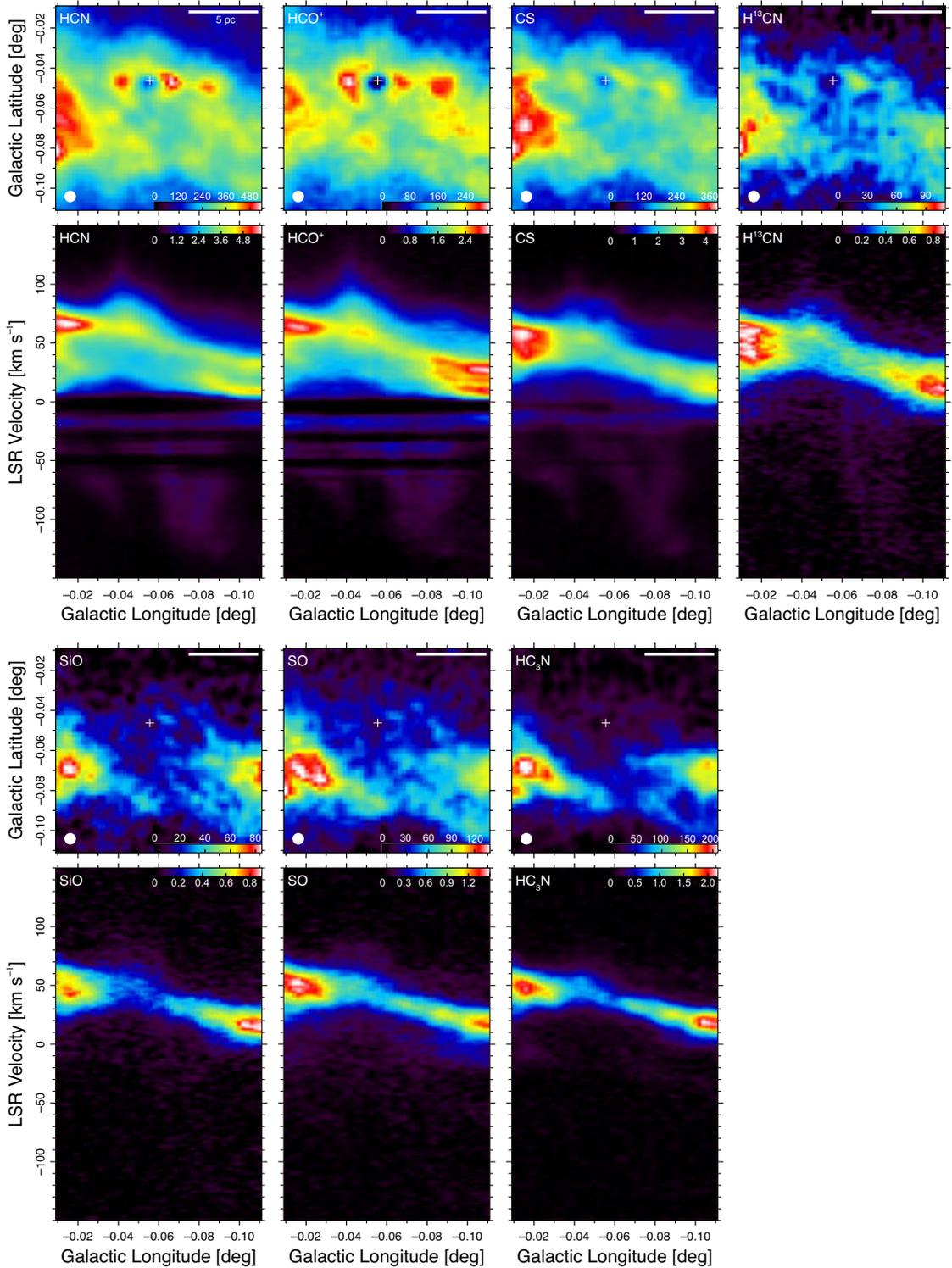


図 3.3: HCN $J=1-0$ 、 $\text{HCO}^+ J=1-0$ 、CS $J=2-1$ 、 $\text{H}^{13}\text{CN } J=1-0$ 、SiO $J=2-1$ 、SO $N_J=2_3-1_2$ および $\text{HC}_3\text{N } J=11-10$ の積分強度とその銀緯方向に平均した l - V 図。白い十字は Sgr A* の位置を示す。積分強度図中左下の白丸は 86 GHz における HPBW (20'')。速度および銀緯の積分範囲はそれぞれ $V_{\text{LSR}} = -150 \text{ km s}^{-1}$ から $+150 \text{ km s}^{-1}$ および $b = -0.11^\circ$ から -0.01° である。積分強度図および l - V 図の強度の単位はそれぞれ T_{MB} スケールで K km s^{-1} および K である。

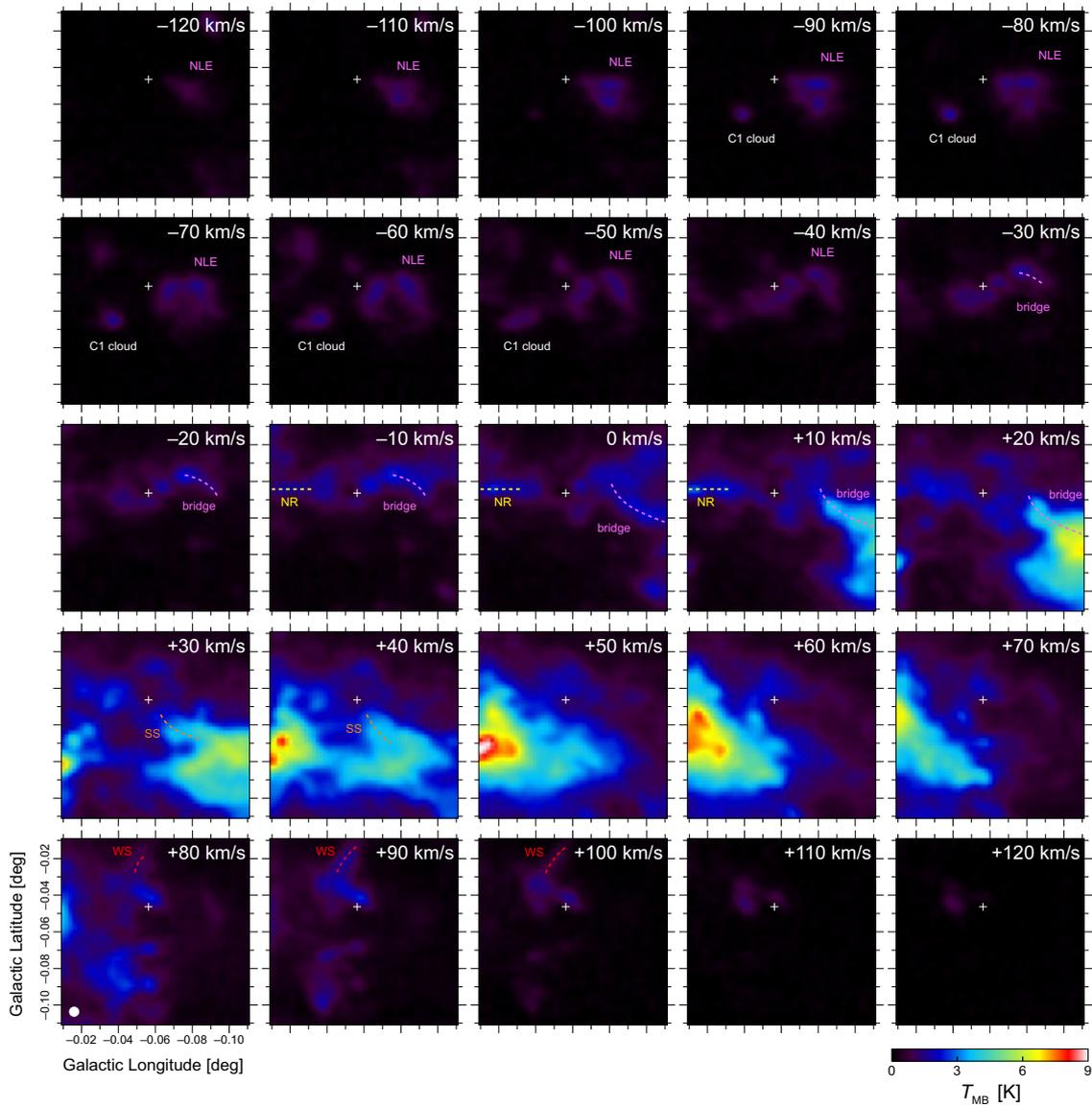


図 3.4: CS $J=2-1$ 輝線の速度チャンネル図。各パネルは 10 km s^{-1} 置きに並べられている。ピーク強度は T_{MB} スケールで 9.2 K である。白い十字は Sgr A* の位置を示す。左下の白丸は 86 GHz における HPBW ($20''$)。マゼンタの破線は “bridge”、オレンジ、赤、黄色はそれぞれ Southern Streamer (SS)、Western Streamer (WS)、Northern Ridge (NR) を示す。

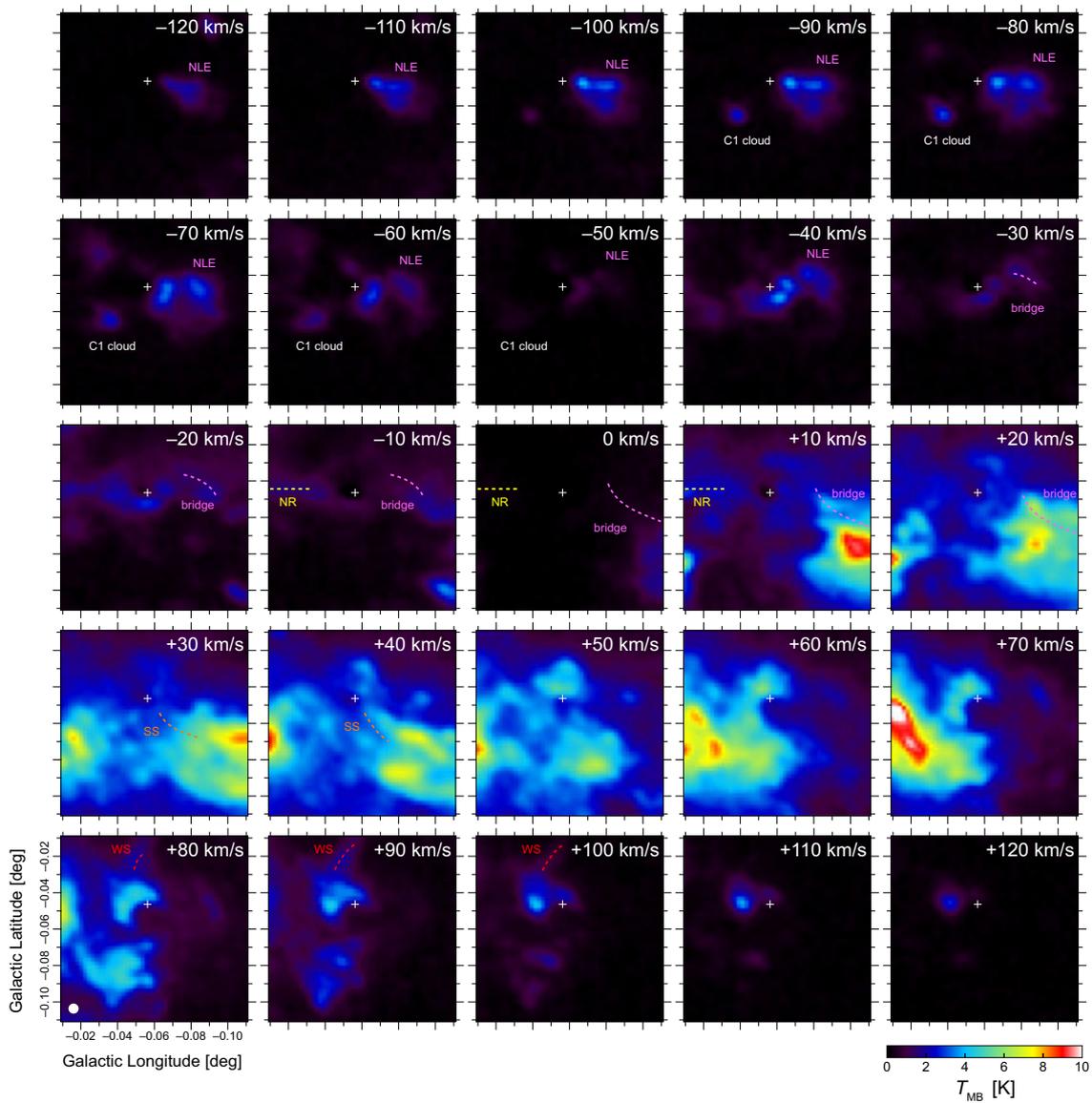


図 3.5: HCN $J=1-0$ 輝線の速度チャンネル図。白十字、白丸、破線はそれぞれ図 3.4 に同じ。

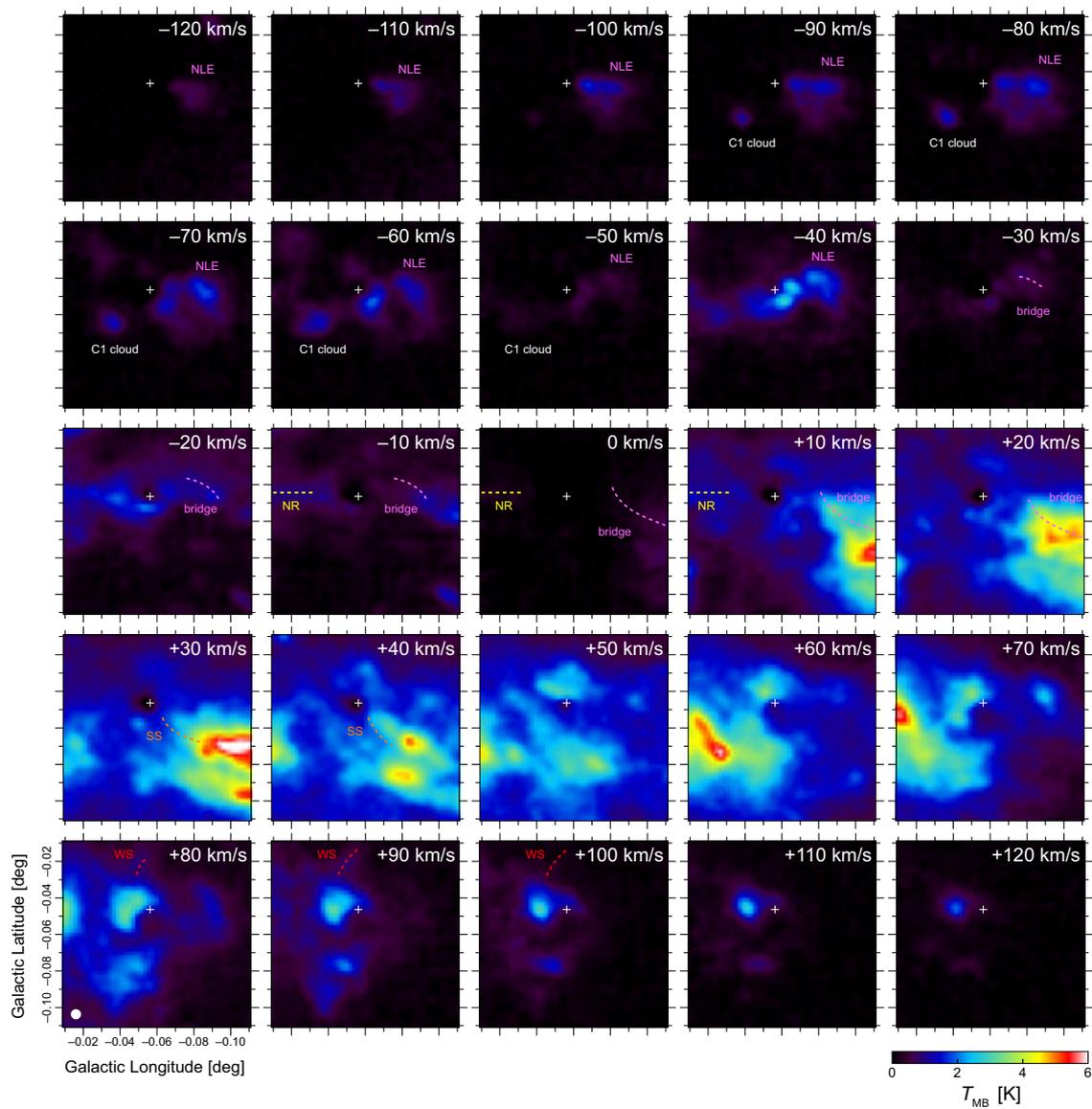


図 3.6: HCO^+ $J=1-0$ 輝線の速度チャンネル図。白十字、白丸、破線はそれぞれ図 3.4 に同じ。

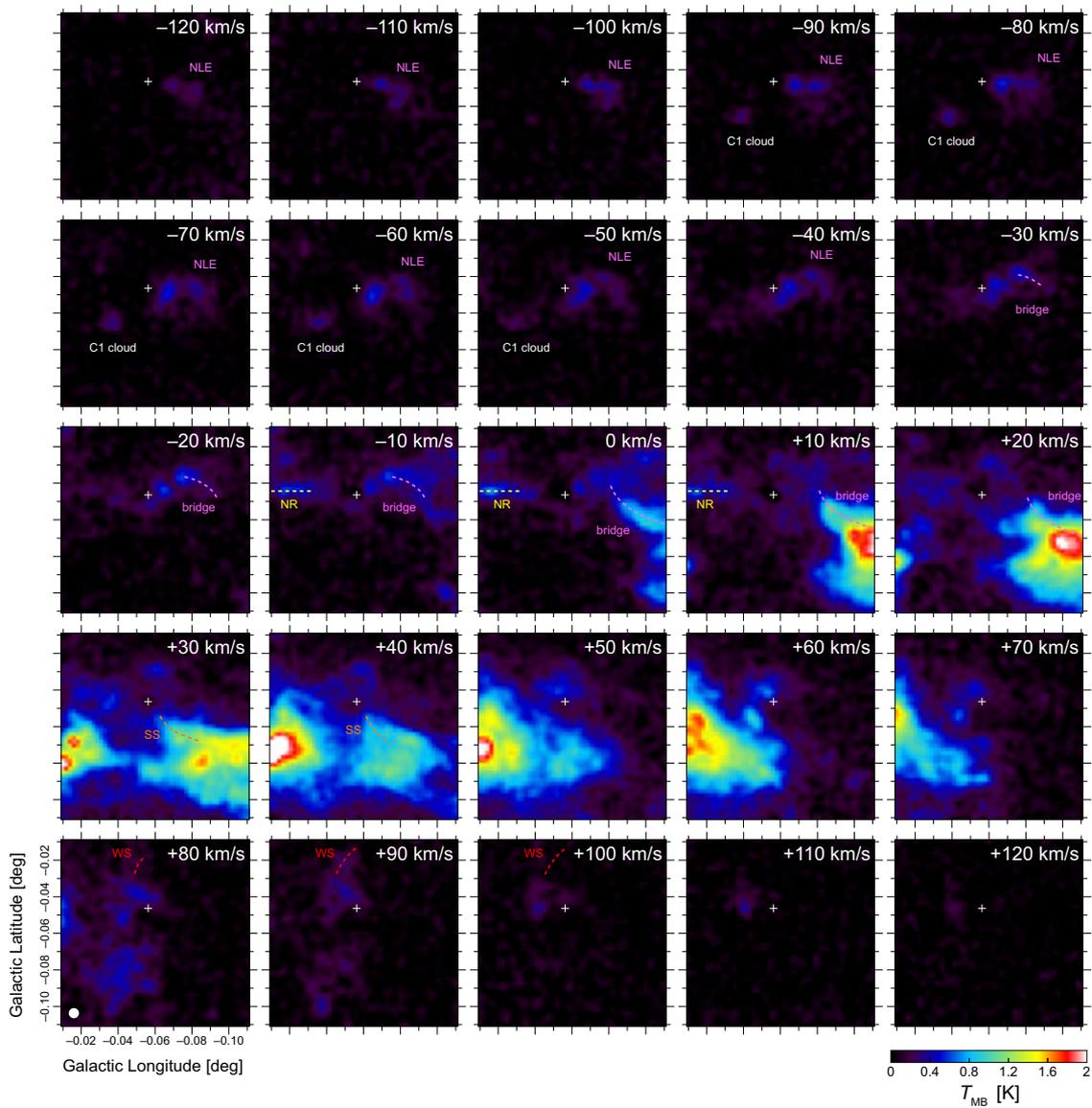


図 3.7: $\text{H}^{13}\text{CN } J=1-0$ 輝線の速度チャンネル図。白十字、白丸、破線はそれぞれ図 3.4 に同じ。

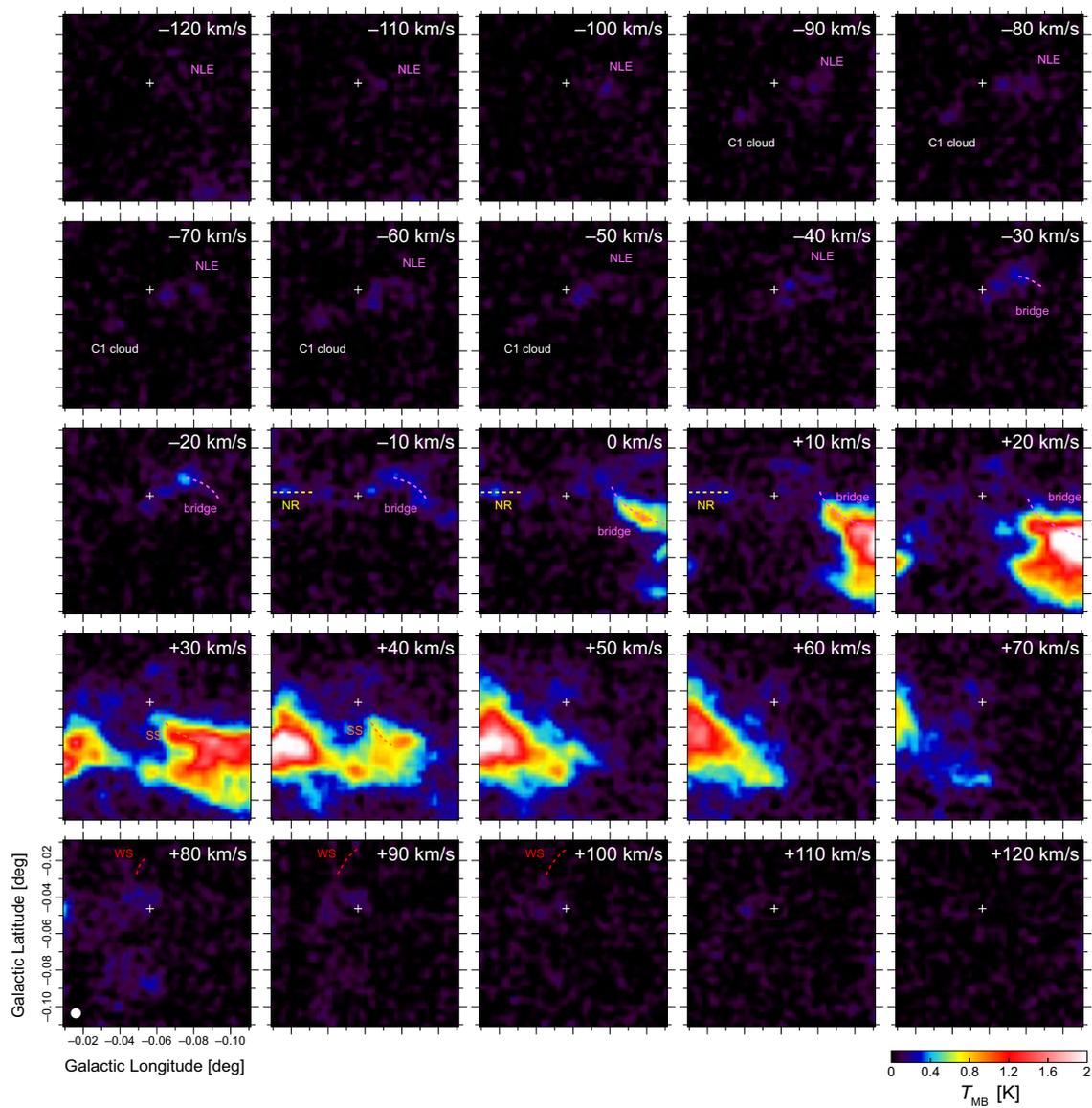


図 3.8: SiO $J=2-1$ 輝線の速度チャンネル図。白十字、白丸、破線はそれぞれ図 3.4 に同じ。

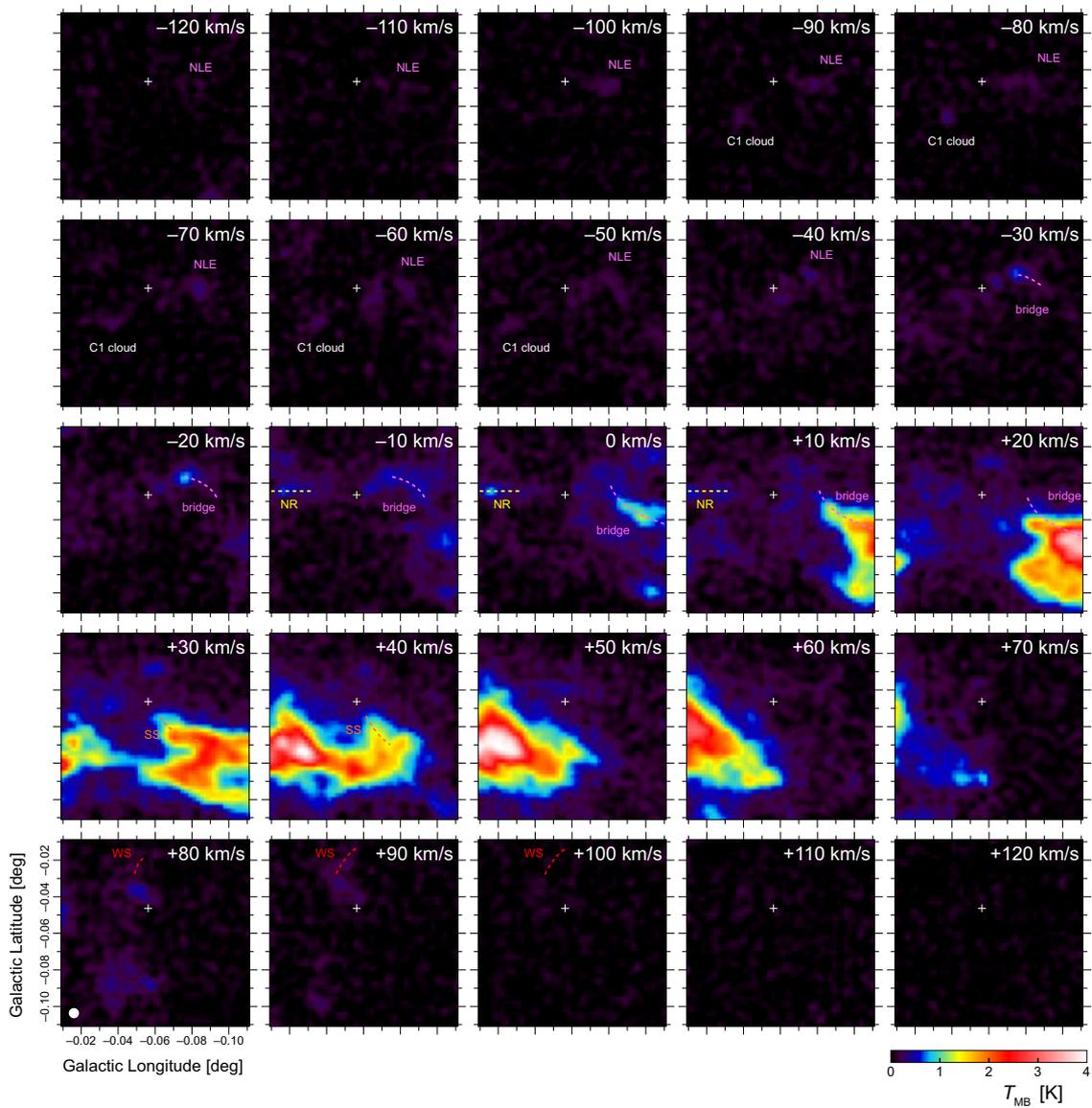


図 3.9: SO $N_J=3_2-2_1$ 輝線の速度チャンネル図。白十字、白丸、破線はそれぞれ図 3.4 に同じ。

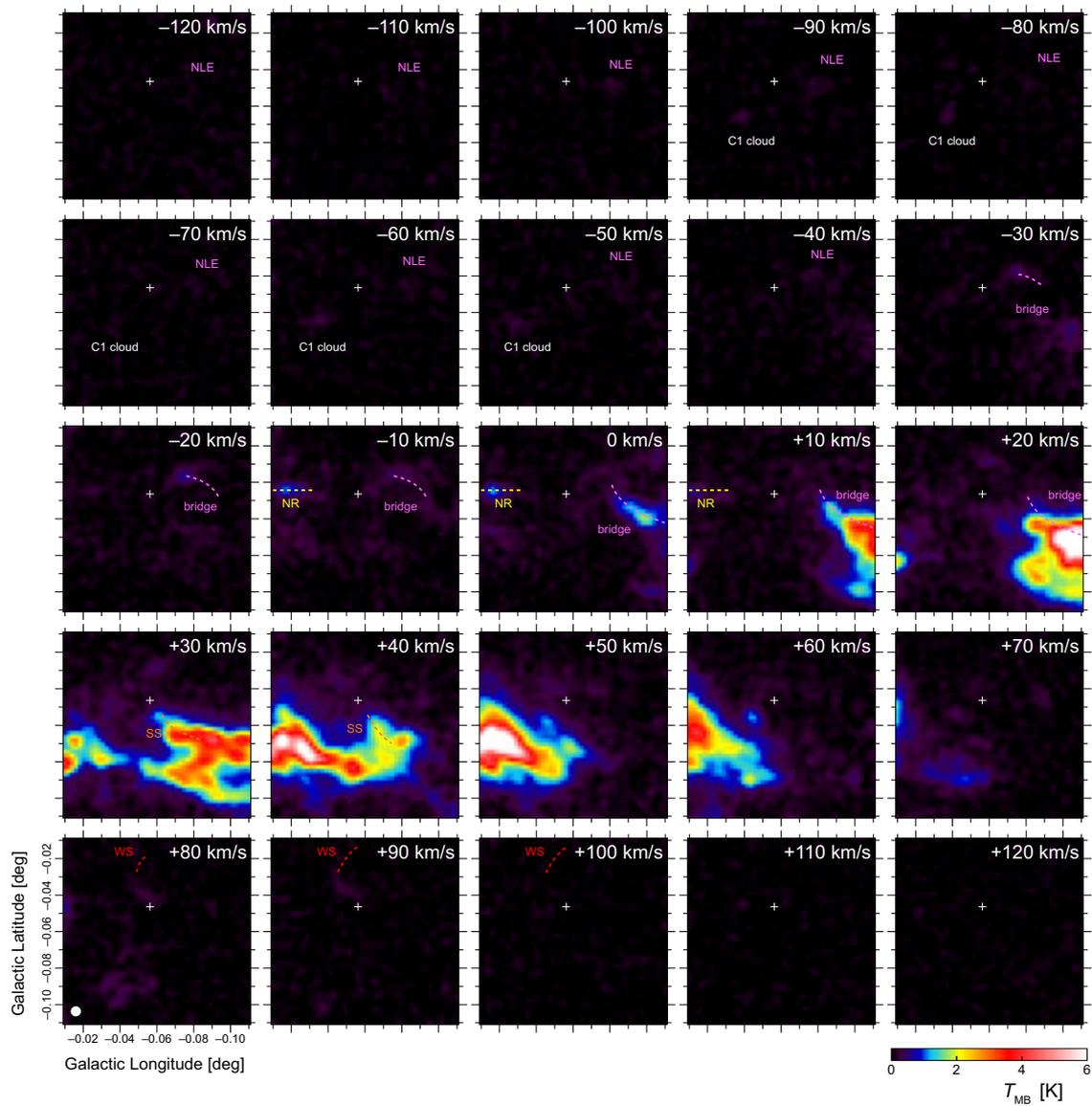


図 3.10: $\text{HC}_3\text{N } J=11-10$ 輝線の速度チャンネル図。白十字、白丸、破線はそれぞれ図 3.4 に同じ。

した CS $J=2-1$ 輝線の積分強度図と 3 つの銀経 (白破線) に沿って描いた銀緯-速度 ($b-V$) 図を示す。積分強度図上において、bridge は $l \sim -0.11^\circ$ から -0.08° の範囲に分布している。 $b-V$ 図上では、bridge は M-0.13-0.08 中 ($b, V_{\text{LSR}}) \simeq (-0.07^\circ, +30 \text{ km s}^{-1})$ の位置から上方に向かうにつれ速度を減速させ、($b, V_{\text{LSR}}) \simeq (-0.04^\circ, -20 \text{ km s}^{-1})$ の位置で NLE に接続する。この接点で速度勾配の符号は変わり、ここは積分強度図上では強い放射を伴うクランプとして ($l, b) \simeq (-0.04^\circ, -0.08^\circ)$ の位置に現れる。このクランプの銀経方向の広がりには NLE と同程度であり、NLE の北側の縁に対応する。天球面上での bridge の投影長さは 6 pc 程度である。NLE は $b-V$ 図上では “く” の字形を示し、その “く” の北側部分はクランプに、そして南側部分は直接 M-0.13-0.08 に接続するように見える [図 3.11(b)]。

Bridge とクランプは $b \sim -0.025^\circ$ にある構造とともに、半径 ~ 3 pc の円弧状の構造 (“arc”) を形成しているように見える (図 3.11 中のマゼンタ破線)。Bridge は arc の南側の縁に対応し、クランプはその東端に対応する。これらの放射構造は、HCN や HCO^+ 輝線では円盤部の吸収による影響であまり見えないが (図 3.3 参照)、 H^{13}CN 、SiO、SO および HC_3N 輝線においても確認できる (図 3.12)。これらの輝線放射は一般に高密度 [$n(\text{H}_2) \gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$] 領域で起こるとされているため (e.g., Shirley 2015)、bridge、クランプ、arc は高密度分子ガスで構成されていると考えられる。

3.4 議論

3.4.1 既知の分子ガス流

これまで、CND に物理的に繋がっている可能性のある分子ガス流がいくつか報告されている。以下では、それら既知の分子ガス流について議論する。

Northern Ridge

CND の直ぐ東側に位置するフィラメント状の分子雲が Northern Ridge である (e.g., McGary *et al.* 2001)。これは $-20 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq +20 \text{ km s}^{-1}$ の速度帯に現れ、図 3.4 中でもその存在がはっきりと確認できる。図 3.12 中で Northern Ridge は CND と接続するように現れるが、 HC_3N 輝線においてのみ $l \simeq -0.04^\circ$ の位置で放射が検出されなくなる。 HC_3N 分子は紫外線等の強い

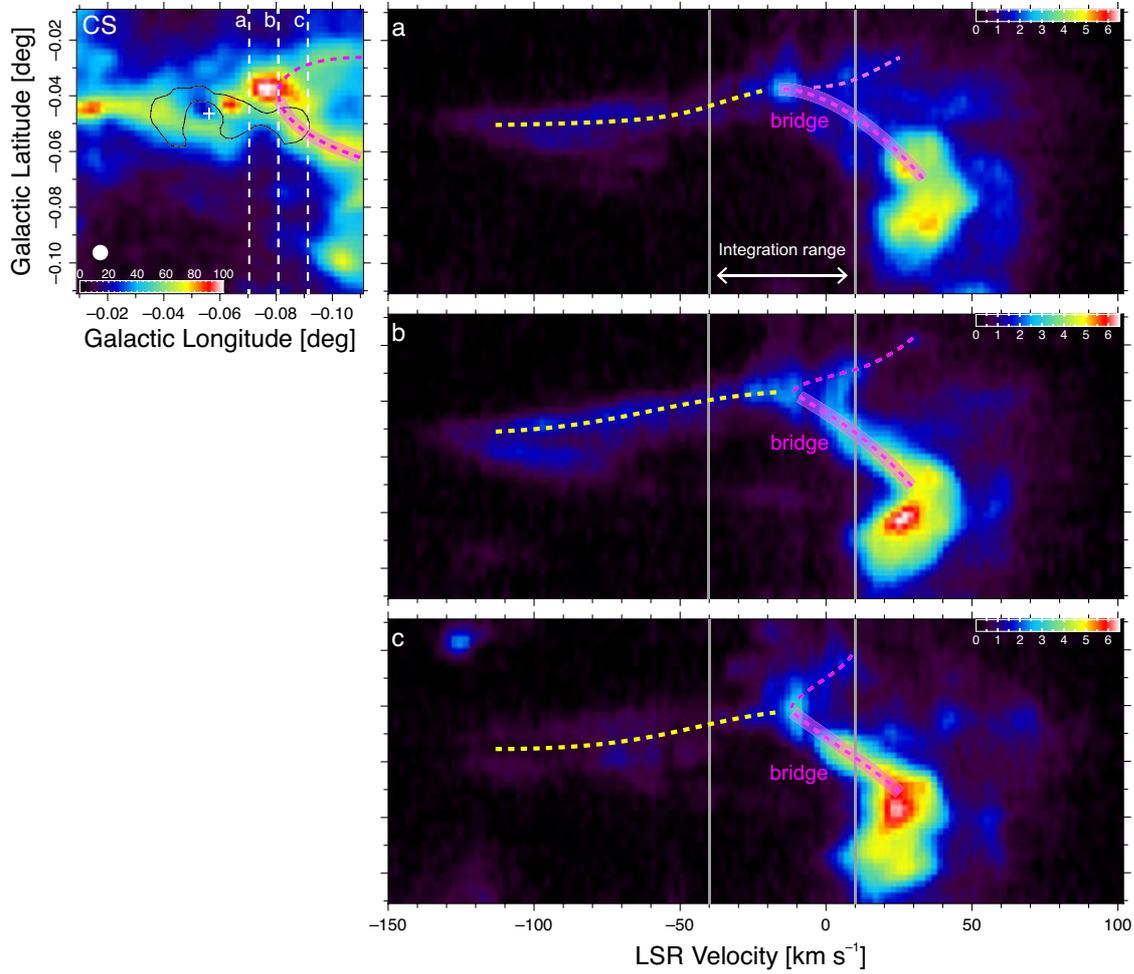


図 3.11: $V_{\text{LSR}} = -40 \text{ km s}^{-1}$ から $+10 \text{ km s}^{-1}$ の範囲で積分した CS $J=2-1$ 輝線の積分強度図 (左上) と 3つの白破線 (a)–(c) に沿って描いた銀緯–速度 (l – V) 図。白い十字は Sgr A* の位置を示す。白丸は 86 GHz における HPBW ($20''$)。黒い等高線は HCN $J=1-0$ 輝線の積分強度が 350 K km s^{-1} となる位置を示しており、CND の分布を示すために描いてある。マゼンタの実線と破線はそれぞれ “bridge” と “arc” からの放射を示している。黄色の破線は CND からの放射を示している。積分強度図および l – V 図の強度の単位はそれぞれ T_{MB} スケールで K km s^{-1} および K である。

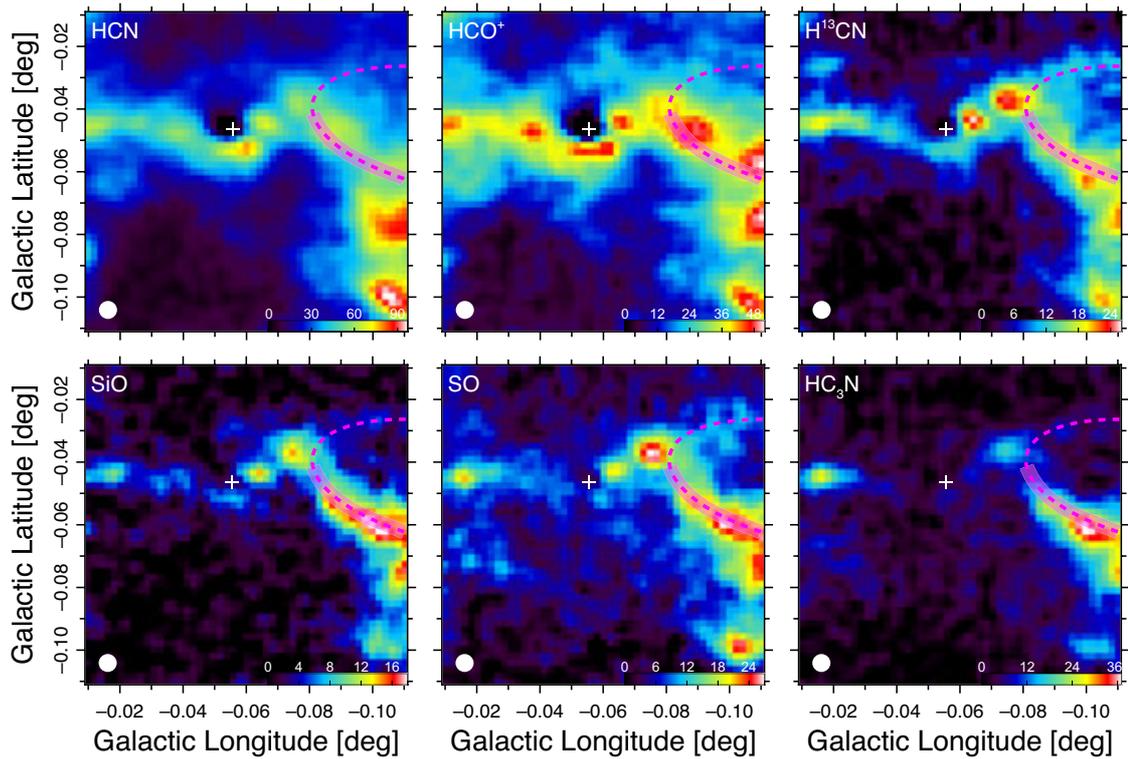


図 3.12: HCN $J=1-0$ 、 HCO^+ $J=1-0$ 、 H^{13}CN $J=1-0$ 、 SiO $J=2-1$ 、 SO $N_J=2_3-1_2$ および HC_3N $J=11-10$ 輝線の積分強度図。積分範囲は $V_{\text{LSR}} = -40 \text{ km s}^{-1}$ から $+10 \text{ km s}^{-1}$ 。白い十字は Sgr A* の位置を示す。白丸は 86 GHz における HPBW ($20''$)。マゼンタの実線と破線はそれぞれ “bridge” と “arc” を示している。強度の単位は T_{MB} スケールで K km s^{-1} である。

輻射場中で壊されやすい分子であることが知られており (Rodríguez-Franco *et al.* 1998)、この位置で放射が検出されなくなることは Sgr A* を取り巻く中心核星団からの強い紫外線放射により HC₃N 分子が破壊されていることに起因する可能性がある。このことは、Northern Ridge が実際に中心核近傍に位置する分子雲であることを示唆する。

Western Streamer

2-pc リングの西側から北側にかけて長くフィラメント状に伸びた分子ガス構造は Western Streamer と呼ばれており、それは $25 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ の急峻な速度勾配を示す (e.g., McGary *et al.* 2001)。電波干渉計を用いたサブミリ波帯スペクトル線による高分解能観測により、Western Streamer はさらに 4 つの構造 (W-1 から W-4) に分解される (Liu *et al.* 2012)。これらは中心核周りの強い潮汐力に破壊されつつ 2-pc リングへ接続する構造の可能性がある。W-1 は、今回の観測においても CS、HCN、HCO⁺、H¹³CN、および SO 輝線で検出されており、速度 $V_{\text{LSR}} \sim +90 \text{ km s}^{-1}$ に現れる (図 3.4 から 3.10 参照)。W-1 に沿った方向に速度勾配は見られず、このことは W-1 が CND の回転に沿うように運動しており、銀河面と垂直方向の速度成分は持たないことを示唆する。なお、この可能性は先行研究 (Liu *et al.* 2012) でも指摘されている。W-2 および W-3 に対応する構造は $+20 \text{ km s}^{-1} \lesssim V_{\text{LSR}} \lesssim +70 \text{ km s}^{-1}$ の速度帯で $b \sim -0.03^\circ$ に位置する成分であると考えられる (図 3.4)。W-4 は $(l, b) \simeq (-0.08^\circ, -0.04^\circ)$ に位置し、これは NLE もしくは bridge の北側の縁を部分的に捉えたものであると考えられる。

Southern Streamer

M-0.13-0.08 から 2-pc リングの南端にかけて北東方向に長く伸びた構造が Southern Streamer である (e.g., Coil & Ho 1999, 2000)。この構造は $+20 \text{ km s}^{-1} \lesssim V_{\text{LSR}} \lesssim +40 \text{ km s}^{-1}$ の速度帯で $b \sim -0.06^\circ$ の位置に現れ、わずかに速度勾配を示す (図 3.4)。Southern Streamer の根元は $(l, b, V_{\text{LSR}}) \simeq (-0.08^\circ, -0.07^\circ, +20 \text{ km s}^{-1})$ に位置し、そこは bridge の根元の位置に一致している。Southern Streamer は CND へ質量供給を行なっていると考えられてきた (Okumura *et al.* 1991; Ho *et al.* 1991; McGary *et al.* 2001)。しかしそれが直接 CND と繋がっているという証拠は見つかっていない (Herrnstein & Ho 2005)。今回の観

測においても、Southern Streamer と CND の三次元 (空間 2 次元+速度 1 次元) 的な繋がりは確認されなかった。

3.4.2 輝線強度比

3.4.1 節で述べたように、これまでに CND に繋がっている可能性のある複数の構造が先行研究の中で議論されてきた。今回の観測で得られた高分解能データにより、M-0.13-0.08 と CND の一部 (NLE) とが 3 次元的に bridge として繋がっていることが初めて明らかになった。以下では、M-0.02-0.07、M-0.13-0.08、CND、bridge の化学的性質の違いを議論するために、 H^{13}CN 輝線強度に対する CS、SiO、SO および HC_3N の輝線強度の比を調べる。

輝線強度 T_{MB} は

$$T_{\text{MB}} = f_{\text{beam}} [J_{\nu}(T_{\text{ex}}) - J_{\nu}(T_{\text{CMB}})] (1 - e^{-\tau_{\nu}}) \quad (3.4.1)$$

と表すことができる (付録 2.2.3 参照)。ここで f_{beam} は beam filling factor、 T_{ex} は励起温度、 $T_{\text{CMB}} = 2.73 \text{ K}$ は宇宙背景放射の温度、 τ_{ν} は光学的厚みであり、 $J_{\nu}(T)$ は

$$J_{\nu}(T) \equiv \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (3.4.2)$$

で表される温度 T の関数である。また、式 (3.4.1) は

$$T_{\text{MB}} = f_{\text{beam}} [J_{\nu}(T_{\text{ex}}) - J_{\nu}(T_{\text{CMB}})] \frac{1 - e^{-\tau_{\nu}}}{\tau_{\nu}} \quad (3.4.3)$$

のように変形できる。 h はプランク定数、 k はボルツマン定数、 ν は周波数である。 τ_{ν} は柱密度 N_u に比例し (付録 A.3.4 式 A.3.23 参照)、 $\tau_{\nu} \ll 1$ の場合は $(1 - e^{-\tau_{\nu}}) / \tau_{\nu} \sim 1$ と近似できるため、十分に光学的に薄い場合は輝線強度は柱密度に比例する。HCN および H^{13}CN 輝線の光学的厚みをそれぞれ τ_{12} および τ_{13} とすれば、式 (3.4.1) から $\text{H}^{13}\text{CN}/\text{HCN}$ 強度比は

$$\frac{T_{\text{MB}}(\text{H}^{13}\text{CN})}{T_{\text{MB}}(\text{HCN})} \simeq \frac{1 - e^{-\tau_{13}}}{1 - e^{-\tau_{12}}} \quad (3.4.4)$$

と表すことができる。ここで H^{13}CN 輝線の励起温度 (T_{ex}) および beam filling factor

(f_{beam}) は HCN 輝線のものと同程度であると仮定している。さらに H^{13}CN 分子に対する HCN 分子の存在量比を $[\text{H}^{12}\text{CN}]/[\text{H}^{13}\text{CN}]=[\text{C}^{12}]/[\text{C}^{13}]=24$ (Langer & Penzias 1990) と仮定すれば、 $\tau_{13}/\tau_{12} \simeq 24$ となるので (付録 A.3.4 式 A.3.23 参照)、この関係と式 (3.4.4) を用いて HCN/ H^{13}CN 輝線強度比から τ_{13} を評価することができる。この方法で H^{13}CN 輝線の光学的厚みを評価したところ、CND では $\tau_{13} < 0.2$ 、M-0.02–0.07 および M-0.13–0.08 では $\tau_{13} \lesssim 0.5$ となった。したがって、 H^{13}CN 輝線は光学的に薄いと言える。以上の議論から、 H^{13}CN 輝線強度は観測領域において柱密度の良い指標と言える。

CS 輝線は HCN や HCO^+ 輝線同様に高密度分子ガスのトレーサーとしてよく使用され、また CS 分子は紫外線などの強い輻射場中においても壊されにくいと考えられている (Martín *et al.* 2012)。一方で、 HC_3N 分子は紫外線光子や C^+ イオンとの反応により容易に壊されると考えられている (Rodríguez-Franco *et al.* 1998; Meier & Turner 2005)。したがって、 HC_3N 輝線は紫外線光子が浸透しないような分子雲内側の高密度領域のトレーサーとされている。SiO 分子は、強い衝撃波によって塵粒子が壊され、Si 原子が星間空間に放たれることで生成すると考えられており (Schilke *et al.* 1997)、SiO 輝線は強い衝撃波領域の良いトレーサーとして用いられる (e.g., Martín-Pintado *et al.* 1992)。CS や SO 等の S 原子を含む分子も同様に衝撃波領域で増加する傾向にあると考えられている (Harada *et al.* 2015)。

表 3.1 に記す領域に含まれる分子ガスをそれぞれ、M-0.02–0.07、M-0.13–0.08、bridge、CND と定義する。図 3.13 はそれぞれの領域における、 H^{13}CN 輝線強度に対する CS/ H^{13}CN 、SiO/ H^{13}CN 、SO/ H^{13}CN および $\text{HC}_3\text{N}/\text{H}^{13}\text{CN}$ 輝線強度比の散布図である。4 つ全ての散布図において、M-0.13–0.08 の点 (青) は広く分散しており、M-0.02–0.07 の点 (緑) はさらに大きく分散している。また、CND の点は図中左下に集中する傾向がある。CND と M-0.02–0.07 および M-0.13–0.08 の化学的な性質は大きく異なることがわかる。表 3.2 に各領域内における平均輝線強度の比を示す。

比較のため、Sgr B2(N) および Sgr B2(M) の強度比を図 3.13 中に示す。これらの比は IRAM 30 m 鏡による観測で取得されたデータに基づいて計算している (Belloche *et al.* 2013)^{*4}。Sgr B2(N) および Sgr B2(M) は、大質量星形成領域としてよく知られている (e.g., Gaume & Claussen 1990)。Sgr B2 の点とは違って、bridge の点 (図

^{*4}ここで用いたデータは <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/559/A47> に公開されている。

3.13 中マゼンタ) は概ね M-0.13-0.08 と CND の間に収まるように分布している。平均強度比も M-0.13-0.08 と CND の中間の値をとる (表 3.2)。以上のことは、bridge の物理状態および化学組成は M-0.13-0.08 や CND とは大きく異なることはなく、それらの中間的な性質を持っていることを示唆している。すなわち、bridge が示す中間的な輝線強度比は、M-0.13-0.08 と CND とが物理的に繋がっていることに起因する可能性がある。

表 3.1: 輝線強度比計算に使用したデータ範囲

| 領域 | l [deg] | b [deg] | V_{LSR} [km s $^{-1}$] |
|-------------|--------------------|--------------------|----------------------------------|
| M-0.02-0.07 | -0.06 \sim -0.01 | -0.11 \sim -0.06 | +25 \sim +65 |
| M-0.13-0.08 | -0.11 \sim -0.06 | -0.11 \sim -0.06 | +10 \sim +50 |
| Bridge | -0.11 \sim -0.07 | -0.07 \sim -0.03 | -30 \sim +10 |
| CND | -0.09 \sim -0.06 | -0.06 \sim -0.03 | -130 \sim -30 |
| | -0.06 \sim -0.03 | -0.06 \sim -0.03 | +65 \sim +130 |

表 3.2: 領域ごとの平均輝線強度比

| 輝線強度比 | M-0.13-0.08 | M-0.02-0.07 | Bridge | CND |
|------------------------|-------------|-------------|--------|------|
| CS/H 13 CN | 4.59 | 3.90 | 3.83 | 3.36 |
| SiO/H 13 CN | 0.69 | 0.75 | 0.64 | 0.33 |
| SO/H 13 CN | 1.40 | 1.24 | 0.95 | 0.49 |
| HC $_3$ N/H 13 CN | 1.71 | 1.70 | 1.02 | 0.27 |

3.4.3 雲突入シナリオ

M-0.13-0.08 と CND の放射領域が bridge を介して繋がっていることは、これらの構造の物理的接触を示唆している。M-0.13-0.08 は銀河系中心核に対して手前に位置することが知られているため (Güsten & Henkel 1983)、bridge は M-0.13-0.08 から中心核方向へと落下する分子ガス流のように考えられる。しかし、M-0.13-0.08 の上部は手前方向に加速されている (図 3.11)。この観測事実は、bridge が手前から中心核方向へ流れるガス流であるという解釈に矛盾する。そこで、観測された空間-

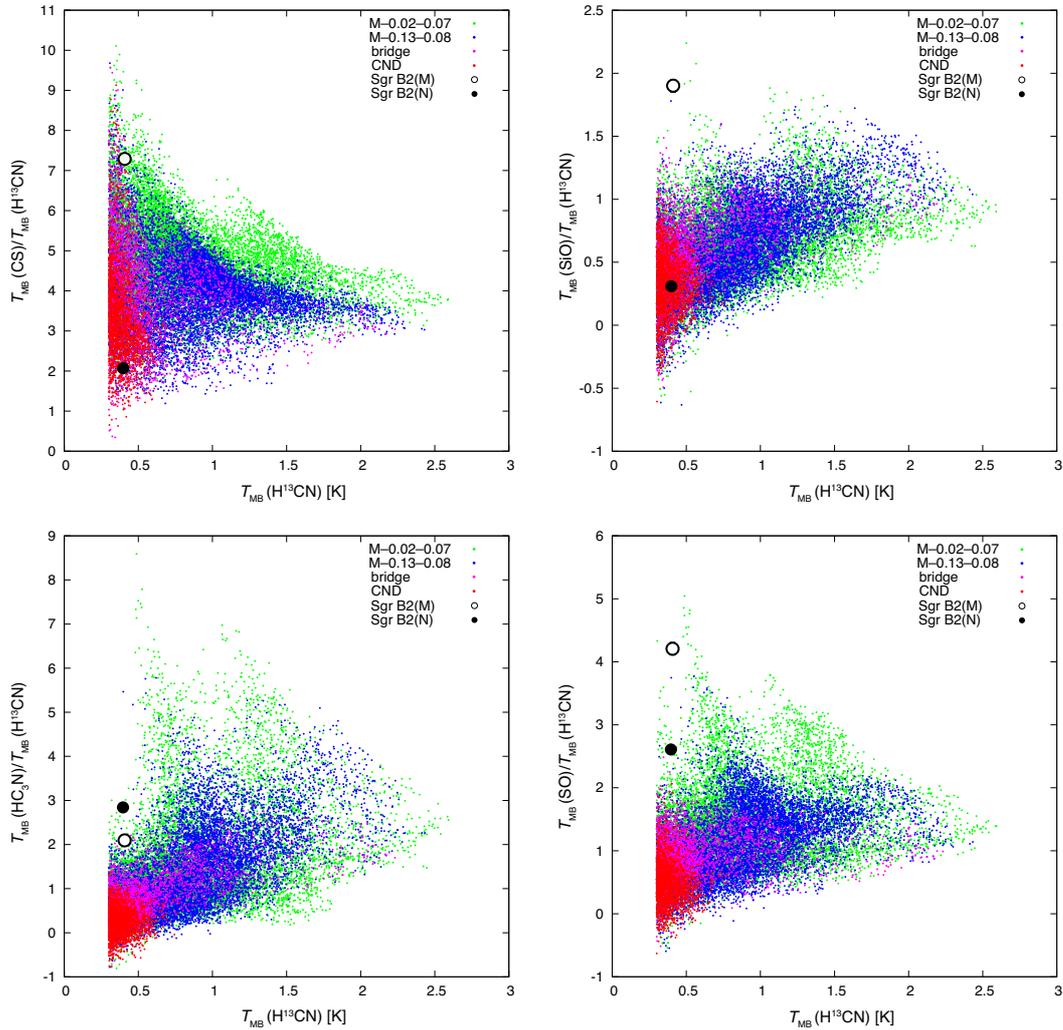


図 3.13: H^{13}CN 輝線強度に対する $\text{CS}/\text{H}^{13}\text{CN}$ 、 $\text{SiO}/\text{H}^{13}\text{CN}$ 、 $\text{SO}/\text{H}^{13}\text{CN}$ および $\text{HC}_3\text{N}/\text{H}^{13}\text{CN}$ 輝線強度比の散布図。緑、青、マゼンタ、赤はそれぞれ M-0.02-0.07、M-0.13-0.08、bridge、CND の点を示す。各領域の定義は表 3.1 に記してある。強度比は、 H^{13}CN 輝線強度が 3σ (0.3 K) 以上のデータ点のみを使用して計算している。黒丸と白丸はそれぞれ Sgr B2(N) ($\alpha_{\text{J2000}}=17^{\text{h}}47^{\text{m}}20^{\text{s}}.0$, $\delta_{\text{J2000}}=-28^{\circ}22'19.0''$) および Sgr B2(M) ($\alpha_{\text{J2000}}=17^{\text{h}}47^{\text{m}}20^{\text{s}}.4$, $\delta_{\text{J2000}}=-28^{\circ}23'07.0''$) 方向の輝線強度および強度比を示す。Sgr B2(N) および Sgr B2(M) についてはそれぞれ、 $V_{\text{LSR}} = +30 \text{ km s}^{-1}$ から $+45 \text{ km s}^{-1}$ および $V_{\text{LSR}} = +40 \text{ km s}^{-1}$ から $+50 \text{ km s}^{-1}$ の速度帯の平均強度を利用した。これら Sgr B2 に関するデータは、IRAM 30 m 電波望遠鏡により取得されたものである (Belloche *et al.* 2013)。

速度構造から、CNDの一部NLEがM-0.13-0.08に突入しているというシナリオ(雲突入シナリオ)を提唱する。図3.14にそのシナリオの模式図を示す。NLEは、中心核の重力ポテンシャルに捕らわれ潮汐破壊された巨大分子雲の残骸である可能性がある(Mapelli & Trani 2016)。雲突入シナリオでは、この非対称部分が $\sim 10^5$ 年前にM-0.13-0.08の北部に突入したと考える。NLEがすぐ手前にあるM-0.13-0.08へ突入し、分子ガスを加速し掃き集めることでbridgeおよびarcが形成される。NLEの負の速度端は、先行して突入する成分に対応すると考えられ、この速度は2-pcリングの回転速度と同程度である。したがって、NLEの一部はすでにM-0.13-0.08を突き抜けている可能性がある。NLEの素となった巨大分子雲が潮汐破壊され生じた断片のいくつかは、より小さい角運動量を持ち、M-0.13-0.08と衝突することなくより内側の軌道を運動している可能性がある。このようなガス流がWestern Streamerとして観測されている可能性がある(Liu *et al.* 2012)。

雲突入シナリオでは、速度差が 100 km s^{-1} を超える分子雲同士が衝突するため衝撃波が発生するはずである(e.g., Habe & Ohta 1992)。SiO分子は衝撃波領域の良いトレーサーであるため、SiO分子の増加傾向を調べることで衝撃波の有無が確認できる(e.g., Martín-Pintado *et al.* 1992; Schilke *et al.* 1997)。図3.15にSiO $J=2-1/H^{13}CN$ $J=1-0$ 輝線強度比の***b-V***図を示す。ここで示す***b-V***図は図3.11の銀経(a)-(c)に沿って描かれたものである。強度比は、 $H^{13}CN$ 強度が 3σ (0.3 K)以上のデータのみに対して計算している。これら***b-V***図から、M-0.13-0.08の北側(bridgeの根元)で特に強度比が高くなっている($\gtrsim 1$)ことがわかる。この位置はSouthern Streamerの根元に対応する(Okumura *et al.* 1989, 1991; Coil & Ho 1999, 2000)。LiuらはSiO $J=1-0/C^{34}S$ $J=1-0$ 輝線強度比がM-0.13-0.08の北側で有意に増加していることを報告している(Liu *et al.* 2013)。これら強度比の増加は衝撃波によりSiO分子が増加したことに起因すると考えられる。WrightらはSouthern Streamerが衝撃波加熱されている可能性を指摘しているが、彼らはこれが超新星残骸Sgr A Eastとの相互作用によるものと解釈している(Wright *et al.* 2001)。この可能性は現時点では棄却できないものの、bridgeの根元におけるSiOの増加は分子雲同士の衝突によるものと解釈できる。SiO輝線強度の増加は雲突入シナリオを支持する観測事実である。

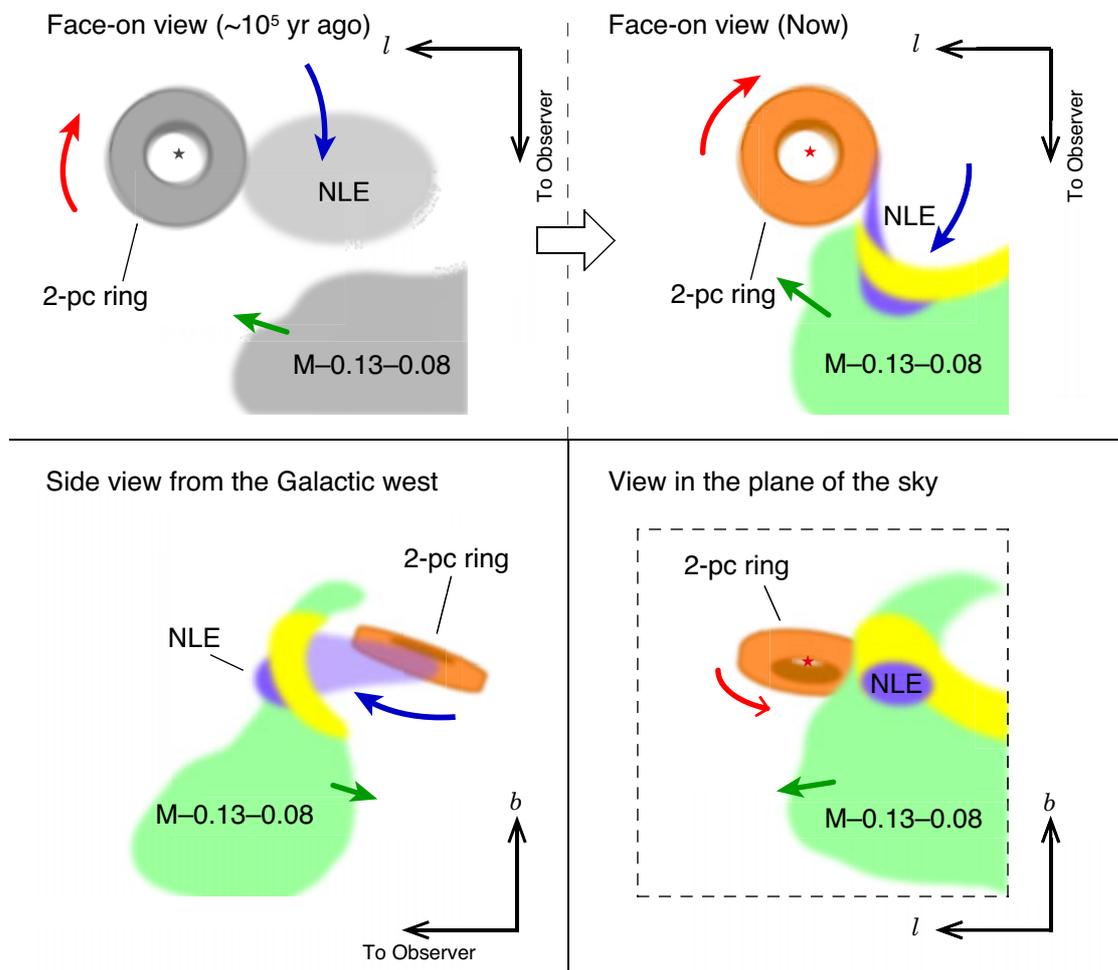


図 3.14: 雲突入シナリオの 3次元模式図。2-pc リングはオレンジ、NLE は紫、M-0.13-0.08 は緑、bridge は黄色で描かれている。星印は Sgr A* の位置を示す。左上は $\sim 10^5$ 年前の様子、右上は現在の様子を示した俯瞰図。赤と青の矢印は CND の回転運動を示す。左下は現在の様子を銀経負方向から見たもの。右下は天球面上における現在の様子。緑の矢印は M-0.13-0.08 の運動方向を示す。破線で囲まれた範囲は観測領域を示す。

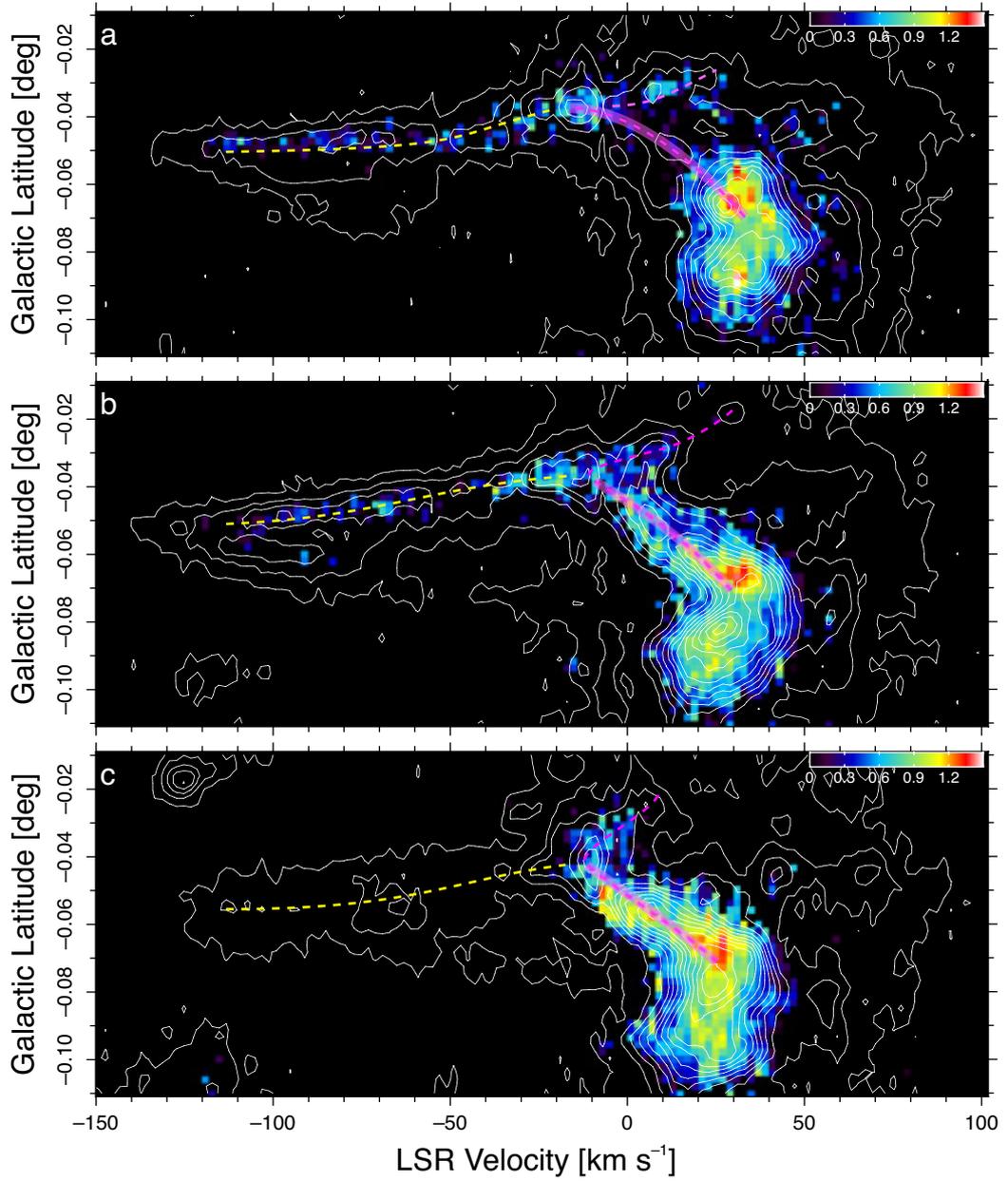


図 3.15: SiO $J=2-1$ /H¹³CN $J=1-0$ 輝線強度比の b - V 図。銀経は図 3.11 の銀経 (a)–(c) に同じ。黄色およびマゼンタの線も図 3.11 に同じ。白い等高線は CS $J=2-1$ 輝線強度を 0.3 K から 0.5 K おきに示している。

3.4.4 質量供給過程

M-0.13-0.08 と NLE の衝突は、互いの角運動量を相殺し、衝撃波により運動エネルギーを散逸させる。その結果、NLE の一部はより高い離心率を持った軌道で内側へと運ばれることが期待される。このような過程により、2-pc リングの成長および中心核近傍への質量供給が促進されている可能性がある。

ここで、M-0.13-0.08 と NLE の衝突により内側へ供給され得る分子ガス質量を評価する。付録 A.3.4 式 (A.3.23) より光学的厚み τ_ν は、

$$\tau_\nu = \frac{hc^3 A_{ul}}{8\pi k\nu^2} \frac{N_u}{J_\nu(T_{\text{ex}})} \frac{1}{\Delta V} \quad (3.4.5)$$

と書けるので、式 (3.4.3) から準位 J の柱密度は

$$N_J = \frac{8\pi k\nu^2}{hc^3 A_{ul}} \left[\frac{J_\nu(T_{\text{ex}})}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{CMB}})} \right] \frac{1}{f_{\text{beam}}} \frac{1}{\beta_\nu} W \quad (3.4.6)$$

と書ける。ここで、 W は積分強度 ($W \equiv \int T_{\text{MB}} dV$) であり、 β_ν は

$$\beta_\nu \equiv \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (3.4.7)$$

で定義される。分子の純回転遷移を考え、局所熱力学平衡 (local thermodynamic equilibrium; LTE) を仮定する。LTE の下では、各準位の占有数はボルツマン分布に従う。すなわち、励起温度を T_{ex} 、全準位での合計柱密度を N_{mol} 、準位 J にある分子の柱密度を N_J とすれば、

$$N_J = \frac{N_{\text{mol}}}{Q} g_J \exp\left(-\frac{E_{u,J}}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (3.4.8)$$

と書ける。ここで、 g_J は統計的重率で $g_J = 2J + 1$ 、 $E_{u,J}$ は準位 J の回転エネルギー、 Q は分配関数であり、

$$E_{u,J} = hBJ(J+1) \quad (3.4.9)$$

$$Q = \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) \exp\left[\frac{-hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right] \quad (3.4.10)$$

と書ける。ここで、 B は考えている分子の回転定数である。したがって、

$$N_{\text{mol}} = \frac{8\pi k\nu^2}{hc^3 A_{ul} g_J} Q \left[\frac{J_\nu(T_{\text{ex}})}{J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{CMB}})} \right] \frac{1}{f_{\text{beam}}} \frac{1}{\beta_\nu} \exp\left(\frac{E_{u,J}}{kT_{\text{ex}}}\right) W \quad (3.4.11)$$

と書ける。すなわち、 T_{ex} 、 β_ν (τ_ν)、 f_{beam} が決まれば、積分強度 W から N_{tot} を求めることができる。孤立した分子雲を考える場合、その分子ガス質量 M_{gas} は、水素分子の柱密度 N_{H_2} を用いて

$$M_{\text{gas}} = 2\mu m_p \int D^2 N_{\text{H}_2} d\Omega \quad (3.4.12)$$

で与えられる。ここで、 $\mu (= 1.38)$ は平均分子量、 $m_p (= 1.67 \times 10^{-24} \text{ g})$ は陽子質量、 D は観測者から分子雲までの距離である。立体角積分は、天球面上での分子雲の分布範囲内について行う。考えている分子の在量比を $X \equiv N_{\text{mol}}/N_{\text{H}_2}$ で定義すれば、

$$M_{\text{gas}} = 2\mu m_p \int D^2 \frac{N_{\text{mol}}}{X} d\Omega \quad (3.4.13)$$

となる。これに式 (3.4.11) を代入することで、 M_{gas} を計算することができる。

衝突により減速されている分子ガスは $-0.09^\circ \leq l \leq -0.07^\circ$ 、 $-0.06^\circ \leq b \leq -0.03^\circ$ 、 $-80 \leq V_{\text{LSR}} \leq 0 \text{ km s}^{-1}$ の領域にあると考えられるので、この領域内の CS $J=2-1$ 輝線データから供給され得る質量を LTE の仮定の下で評価する。CS $J=2-1$ 輝線について $T_{\text{ex}} = 10 \text{ K}$ (Tsuboi *et al.* 2015)、 $f_{\text{beam}} = 1$ 、 $\tau_\nu = 0.4$ を仮定する。ここで、光学的厚み τ_ν は先行研究 (Takekawa *et al.* 2014) で得られた CS $J=2-1$ / $^{13}\text{CS } J=2-1$ 強度比から評価した値を採用した。また、CS の水素分子に対する存在量比は $X = 10^{-8}$ (Requena-Torres *et al.* 2006)、銀河系中心までの距離は $D = 8 \text{ kpc}$ (Gillissen *et al.* 2009) とする。その結果、M-0.13-0.08 と NLE の衝突により内側へ供給され得る分子ガス質量は $\sim 10^4 M_\odot$ と評価された。また、CND の分子ガス質量は CS 輝線強度から $\sim 10^5 M_\odot$ と評価された。これは先行研究 (Oka *et al.* 2011) の結果と矛盾しない。

質量供給により CND は自己重力的に不安定になる可能性がある。CND の自己重力不安定性が、M-0.13-0.08 と NLE の衝突による質量供給で誘発され得るかどうかを議論する。薄い回転ガス円盤の自己重力に対する安定度を表す指標に Toomre の Q 値 ($Q \equiv \kappa \sigma_V / \pi G \Sigma_{\text{gas}}$; Toomre 1964) というものがある (付録 E.6 参照)。ここで、 σ_V は分子ガスの速度分散、 G は重力定数、 Σ_{gas} は質量面密度、 κ はエピサイクリック振動数である。円盤の回転速度 V_{rot} が中心からの距離 r に依らず一定である場合、

$\kappa = \sqrt{2}V_{\text{rot}}/r$ と表すことができる。 $Q > 1$ の回転ガス円盤は自己重力的に安定に存在できる。CND の Q 値は ~ 30 と概算でき、供給され得る質量 ($\sim 10^4 M_{\odot}$) は現在の CND の質量 ($\sim 10^5 M_{\odot}$) より 1 桁程度小さいため、M-0.13-0.08 と NLE の衝突による質量供給では Q 値は大きく変化しない。したがって、仮に衝突に関与する分子ガスが全て CND に供給されたとしても、CND は自己重力的に安定に存在できる。なお、衝突により落下する分子ガスが CND に降着することなく中心核近傍へと供給される可能性もある。

雲突入シナリオは観測される分子ガスの運動を自然に説明し、これは外側の巨大分子雲 M-0.13-0.08 が中心核近傍領域への質量供給源となっていることを示唆する。雲突入シナリオは、Zhao らが Very Large Array (VLA) を用いて minispiral の 3 次元運動を直接測定したように、分子ガスの 3 次元運動を測定することで将来的に検証できる可能性がある (Zhao *et al.* 2009)。Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) を用いた超高分解観測により現在の分子ガスの状態を記録しておき、 ~ 20 年後に同様の観測を行えば分子ガスの固有運動を検出でき、この領域の 3 次元運動を把握することができる。

3.5 まとめ

CND とその周辺の分子ガスの物理的関係を調べるために、野辺山 45 m 鏡を用いて CND 全体 (2-pc リングと NLE) を含む銀河系中心 10 pc の領域のイメージング観測を実施した。観測輝線はミリ波帯にある 7 つの分子の回転遷移線 HCN $J=1-0$ 、 H^{13}CN $J=1-0$ 、 HCO^+ $J=1-0$ 、CS $J=2-1$ 、SiO $J=2-1$ 、SO $N_J=2_3-1_2$ 、 HC_3N $J=11-10$ である。その結果、CS、 H^{13}CN 、SiO、SO および HC_3N 輝線において、CND の非対称成分である NLE とその手前に位置する巨大分子雲 M-0.13-0.08 を三次元 (空間 2 次元+速度 1 次元) 的に繋ぐ構造 “bridge” を発見した。

輝線強度比 CS/ H^{13}CN 、SiO/ H^{13}CN 、SO/ H^{13}CN および $\text{HC}_3\text{N}/\text{H}^{13}\text{CN}$ を各領域 (M-0.13-0.08、bridge、CND) ごとに調べた結果、bridge における強度比はいずれも M-0.13-0.08 と CND の中間的な値を示すことがわかった。これは、bridge が M-0.13-0.08 と CND の中間的な物理状態および化学的性質を有することを示唆し、bridge が物理的に M-0.13-0.08 と CND を接続する構造であるという解釈を支持する。

観測された空間-速度構造は、NLE が M-0.13-0.08 に突入していると解釈するとうまく説明することができる。この場合、M-0.13-0.08 は中心核から $\lesssim 10$ pc に位置することになる。SiO/H¹³CN 比が bridge の根元において高くなっており、この観測事実は「雲突入シナリオ」を支持する。このような分子ガス同士の衝突により、角運動量の損失および運動エネルギーの散逸が引き起こされ、中心核方向への質量供給が促進されている可能性がある。本研究成果は、CND と M-0.13-0.08 を 3 次元的に繋げる構造を初めて明瞭に描き出し、銀河系中心核への質量供給過程の一端を示した点で重要である。

第4章 小型高速度コンパクト雲の発見

4.1 背景

銀河系中心分子層 (central molecular zone; CMZ) には、高速度コンパクト雲 (high-velocity compact cloud; HVCC) と呼ばれる空間的にコンパクト ($d < 10$ pc) かつ CMZ の中でも特に広い速度幅 ($\Delta V \gtrsim 50$ km s⁻¹) を示す特異分子雲が多数存在する (Oka *et al.* 1998, 1999, 2007, 2008, 2012; 1.4.3 節参照)。いくつかの HVCC は高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比を示すとともに (> 1.5)、膨張運動を伴う球殻状もしくは円弧状の分子ガス構造に付随し、超新星爆発のような局所的な爆発現象に起因して駆動された可能性がある (e.g., Oka *et al.* 2001; Tanaka *et al.* 2007)。しかしながら、HVCC の多くは他波長域に対応天体を持たないこともあり、その起源は未だあまり理解されていない。

HVCC はこれまで CMZ 内において多く同定されてきたが、CMZ 以外の領域での報告例は少ない。近年、太陽系から ~ 3 kpc の位置にある超新星残骸 W44 と相互作用する分子雲中にも空間的にコンパクトかつ著しく広い速度幅を持つ高速度成分 (“Bullet”) が発見された (図 4.1; Sashida *et al.* 2013)。その速度幅は full width zero intensity (FWZI) で 100 km s⁻¹ 以上と際立って広い一方で、その空間サイズは $d < 1$ pc とこれまで発見されてきた HVCC よりも数倍小さい。Bullet の起源を探るため、Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) 10 m 鏡および野辺山 45 m 鏡を用いて詳細な分子輝線観測を行ったところ、これは位置-速度図上で W44 分子雲から速度負方向に突き出すように “Y” 字形を示すことがわかった [図 4.1(d); Yamada *et al.* 2017]。この特徴的な速度構造は、超新星衝撃波により掃き寄せられた高密度分子層に点状重力源が高速で突入すると考えるとうまく説明できる (図 4.2)。また、Bullet の持つ膨大な運動エネルギー ($\sim 10^{48}$ erg) をこの過程で生成するために必要な点状重力源の質量は $30 M_{\odot}$ と評価された。 $30 M_{\odot}$ 以上の点状重力源としては大質量星かブラックホールが考えられるが、同方向には明るい恒星は検出されない。し

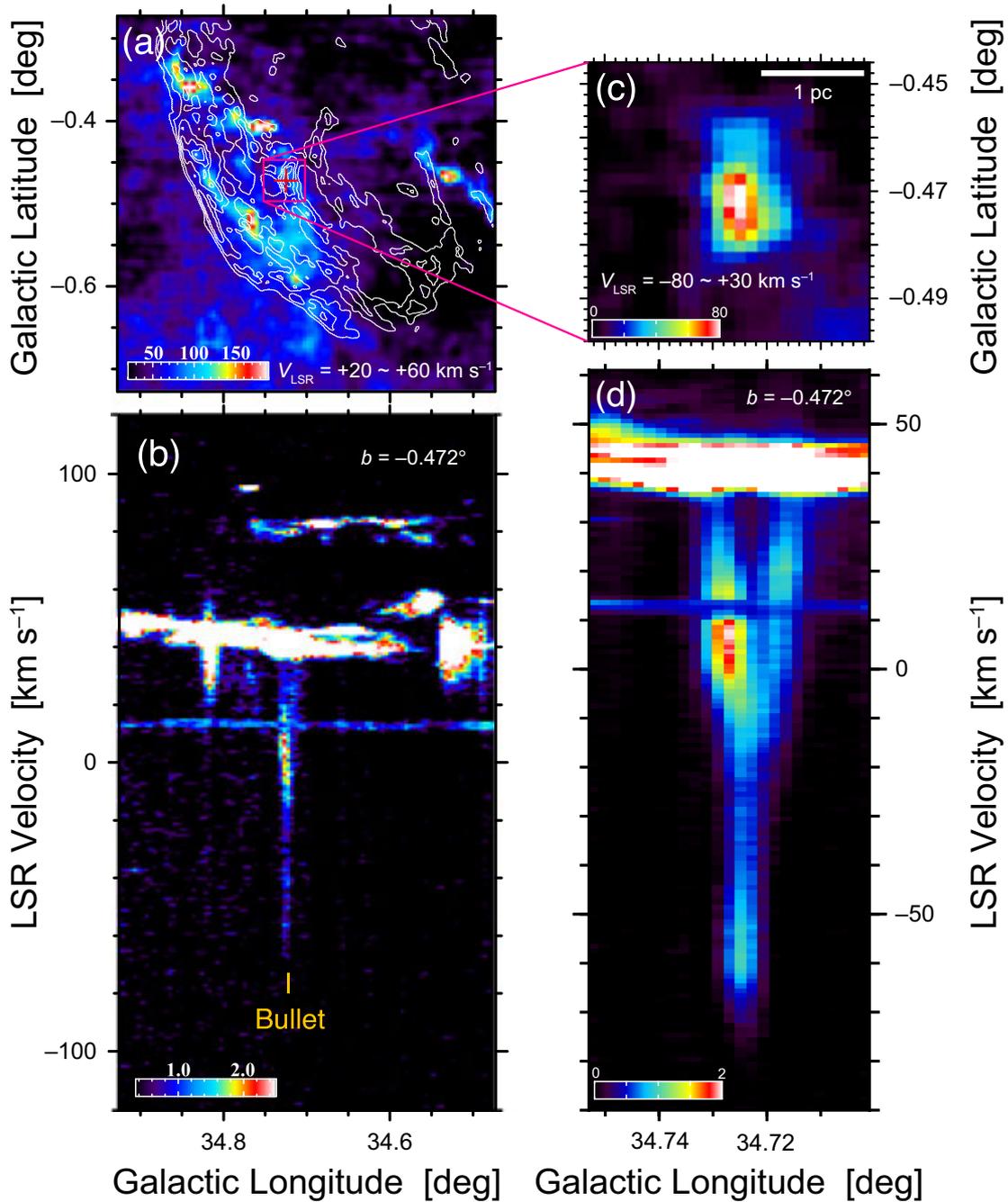


図 4.1: W44 分子雲とそこに発見された高速度成分 (Bullet)。 (a) は W44 分子雲からの CO $J=3-2$ 輝線の積分強度図。白い等高線は波長 20 cm における電波連続波強度。 (b) は同領域の $b=-0.472^\circ$ における CO $J=3-2$ 輝線の銀経-速度図。 (c) および (d) は Bullet からの CO $J=3-2$ 輝線の積分強度図および $b=-0.472^\circ$ における銀経-速度図。指田らおよび山田らによる観測データ (Sashida *et al.* 2013; Yamada *et al.* 2017) を用いて作成。

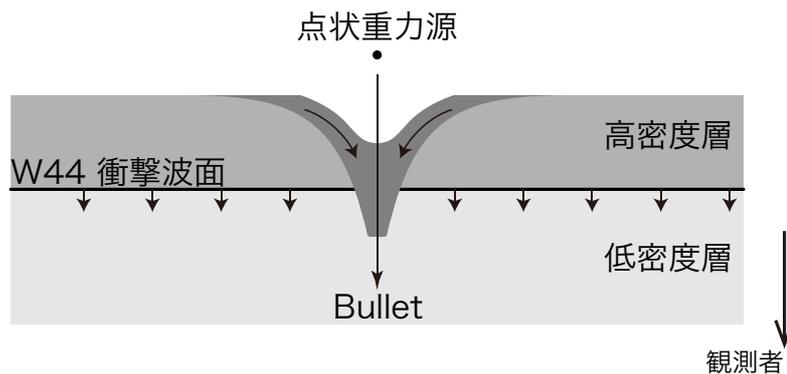


図 4.2: Bullet の形成シナリオの概念図。灰色は W44 分子雲 (最も濃い領域が Bullet) を表す。

たがって Bullet は、暗く孤立した比較的重い恒星質量ブラックホールが高密度分子ガスに突入することで生成されたと解釈されている (Yamada *et al.* 2017)。

これまで恒星質量ブラックホール候補天体は銀河系内に 60 個程度明るい X 線源として検出されてきた (Corral-Santana *et al.* 2016)。これら明るいブラックホールは、いずれも伴星を持つ近接連星であると考えられている (e.g., Shakura & Sunyaev 1973)。一方で、銀河系内に潜むブラックホールの総数は 10^8 – 10^9 個と理論計算により評価されている (Agol & Kamionkowski 2002; Caputo *et al.* 2017)。すなわち、ほとんどのブラックホールは暗く孤立したブラックホールであると推測される。このようなブラックホールのいくつかは、高密度分子ガスに突入し加速することで高速度成分を形成すると考えられる。したがって、Bullet のような高速度分子ガスは、従来の方法では検出されてこなかった暗い孤立ブラックホールを探し出す手がかりとなる天体種族である可能性がある。さらに最近、Bullet と同様の空間–速度構造および物理状態を示す小型の HVCC を 2 つ銀河系中心核近傍に発見した。本章では、新たに発見した 2 つの小型 HVCC について述べる。

4.2 観測

観測はハワイにある East Asian Observatory (EAO) の James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) を用いて、2016 年 2 月から 7 月にかけて行われた。観測スペクトル線は HCN $J=4-3$ (354.505 GHz) および $J=3-2$ (265.886 GHz) 輝線である。観測領

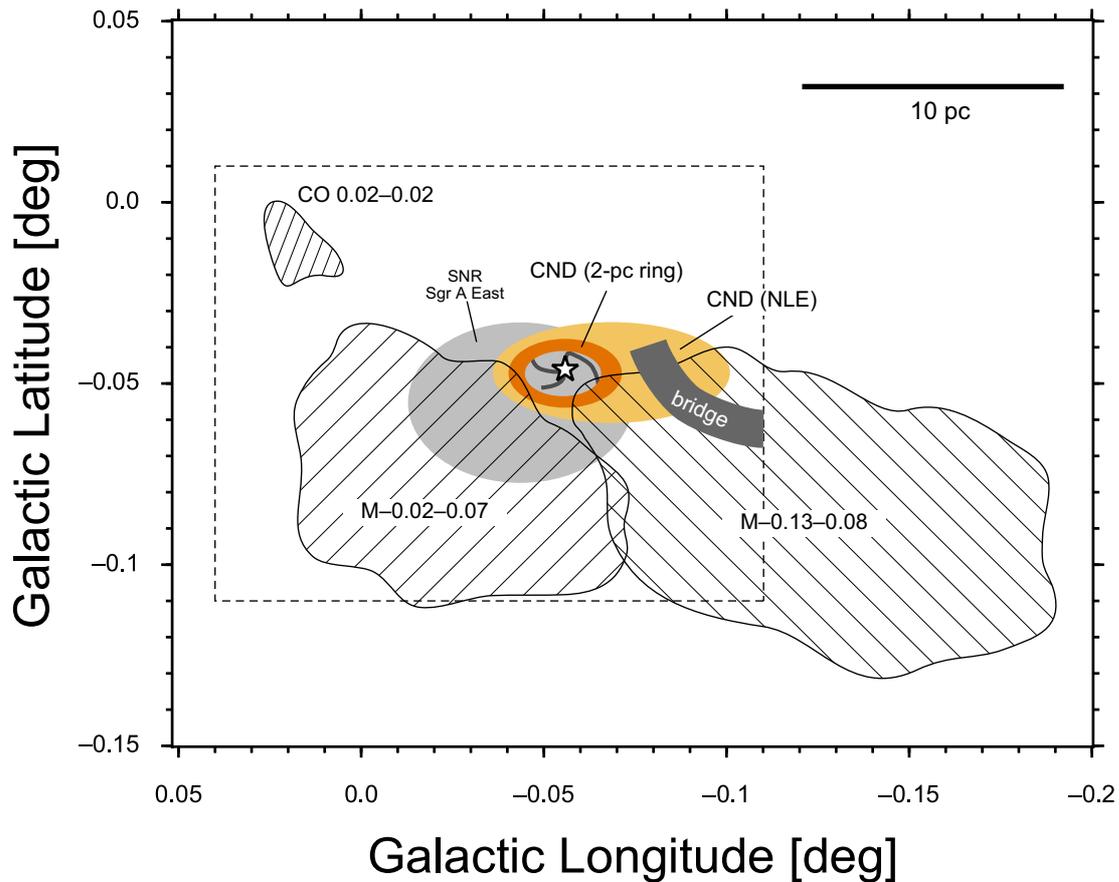


図 4.3: 観測領域に含まれる電離ガスおよび分子雲の模式図。破線で囲まれた領域は本研究における観測領域である。各構成要素は図 3.1 に同じ。ただし、bridge (Takekawa *et al.* 2017a; 3 章参照) の位置を新たに示した。

域は銀河系中心 $0.15^\circ \times 0.12^\circ$ ($-0.11^\circ \leq l \leq +0.04^\circ$, $-0.11^\circ \leq b \leq +0.01^\circ$) の範囲で、CND、M-0.13-0.08、M-0.02-0.07、HVCC CO 0.02-0.02 (Oka *et al.* 1999) を含む (図 4.3)。

受信機は、HCN $J=4-3$ 輝線の観測には 16 ビーム同時受信が可能な Heterodyne Array Receiver Program (HARP; Buckle *et al.* 2009) を、HCN $J=3-2$ 輝線の観測には 1 ビーム受信機の RxA3m をそれぞれ OTF モード (2.3.3 節参照) で用いた。分光計は Autocorrelation Spectrometer and Imaging System (ACSIS) を用い、帯域幅は 1 GHz (周波数分解能 488 kHz) に設定した。ビームサイズ (HPBW) は 350 GHz 帯では $\sim 14''$ 、230 GHz 帯では $\sim 20''$ である。観測中のシステム雑音温度 (付録 2.2.4 参照) は、HARP では $T_{\text{sys}}(\text{SSB}) \sim 240$ K、RxA3m では $T_{\text{sys}}(\text{DSB}) \sim 500$ K であった。アンテナ指向性の較正 (ポインティング観測) は 1 時間から 1.5 時間おきに行い、ポイ

ンティング精度は $\sim 2''$ 以内であった。アンテナ温度の強度較正は chopper-wheel 法 (Kutner & Ulich 1981; 付録 2.2.3 参照) により行い、OFF 点には $(l, b) = (0.0^\circ, +0.5^\circ)$ を採用した。

スペクトル線画像の作成にはソフトウェア ORAC-DR^{*1}を用いた。解析に使用するスペクトル線画像のグリッド間隔は $7.2'' \times 7.2'' \times 2 \text{ km s}^{-1}$ とした。主ビーム能率 (η_{MB}) は HCN $J=4-3$ および $J=3-2$ の周波数帯では、それぞれ 0.64 および 0.60 である。アンテナ温度 (T_A^*) を η_{MB} で割ることで、主ビーム温度 (T_{MB}) に変換した。HCN $J=4-3$ 輝線画像の RMS ノイズは T_{MB} スケールで 0.1 K、HCN $J=3-2$ 輝線画像では 0.15 K であった。

4.3 結果

HCN の回転準位 $J=4$ および $J=3$ における回転エネルギーはそれぞれ 42.5 K および 25.5 K であり、特に HCN $J=4-3$ 輝線は銀河系円盤部の冷たい分子ガスに吸収されることはなく、銀河系中心部の高温・高密度の分子ガスを選択的にトレースする。図 4.4 に HCN $J=4-3$ 輝線の速度チャンネル図を、図 4.5 に HCN $J=3-2$ 輝線の速度チャンネル図を示す。また、図 4.6(a) に HCN $J=4-3$ 輝線の積分強度図を示す。CND (2-pc リングおよび NLE)、M-0.13-0.08、M-0.02-0.07、bridge (第 3 章; Takekawa *et al.* 2017a) および CO 0.02-0.02 からの強い放射がどちらの輝線においても確認される。これらの観測データの中から、 $(l, b) = (-0.009^\circ, -0.044^\circ)$ および $(-0.085^\circ, -0.094^\circ)$ の位置に 2 つの小型 HVCC (HCN-0.009-0.044 および HCN-0.085-0.094) を新たに発見した。

4.3.1 HCN-0.009-0.044

(1) 空間-速度構造と物理量

図 4.6(b) は $l = -0.009^\circ$ における銀緯-速度 ($b-V$) 図である。HCN-0.009-0.044 は $b-V$ 図上で $V_{\text{LSR}} \sim -80 \text{ km s}^{-1}$ から -20 km s^{-1} の速度帯に現れ、 $(b, V_{\text{LSR}}) \simeq (-0.045^\circ, +5 \text{ km s}^{-1})$ の位置にある分子雲から速度負方向に直線的に突き出しているように見

^{*1}JCMT の観測データからスペクトル線画像を自動生成するパイプライン (<http://starlink.eao.hawaii.edu/devdocs/sc20.htx/sc20.html>)。

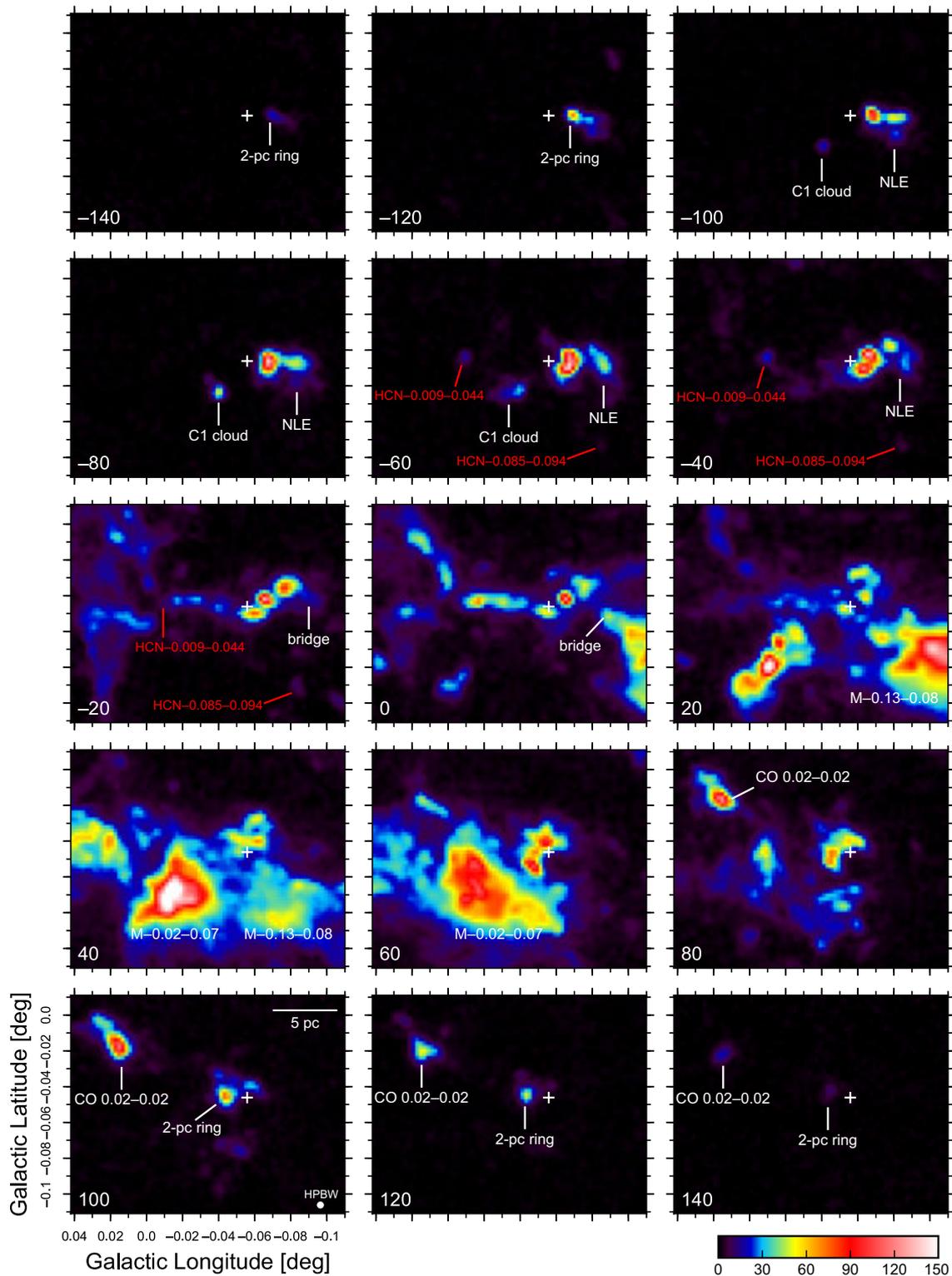


図 4.4: HCN $J=4-3$ 輝線の速度チャンネル図。各パネルは 20 km s^{-1} 置きでの積分強度を示す。積分範囲は各パネル左下に表示されている速度の $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$ の範囲。強度の単位は K km s^{-1} である。白い十字は Sgr A* の位置を示す。

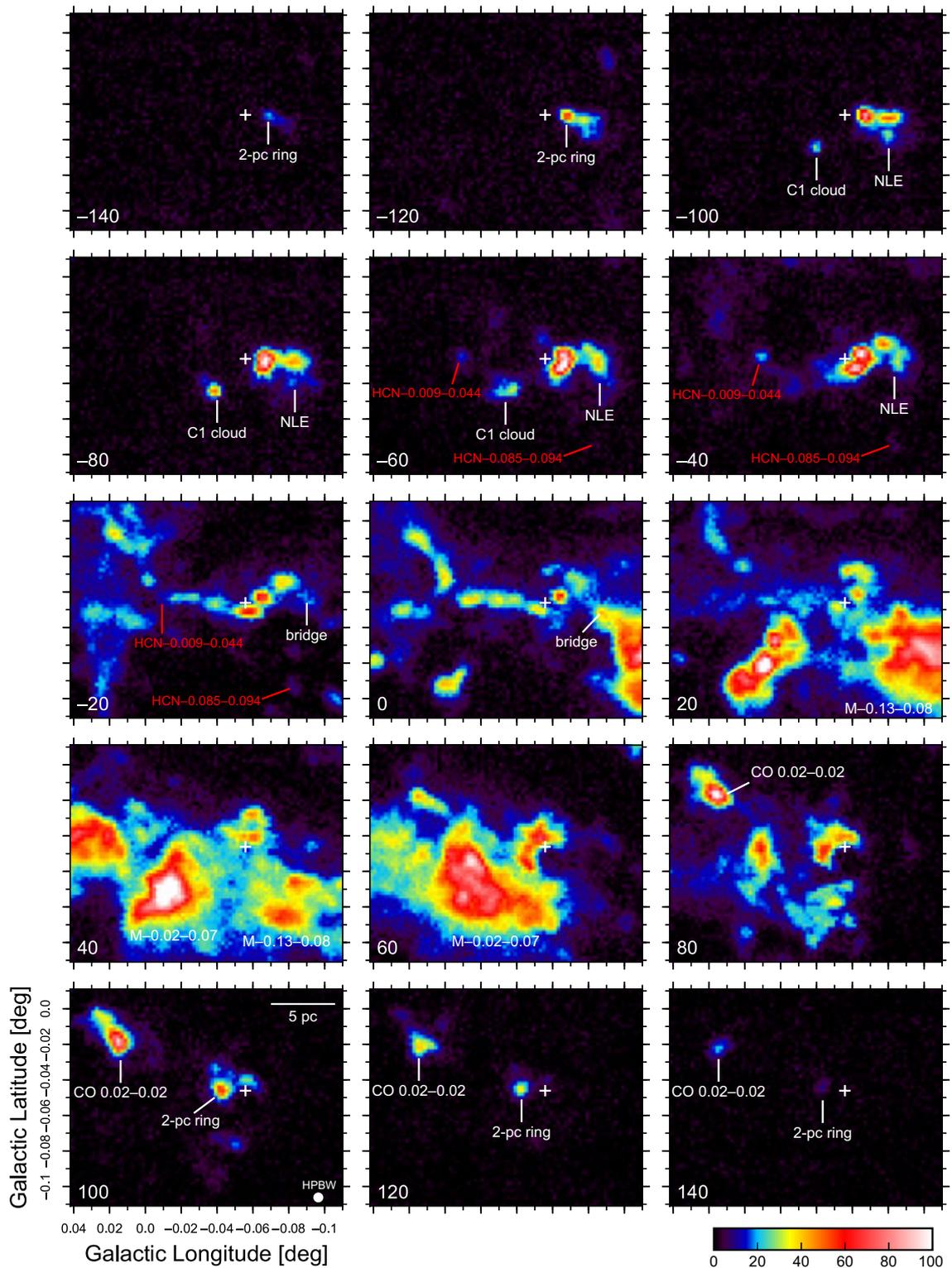


図 4.5: HCN $J=3-2$ 輝線の速度チャネル図。各パネルは 20 km s^{-1} 置きの積分強度を示す。積分範囲は各パネル左下に表示されている速度の $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$ の範囲。強度の単位は K km s^{-1} である。白い十字は Sgr A* の位置を示す。

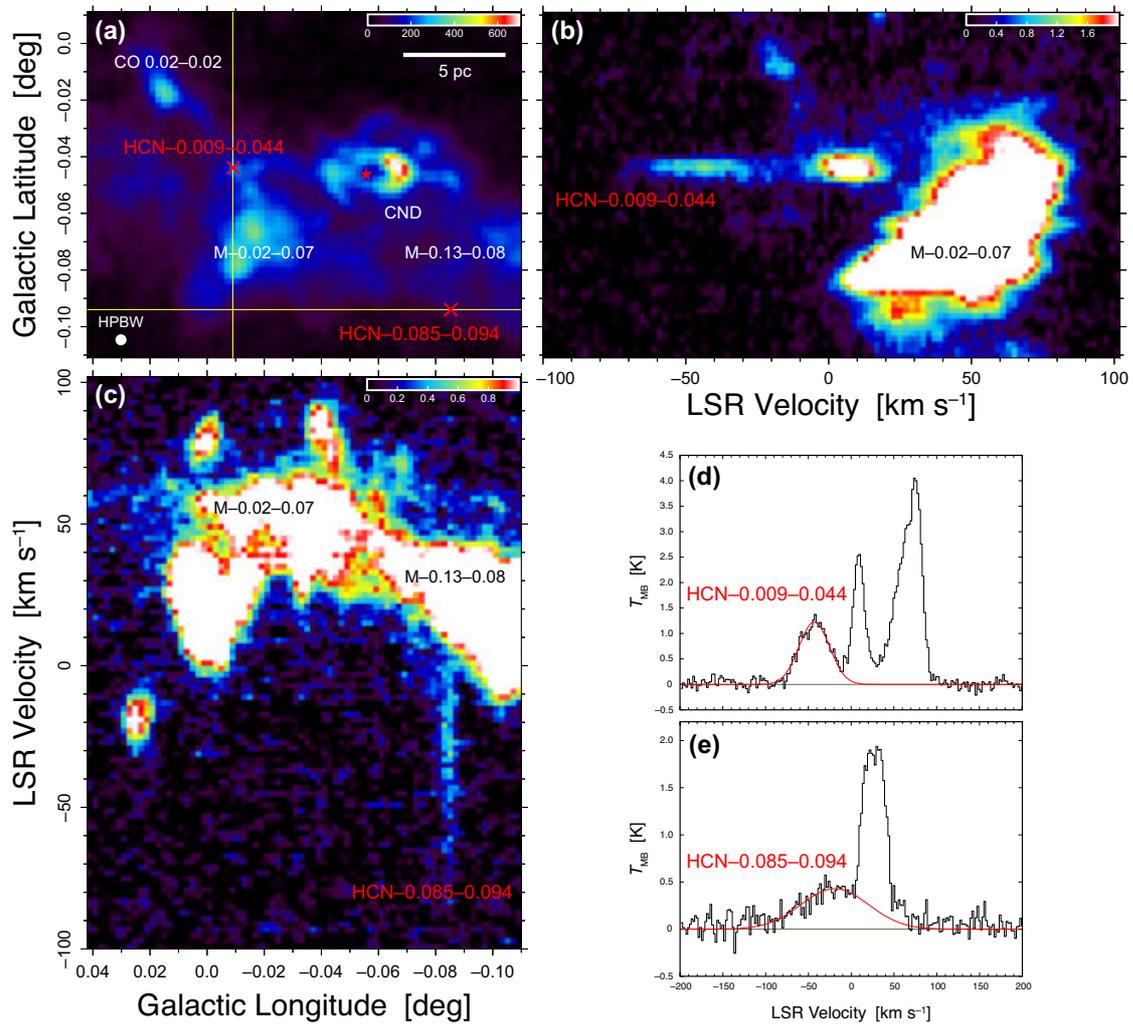


図 4.6: (a) HCN $J=4-3$ 輝線の積分強度図。赤い星印は Sgr A* の位置を示す。赤い十字は発見された小型 HVCC (HCN-0.009-0.044 および HCN-0.085-0.094) の位置を示す。強度の単位は K km s^{-1} である。左下の白丸は HPBW (14")。 (b) 図 (a) の黄色の垂線に沿って描かれた銀緯-速度 ($b-V$) 図。 (c) 図 (a) の黄色の水平線に沿って描かれた銀経-速度 ($l-V$) 図。 (d) (l, b) = $(-0.009^\circ, -0.044^\circ)$ 方向の HCN $J=4-3$ 輝線スペクトル。赤線はガウス関数によるフィッティング結果で、HCN-0.009-0.044 からの放射成分を示す。 (e) (l, b) = $(-0.085^\circ, -0.094^\circ)$ 方向の HCN $J=4-3$ 輝線スペクトル。赤線はガウス関数によるフィッティング結果で、HCN-0.085-0.094 からの放射成分を示す。

える。この HVCC の根元の分子雲は Northern Ridge (McGarry *et al.* 2001) として知られており、CND に接続していると考えられている (3.4.1 節参照)。HCN-0.009–0.044 が Northern Ridge に付随していることから、これは銀河中心核から ~ 10 pc 以内の距離に位置すると考えられる。HCN $J=4-3$ 輝線スペクトルは $V_{\text{LSR}} = -40$ km s $^{-1}$ において 1.3 K のピーク強度を持つ [図 4.6(d)]。速度分散 σ_V はスペクトル線をガウス関数でフィッティングすることにより $\sigma_V = 17.9 \pm 0.5$ km s $^{-1}$ と評価された。図 4.7(a) は HCN-0.009–0.044 の積分強度図である。この図において HCN-0.009–0.044 は、わずかに南西方向に伸びた差し渡し ~ 2 pc 程度の大きさを持つ小さなクランプとして現れる。サイズパラメータ S (Solomon *et al.* 1987) は 0.33 pc であった。なお、 S は分子雲の大きさを定量的に表す指標として用いられ、

$$S \equiv D \tan(\sqrt{\sigma_l \sigma_b}) \quad (4.3.1)$$

で定義される。ここで、 D は分子雲までの距離、 σ_x ($x = l, b$) は

$$\sigma_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2} \quad (4.3.2)$$

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i x T_{\text{MB},i}}{\sum_i T_{\text{MB},i}} \quad (4.3.3)$$

で計算される。

以下では、HCN-0.009–0.044 の質量などの物理量を調べる。観測される HCN $J=4-3$ 輝線と $J=3-2$ 輝線の放射領域はいずれも主ビームに対して十分に広がっており ($f_{\text{beam}} = 1$)、光学的に薄く ($\tau \ll 1$)、局所熱力学平衡 (LTE) が成り立つとする。この場合、 $J = 4$ および $J = 3$ にある HCN の柱密度をそれぞれ N_{J+1} および N_J と書けば、式 (3.4.6) から

$$\frac{N_{J+1}}{N_J} \simeq \left(\frac{\nu_{J+1}}{\nu_J} \right)^2 \frac{A_J}{A_{J+1}} \frac{W_{J+1}}{W_J} \quad (4.3.4)$$

が成り立つ。ここで、 ν_J 、 A_J 、 W_J はそれぞれ $J=3-2$ 輝線の静止周波数、アインシュタインの A 係数、積分強度である。また、LTE の下では

$$\frac{N_{J+1}}{N_J} = \frac{g_{J+1}}{g_J} \exp\left(-\frac{h\nu_{J+1}}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (4.3.5)$$

が成り立つ。ここで、 g_J は回転準位 J における統計的重率、 T_{ex} は励起温度である。

したがって、HCN $J=4-3/J=3-2$ 輝線積分強度比 (W_{J+1}/W_J) から励起温度 T_{ex} は

$$T_{\text{ex}} = -\frac{h\nu_{J+1}}{k} \left[\ln \left\{ \frac{g_J A_J}{g_{J+1} A_{J+1}} \left(\frac{\nu_{J+1}}{\nu_J} \right)^2 \frac{W_{J+1}}{W_J} \right\} \right]^{-1} \quad (4.3.6)$$

と計算でき、HCN-0.009-0.044 の T_{ex} は 22 K と評価された。この T_{ex} を用いて 3.4.4 節と同様の方法で HCN $J=4-3$ 輝線強度から分子ガス質量 M_{LTE} を評価すると $M_{\text{LTE}} = 16 M_{\odot}$ となった。ここで HCN の H_2 に対する存在量比は $[\text{HCN}]/[\text{H}_2] = 4.8 \times 10^{-8}$ (Tanaka *et al.* 2009; Oka *et al.* 2011) を仮定している。ビリアル質量 $M_{\text{VT}} (\equiv 8.7 S \sigma_{\text{V}}^2 / G)$ は $2 \times 10^5 M_{\odot}$ と評価されるため、ビリアルパラメータは $\alpha (\equiv M_{\text{VT}} / M_{\text{LTE}}) \sim 10^4$ と非常に大きい値となる*2。また、運動エネルギー $E_{\text{kin}} (\equiv 3 M_{\text{LTE}} \sigma_{\text{V}}^2 / 2)$ は 1.5×10^{47} erg、力学的タイムスケール $\tau_{\text{d}} (\equiv S / \sigma_{\text{V}})$ は 1.8×10^4 yr と評価された。仕事率 (kinetic power) $L_{\text{kin}} (\equiv E_{\text{kin}} / \tau_{\text{d}})$ は 2.6×10^{35} erg s $^{-1}$ ($69 L_{\odot}$) と評価された。以上の物理量を表 4.1 にまとめる。

(2) 対応天体

他波長域における対応天体の有無を調べるため、Jansky Very Large Array (JVLA) で観測された 5.5 GHz 電波連続波イメージ (Zhao *et al.* 2013, 2016)、*Hubble Space*

表 4.1: 小型 HVCC の物理量

| Parameters | HCN-0.009-0.044 | HCN-0.085-0.094 |
|-------------------------------------|----------------------|----------------------|
| S [pc] | 0.33 | 0.37 |
| σ_{V} [km s $^{-1}$] | 17.9 ± 0.5 | 39.5 ± 4.4 |
| T_{ex} [K] | 22 | 36 |
| M_{LTE} [M_{\odot}] | 16 | 13 |
| M_{VT} [M_{\odot}] | 2×10^5 | 1×10^6 |
| α | 1×10^4 | 9×10^4 |
| E_{kin} [erg] | 1.5×10^{47} | 6.0×10^{47} |
| τ_{d} [yr] | 1.8×10^4 | 9.2×10^3 |
| L_{kin} [erg s $^{-1}$] | 2.6×10^{35} | 2.1×10^{36} |
| | ($69 L_{\odot}$) | ($541 L_{\odot}$) |

*2分子雲が自己重力的に束縛されている場合は $\alpha \lesssim 1$ となる。

Telescope (HST) で観測された水素再結合線 Paschen- α ($\lambda = 1.87 \mu\text{m}$) イメージ (Wang *et al.* 2010; Dong *et al.* 2011)、および *Chandra* で観測された 0.2–8.0 keV の X 線イメージ^{*3} を HCN $J=4-3$ 輝線の積分強度図と比較した (図 4.7)。その結果、HCN 強度のピーク位置に Paschen- α 放射を確認することができた。また、5.5 GHz イメージ中に、HCN のピーク位置の近くに小さなフィラメント状の構造を確認した。Zhao らはこのフィラメントは X 線源 CXOUGCJ174546.2–285756 に付随している可能性を指摘している (Zhao *et al.* 2013)。

4.3.2 HCN–0.085–0.094

(1) 空間–速度構造と物理量

図 4.6(c) は $b = -0.094^\circ$ における銀経–速度 (l - V) 図である。HCN–0.085–0.094 は l - V 図上で $V_{\text{LSR}} \sim -80 \text{ km s}^{-1}$ から 0 km s^{-1} の速度帯に現れ、巨大分子雲 M–0.13–0.08 から速度負方向に直線的に突き出しているように見える。M–0.13–0.08 は CND と相互作用しており銀河系中心核近傍に位置すると考えられるため (第 3 章; Takekawa *et al.* 2017a)、この HVCC は中心核から $\sim 15 \text{ pc}$ 以内の距離にある可能性が高い。HCN $J=4-3$ 輝線スペクトルは $V_{\text{LSR}} \sim -20 \text{ km s}^{-1}$ で 0.4 K のピーク強度を持つ [図 4.6(e)]。速度分散 σ_V はスペクトル線をガウス関数でフィッティングすることにより $\sigma_V = 39.5 \pm 4.4 \text{ km s}^{-1}$ と評価された。HCN–0.085–0.094 は HCN–0.009–0.044 に比べ強度が弱い一方で、より広い速度幅を有する。図 4.8(a) は HCN–0.085–0.094 の積分強度図である。この図において HVCC は、わずかに南方向に伸びた差し渡し $\sim 2 \text{ pc}$ 程度の大きさを持つ小さなクランプとして現れる。サイズパラメータ S は 0.37 pc と計算された。HCN–0.085–0.094 の物理量も HCN–0.009–0.044 と同様に評価した。これらは表 4.1 に記してある。

(2) 対応天体

図 4.8(b)–(d) は HCN–0.085–0.094 方向の 5.5 GHz 電波連続波イメージ (Zhao *et al.* 2013, 2016)、Paschen- α イメージ (Wang *et al.* 2010; Dong *et al.* 2011)、0.2–8.0 keV

^{*3}ここで用いた X 線イメージは http://chandra.harvard.edu/photo/openFITS/xray_data.html に公開されている。

X線イメージである。HCN-0.085-0.094 周りに広がった電波連続波源があることが確認できる。この放射源は SE Blobs と呼ばれている (Zhao *et al.* 2016)。Paschen- α イメージにおいて、HVCC 南部の方向に明るい恒星が位置するように見えるが、これは同周波数帯における連続波の差し引きが不十分であることに起因する。SE Blobs の一部はこの恒星からの恒星風により形成された可能性が指摘されている (Zhao *et al.* 2016)。この恒星を除いて、Paschen- α 放射は HVCC 方向には検出されていない。同方向には多量の X 線源が写り込んでいるものの、明確に対応天体であると判断できるものはない。

4.4 議論

4.4.1 小型高速度コンパクト雲の起源

今回発見した小型 HVCC の速度幅はこれまでに発見されている典型的な HVCC と同程度である一方で、その空間的広がりも既知の HVCC よりも小さい。2つの小型 HVCC はどちらも同様の空間-速度構造と物理状態を示す。これらの観測事実から、これら小型 HVCC は共通した天文現象により駆動されていることが示唆される。小型 HVCC の形成過程としては、原始星からの双極流 (アウトフロー)、超新星残骸との相互作用、もしくは分子雲衝突が考えられる。もし、小型 HVCC が原始星からの双極流により駆動されているならば、その莫大な運動エネルギー ($> 10^{47}$ erg) を生成するためには極めて明るい ($> 10^5 L_{\odot}$) 大質量星が必要となる (Maud *et al.* 2015)。そのような明るい恒星は HCN-0.009-0.044 方向には検出されない。また、HCN-0.085-0.094 方向には明るい恒星が存在するが [図 4.8(c)]、この恒星は Digitized Sky Survey (DSS) で取得された可視光イメージにおいても確認できるため、銀河系中心よりも手前に位置する可能性が高い。これ以外に、小型 HVCC 方向で明るい恒星が観測されないことから、双極流起源は考えにくい。また、小型 HVCC 方向には超新星残骸に特徴的な球殻状の電波連続波源や膨張運動も確認できないため、超新星残骸起源も考えにくい。小型 HVCC が分子雲衝突で駆動されているならば、巨大分子雲に対してコンパクトな分子雲が高速で突入していることになる。このような場合、衝突の結果として巨大分子雲中に空洞が生じると考えられている (Habe & Ohta 1992)。このような空洞は同方向に確認できず、分子雲衝突起源である可能性

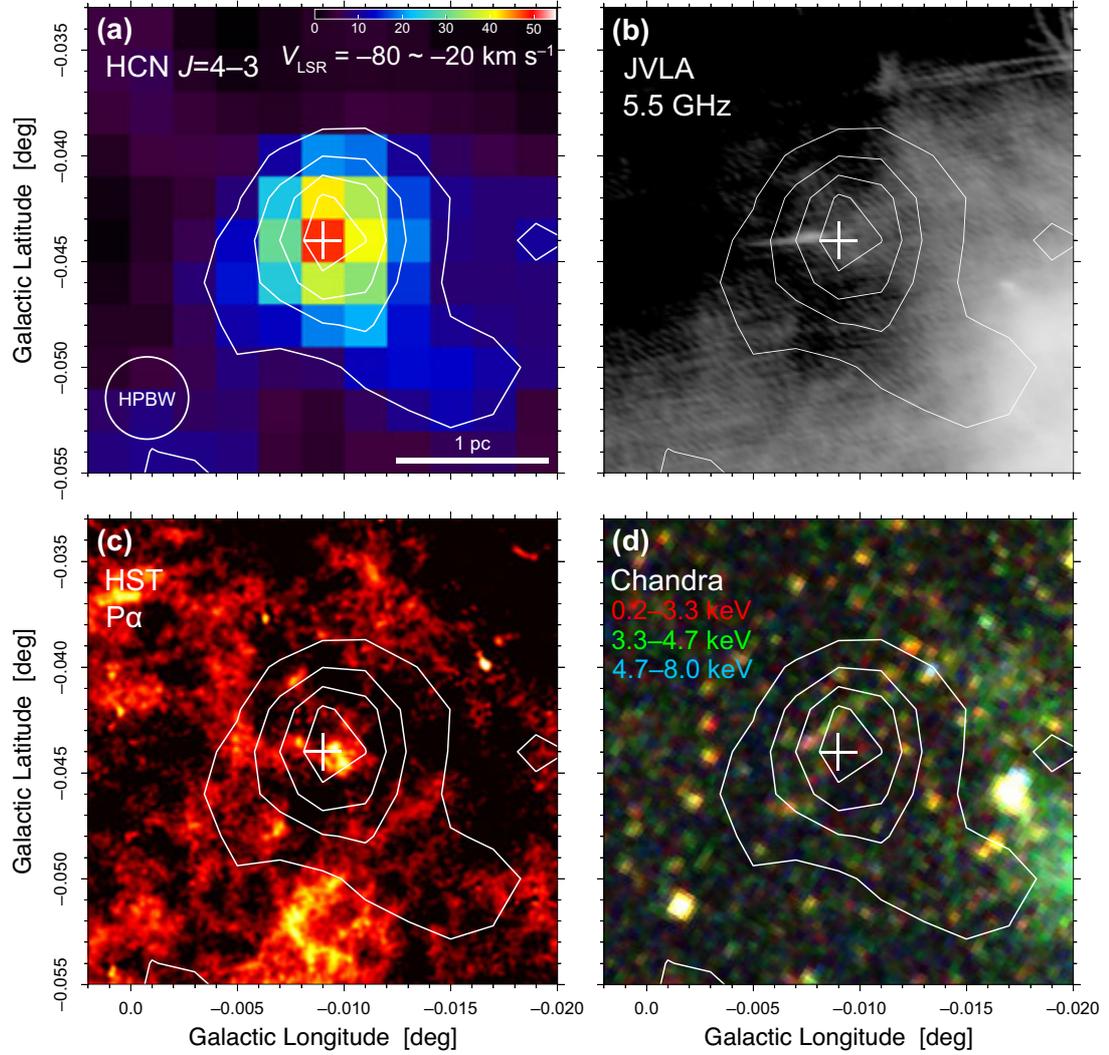


図 4.7: (a) HCN-0.009-0.044 の HCN $J=4-3$ 輝線積分強度図。積分範囲は $V_{\text{LSR}} = -80 \text{ km s}^{-1}$ から -20 km s^{-1} 。 (b) 同方向の JVLA 5.5 GHz 電波連続波イメージ (Zhao *et al.* 2013, 2016)。 (c) 同方向の HST Paschen- α イメージ (Wang *et al.* 2010; Dong *et al.* 2011)。 (d) 同方向の Chandra X 線イメージの三色合成図。白い等高線は HVCC の分布を示す。白十字は HVCC の速度端の位置を示す。

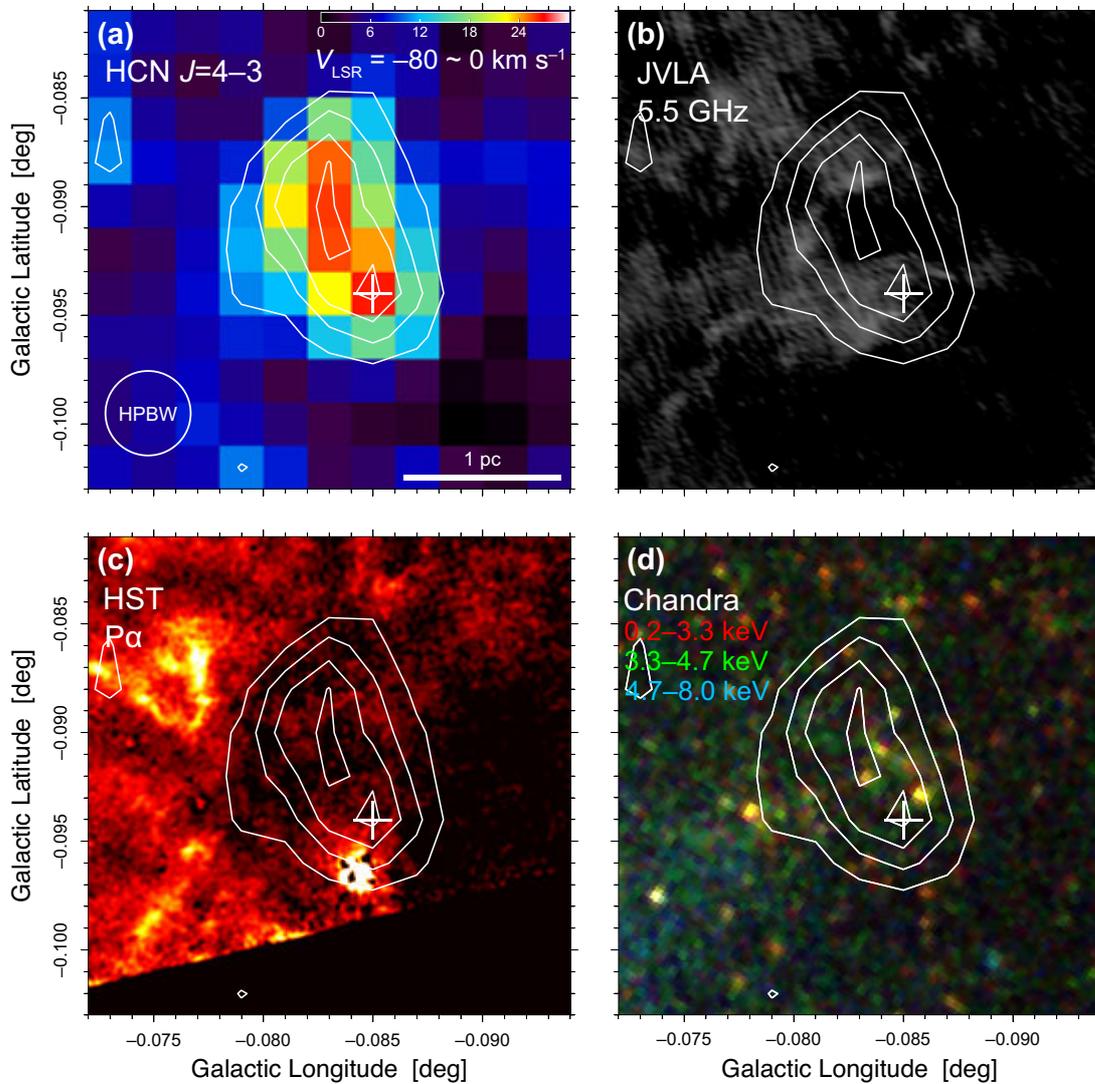


図 4.8: (a) HCN-0.085-0.094 の HCN $J=4-3$ 輝線積分強度図。積分範囲は $V_{\text{LSR}} = -80 \text{ km s}^{-1}$ から 0 km s^{-1} 。(b) 同方向の JVLA 5.5 GHz 電波連続波イメージ (Zhao *et al.* 2013, 2016)。(c) 同方向の *HST* Paschen- α イメージ (Wang *et al.* 2010; Dong *et al.* 2011)。(d) 同方向の *Chandra* X 線イメージの三色合成図。白い等高線は HVCC の分布を示す。白十字は HVCC の速度端の位置を示す。

も低い。

近年発見された、W44 超新星残骸と相互作用する巨大分子雲中の特異な高速度成分 (Bullet; Sashida *et al.* 2013) は、空間的にコンパクト ($0.5 \times 0.8 \text{ pc}^2$) かつ極端に広い速度幅を有する (図 4.1; Yamada *et al.* 2017)。この研究の中で、コンパクトで暗く重い天体が高密度分子雲に高速で突入することで Bullet は駆動されたというシナリオを提案した (図 4.2)。今回発見した小型 HVCC は Bullet に非常によく似た空間-速度構造を示している。したがって、小型 HVCC もコンパクト天体が分子雲へ高速突入することにより駆動された可能性がある。小型 HVCC が星状天体を対応天体に持たないことから、突入天体としては暗く非活動的なブラックホールが考えられる。ブラックホールの高速突入により分子ガスは急加速を受けるため、水素分子の解離を伴う衝撃波が発生すると推測される。HCN-0.009-0.044 の中心方向に検出された Paschen- α 放射 [図 4.7(c)] はこのような解離性衝撃波の存在を示唆している可能性がある。

4.4.2 ブラックホール突入シナリオ

分子雲に突入するブラックホールは、分子ガスに運動量を与え小型 HVCC を駆動する。小型 HVCC が与えられる運動量 (P_s) は突入するブラックホールが持つ運動量 (P_{BH}) を超えることはない。すなわち、 $P_s < P_{\text{BH}}$ が成り立つ。これは、それぞれが持つ運動エネルギー (E_s , E_{BH}) および質量 (M_s , M_{BH}) を用いて

$$E_s < E_{\text{BH}} \frac{M_{\text{BH}}}{M_s} = \frac{M_{\text{BH}}^2 V_{\text{BH}}^2}{2M_s} \quad (4.4.1)$$

と書ける。ここで、 V_{BH} は突入するブラックホールの相対速度である。小型 HVCC の運動エネルギーはその質量 M_s と速度分散 σ_v から $E_s = 3M_s\sigma_v^2/2$ で与えられるので、以上から小型 HVCC を駆動するために必要なブラックホール質量は

$$M_{\text{BH}} > \frac{\sqrt{2M_s E_s}}{V_{\text{BH}}} = \sqrt{3}M_s \frac{\sigma_v}{V_{\text{BH}}} \quad (4.4.2)$$

と制限することができる。 M_s および σ_v は観測から評価される (表 4.1)。

図 4.9 に、2つの小型 HVCC をそれぞれ駆動するために必要な (V_{BH} , M_{BH}) の範囲を図示する。以下で突入速度 V_{BH} について議論する。 N 個のブラックホールが重力

ポテンシャル $\phi(r) = -GM_r/r$ 中をランダムに飛び交い、その系についてビリアル平衡が成り立つ場合、速度 v から $v + \Delta v$ の範囲にあるブラックホール数は、

$$n_{\text{BH}} = 4\pi \left(\frac{3r}{2\pi GM_r} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp \left(-\frac{3rv^2}{2GM_r} \right) \Delta v N \quad (4.4.3)$$

で与えられる。ブラックホールは銀河系中心核周りをランダム運動しており、その平均距離を $r=10$ pc ($M_r=3 \times 10^7 M_\odot$; Sofue 2013) と仮定すれば、ブラックホール速度の最頻値は 92.8 km s^{-1} と計算できる。ブラックホール数の累積比率も図 4.9 に示してある。HCN-0.009-0.044 および HCN-0.085-0.094 はそれぞれ $\gtrsim 5 M_\odot$ および $\gtrsim 9 M_\odot$ の質量を持つブラックホールが分子雲に突入することで形成された可能性がある。

なお、ブラックホール以外にも $\sim 1 M_\odot$ の質量と $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ の速度を持つ超高速星 (Hills 1988) の突入によっても小型 HVCC は駆動される可能性がある。このような超高速星は銀河系中心において 10^{-4} yr^{-1} の頻度で生成されると推測されている (Yu & Tremaine 2003)。すなわち、観測領域中に超高速星が含まれる期待値は ~ 1 である。一方で理論計算によれば、中心核から 10 pc 以内の範囲に含まれるブラックホールの総数は $> 10^4$ (Antonini 2014)、 $r = 10$ pc におけるブラックホール密度は $\sim 1 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ (Merritt 2010) と予測されている。したがって、超高速星が小型 HVCC を駆動する確率よりもブラックホールが駆動する確率の方が遥かに高い。

銀河系内には $\sim 10^8$ - 10^9 個ものブラックホールが存在すると推測されている (Agol & Kamionkowski 2002; Caputo *et al.* 2017)。しかしながら、現在までに銀河系内で検出されているブラックホール候補天体は 60 個程度である (Corral-Santana *et al.* 2016)。したがって、ほとんどのブラックホールは非活動的で暗く孤立していると考えられる。このような孤立ブラックホールのいくつかは分子雲に突入し、小型 HVCC として観測される可能性がある。

4.5 まとめ

JCMT を用いて、HCN $J=4-3$ および HCN $J=3-2$ 輝線により銀河系中心 ~ 20 pc の領域のイメージング観測を行った。その結果、中心核から投影距離 10 pc 以内に 2

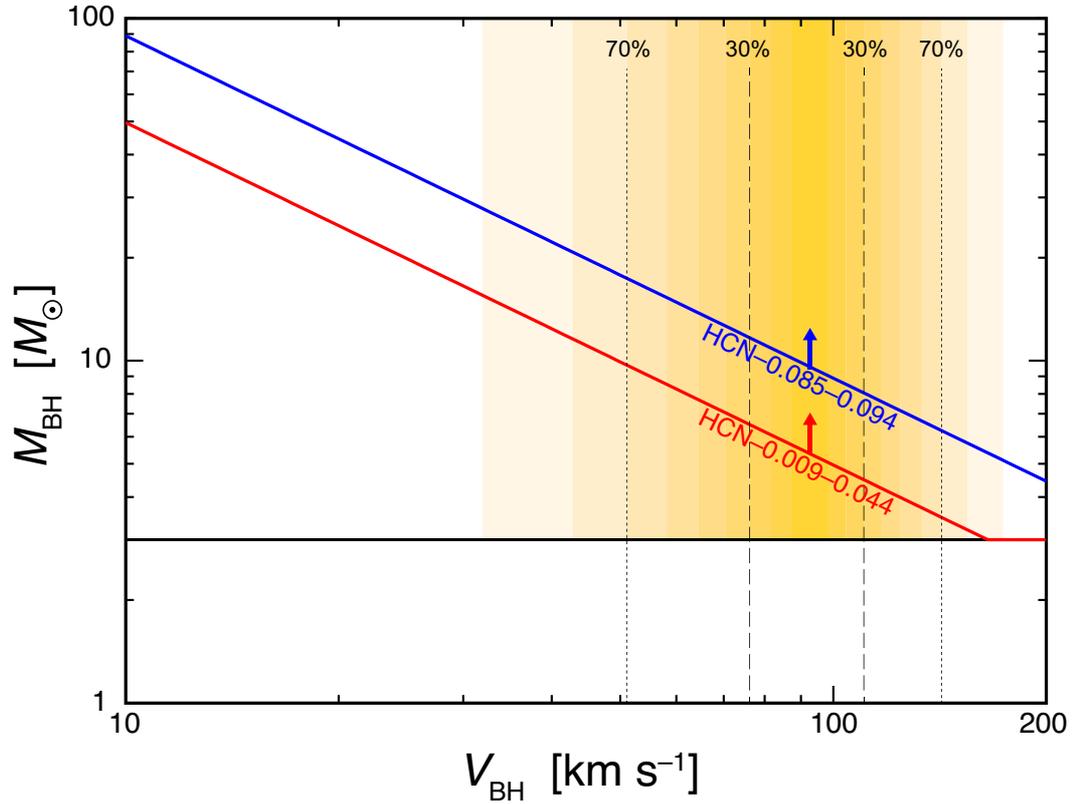


図 4.9: 小型 HVCC を駆動するために必要な $(V_{\text{BH}}, M_{\text{BH}})$ の範囲。赤線および青線はそれぞれ HCN-0.009-0.044 および HCN-0.085-0.094 についての直線 $P_s = P_{\text{BH}}$ である。水平線はブラックホール質量の理論的下限值 (Tolman-Oppenheimer-Volkoff 限界) $3 M_{\odot}$ を示す。直線よりも上にある質量を持つブラックホールが小型 HVCC を駆動することができる。黄色のカラースケールおよび垂直線は、 $r=10$ pc、 $M_r=3 \times 10^7 M_{\odot}$ の重力ポテンシャル中のブラックホール速度の最頻値 (92.8 km s^{-1}) からの累積比率を示す。

つの小型 HVCC (HCN-0.009-0.044 および HCN-0.085-0.094) を発見した。これらの速度幅は HVCC に典型的な値を示す一方で、その大きさは ~ 1 pc 程度とこれまで発見されてきた HVCC よりも数倍小さい。2つの小型 HVCC は位置-速度図上において、より大きい他の分子雲から速度負方向に突き出すような構造を示す。これらは膨大な運動エネルギー ($\sim 10^{47}$ erg) を有するが、同方向にはそのエネルギー源と考えられる対応天体が見当たらない。小型 HVCC の形成過程として、孤立ブラックホールの高密度分子雲への高速突入が考えられる。分子ガスに与えられる運動量が、突入するブラックホールが持つ運動量を超えないことから、突入ブラックホールの質量は HCN-0.009-0.044 に対しては $\gtrsim 5 M_{\odot}$ 、HCN-0.085-0.094 に対しては $\gtrsim 9 M_{\odot}$ と評価できる。したがって、恒星質量ブラックホールが小型 HVCC を駆動した可能性がある。

最近の磁気流体シミュレーションによれば、分子雲にブラックホールが高速突入した場合は、位置-速度図において Y 字形を示す (Nomura *et al.* 2018)。この Y 字構造は Bullet において確認されているが [図 4.1(d)]、今回発見した 2つの小型 HVCC に関しては十分に空間分解されていないため、位置-速度図上での Y 字構造は確認されていない。また、超新星爆発、原始星からのアウトフロー、分子雲衝突などが小型 HVCC の形成に寄与している可能性も考えられ、現時点では完全に棄却できない。ブラックホール突入シナリオを確かめるためには、シミュレーションで予測される位置-速度図上での Y 字形の検出、そして点状放射源の検出が本質的である。このような目的で、今後、小型 HVCC について ALMA を用いた詳細なイメージング観測を実施する。観測提案は既に採択されており、観測は 2018 年 10 月までに行われる予定である。HCN $J=4-3$ など複数輝線を用いて $\sim 1''$ (~ 0.04 pc) スケールで小型 HVCC を空間分解するとともに、点状電波源の検出を目指す。この観測により、小型 HVCC の起源について更なる理解が進むことが期待される。

第5章 高速度コンパクト雲に関する研究の将来展望

5.1 背景

これまでの研究で示してきたように、高速度コンパクト雲 (high-velocity compact cloud; HVCC) の一部は暗く非活動的なブラックホールとの重力相互作用により駆動されている可能性がある (Oka *et al.* 2016; Yamada *et al.* 2017; Takekawa *et al.* 2017b; Oka *et al.* 2017)。例えば、前章で記した銀河系中心核近傍に位置する2つの小型 HVCC (HCN-0.009-0.044 および HCN-0.085-0.094) は恒星質量ブラックホールに (4.4 節参照)、Sgr C 領域の南に位置する HVCC CO-0.40-0.22 は重い中間質量ブラックホール (intermediate-mass black hole; IMBH) により駆動されていると考えられる (1.4.3 節参照)。

恒星質量ブラックホールは $\sim 30 M_{\odot}$ よりも重い大質量星が重力崩壊し、超新星爆発を起こして最期を迎える時に形成される。その候補天体はこれまで主に X 線観測により複数検出されてきた (e.g., Corral-Santana *et al.* 2016)。質量が 10^6 – $10^{10} M_{\odot}$ の超大質量ブラックホール (supermassive black hole; SMBH) は銀河の中心核として存在すると一般に考えられているが (1.1 節参照)、その形成過程は未だ解明されていない。その一説として、高密度星団中で恒星や恒星質量ブラックホール同士が暴走的に合体することで質量が 10^2 – $10^5 M_{\odot}$ の IMBH ができ、さらに IMBH 同士が合体を繰り返すことで、SMBH が形成されるという考えがある (e.g., Ebisuzaki *et al.* 2001)。これを確かめるためには、IMBH およびその母体となる高密度星団の検出が本質的である。ESO 243-49 HLX-1 や M82 X-1 に代表される超高輝度 X 線源 (ultra-luminous X-ray source; ULX) は IMBH の候補天体として注目されている (e.g., Farrell *et al.* 2009; Pasham *et al.* 2014)。しかし、銀河系内において ULX は検出されず、IMBH 候補が点源として検出された例は CO-0.40-0.22* (Oka *et al.* 2017; 図 1.12) が初めてである。IMBH はそれが活動的か非活動的に関わらず、その強い

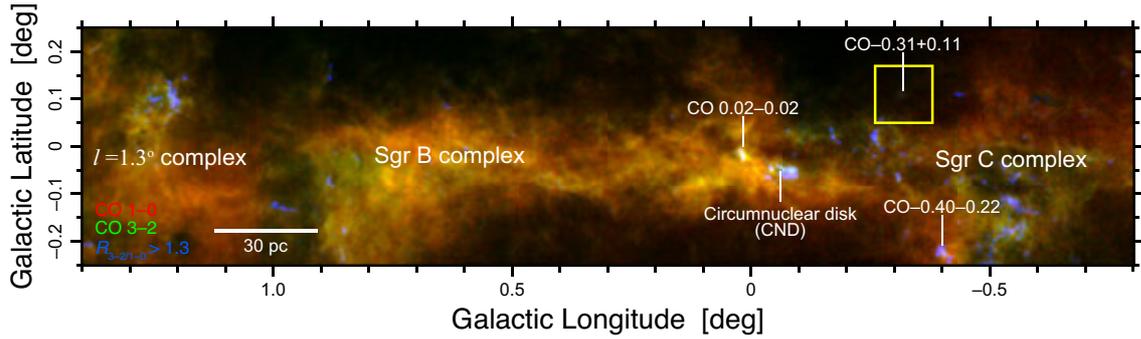


図 5.1: 中心分子層 (CMZ) の高分解能 CO 輝線 3 色合成図。赤は CO $J=1-0$ 輝線の積分強度、緑は CO $J=3-2$ 輝線の積分強度、青は CO $J=3-2 / J=1-0$ 輝線強度比が 1.3 以上のデータのみで積分した CO $J=3-2$ 輝線強度。黄色の線で囲まれた領域が本研究で使用したデータ範囲。松村らおよび Parsons らによる観測データ (private communication) を用いて作成。

重力場により周りの星間物質の運動を乱すはずである。これまで多数の HVCC が中心分子層 (central molecular zone; CMZ) 内に発見されてきたが、CO-0.40-0.22 のようにいくつかは IMBH と分子ガスとの相互作用の結果形成される可能性がある (Oka *et al.* 2016, 2017)。

天文学における孤立ブラックホール検出の重要性から、今後 HVCC に関する研究はますます進展することが期待される。本章では、その助走的研究として、CO-0.40-0.22 とよく似た物理的特徴を示す HVCC CO-0.31+0.11 の発見を報告し、それが IMBH により駆動された可能性を議論する。

5.2 観測データ

本章では主に、CO-0.31+0.11 周辺領域 ($-0.38^\circ \leq l \leq -0.26^\circ$, $+0.05^\circ \leq b \leq +0.17^\circ$) の CO $J=1-0$ (115.271 GHz) および $J=3-2$ (345.796 GHz) 輝線データを使用する (図 5.1)。これらのデータは、以下に記す CMZ の大規模サーベイ観測により取得された。

5.2.1 CO $J=1-0$ 輝線

CO $J=1-0$ 輝線による CMZ の観測は、松村らにより 2011 年 1 月に野辺山 45 m 鏡を用いて行われた。観測モードは on-the-fly (OTF) で、受信機は 25-BEam Array Receiver System (BEARS; Sunada *et al.* 2000) が使用された。分光にはデジタル分光計 AC45 が帯域幅 512 MHz (周波数分解能は 500 kHz) で使用された。観測周波数 115 GHz におけるビームサイズ (HPBW) および主ビーム能率 (η_{MB}) はそれぞれ $15''$ および 0.45 であった。スペクトル線画像の空間グリッド幅は $7.5''$ 、速度分解能は 2 km s^{-1} である。強度は、以前に野辺山 45 m 鏡により取得された CO $J=1-0$ データ (Oka *et al.* 1998) の主ビーム温度 (T_{MB}) に一致するように較正された。スペクトル線画像の RMS ノイズは T_{MB} スケールで 1.7 K であった。

5.2.2 CO $J=3-2$ 輝線

CO $J=3-2$ 輝線による CMZ の観測は JCMT により JCMT Galactic Plane Survey (JPS) プログラムとして 2013 年 7 月から 2015 年 6 月にかけて行われた (Parsons *et al.* 2018)。観測モードは OTF で、受信機は HARP (Buckle *et al.* 2009) が使用された。分光計として ACSIS が 1 GHz 帯域モード (周波数分解能は 976 kHz) で使用された。観測周波数 345 GHz におけるビームサイズ (HPBW) および主ビーム能率 (η_{MB}) はそれぞれ $14''$ および 0.64 であった。スペクトル線画像の空間グリッド幅は $7.5''$ 、速度分解能は 2 km s^{-1} である。アンテナ温度 T_{A}^* を η_{MB} で割ることで、強度は主ビーム温度 T_{MB} に変換された。スペクトル線画像の RMS ノイズは T_{MB} スケールで 0.4 K であった。

5.3 結果

CO $J=3-2$ 輝線による大規模サーベイデータの中から、 $(l, b) = (-0.31^\circ, +0.11^\circ)$ の位置に新たに極めて大きな速度幅を持つ HVCC CO-0.31+0.11 を発見した。

5.3.1 空間-速度構造

図 5.2(a) に CO-0.31+0.11 方向における CO $J=3-2$ 輝線の積分強度合成図を示す。赤は CO-0.31+0.11 の赤方偏移成分 ($-160 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq -70 \text{ km s}^{-1}$) の積分強度、青は青方偏移成分 ($-240 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq -160 \text{ km s}^{-1}$) の積分強度を表す。積分強度図上において、CO-0.31+0.11 は差し渡し $\sim 4 \text{ pc}$ 程度の大きさを持ったコンパクト分子雲として現れる。赤方偏移成分はより小さなクランプとして HVCC の東部に現れ、青方偏移成分は南北に伸びた構造として現れる。

図 5.2(b) に CO $J=3-2$ 輝線の $b = +0.106^\circ$ における銀経-速度 (l - V) 図を示す。CO-0.31+0.11 は l - V 図上において、速度 $V_{\text{LSR}} \sim -110 \text{ km s}^{-1}$ の位置にある空間的に広がった分子雲から速度負方向に突き出すような構造をしている。また、CO-0.31+0.11 は非常に急峻な速度勾配 ($dV/dl \sim 90 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$) を示す。負の速度端は $V_{\text{LSR}} \simeq -220 \text{ km s}^{-1}$ に及ぶ。負速度側では“レ”の字形をしており、速度勾配の符号は $V_{\text{LSR}} \simeq -190 \text{ km s}^{-1}$ の位置で逆転し、その勾配は $dV/dl \sim -15 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ と緩やかになる。なお、(l, V_{LSR}) $\simeq (-0.31^\circ, -60 \text{ km s}^{-1})$ の位置にコンパクトな分子雲 (以後 “ -60 km s^{-1} clump” と呼ぶ) が存在しているが、これが HVCC の構成要素であるか無関係であるかは現時点で判断することはできないため注意が必要である。図 5.2(c) に CO $J=3-2$ 輝線の $l = -0.32^\circ$ における銀緯-速度 (b - V) 図を示す。この図上で、(b, V_{LSR}) $\simeq (+0.11^\circ, -180 \text{ km s}^{-1})$ の位置から南北に、2 つの円弧状の構造 (“W” 字形の構造) が確認できる。

図 5.3 に CO $J=3-2$ 輝線の速度チャンネル図を示す。放射が弱い穴のような構造が (l, b, V_{LSR}) $\simeq (-0.32^\circ, +0.12^\circ, -180 \text{ km s}^{-1})$ と ($-0.33^\circ, +0.09^\circ, -160 \text{ km s}^{-1}$) の位置に確認できる。これらの空洞は b - V 図中の円弧構造に対応し、これらは分子ガスの膨張運動を反映している可能性がある。速度チャンネル図から、速度 $V_{\text{LSR}} = -120 \text{ km s}^{-1}$ から -40 km s^{-1} にかけて、視野内に広がって分布する分子ガスが存在することがわかる。これらの分子ガスは Arm I と呼ばれる CMZ 内で支配的な分子ガス構造 (Sofue 1995) に属する成分であると考えられる (図 1.8 参照)。

CO-0.31+0.11 について、 $-0.29^\circ \leq l \leq -0.35^\circ$ 、 $+0.08^\circ \leq b \leq +0.14^\circ$ 、 $-220 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq -70 \text{ km s}^{-1}$ の範囲にある CO $J=3-2$ 輝線データを用いて、分子雲の大きさの指標となるサイズパラメータ [$S = D \tan(\sqrt{\sigma_l \sigma_b})$; Solomon *et al.* 1987] および速度分散 σ_V を計算した。ここで、天体までの距離 D は $D = 8 \text{ kpc}$ を仮定し、

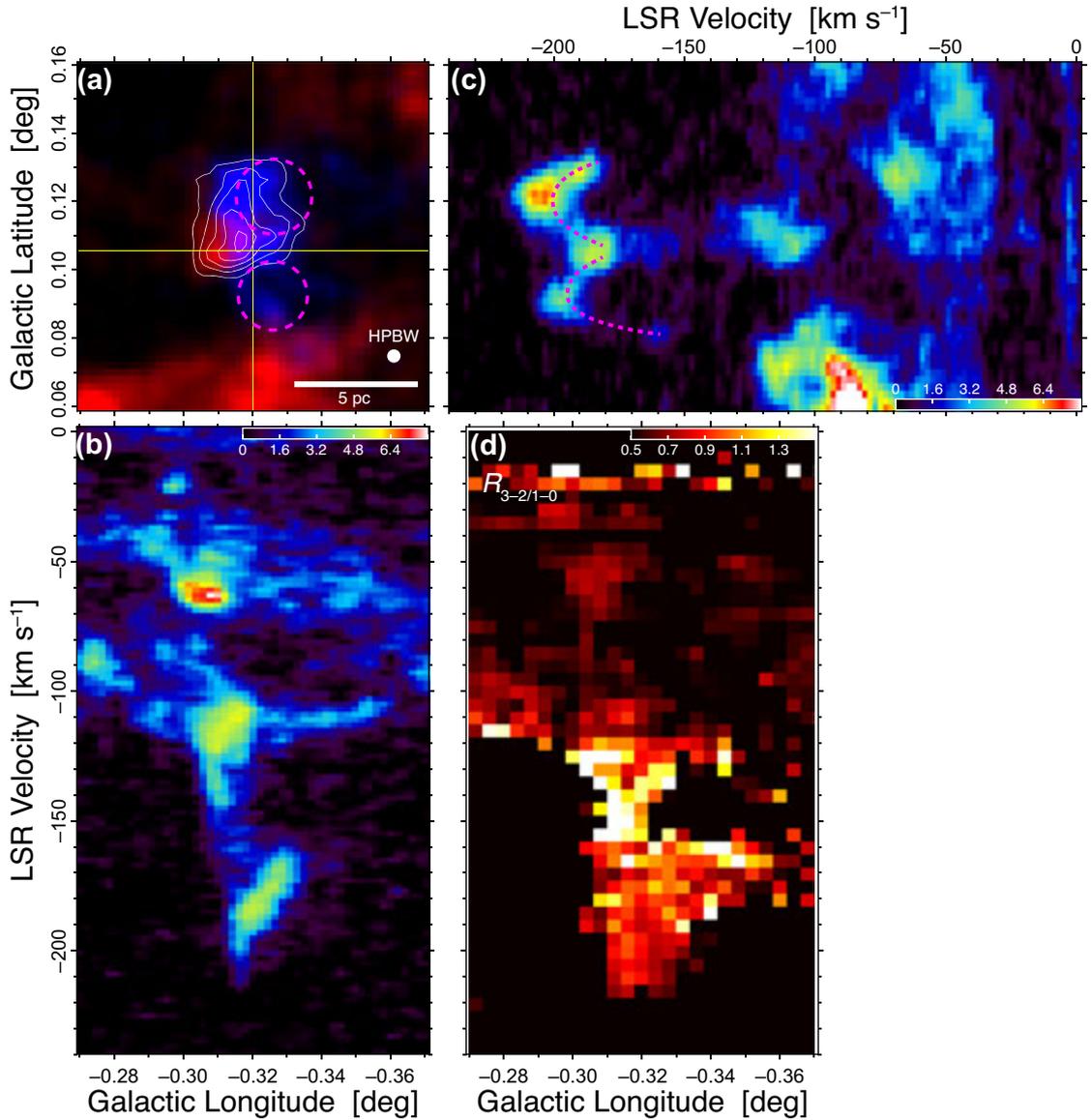


図 5.2: (a) CO-0.31+0.11 方向の CO $J=3-2$ 輝線強度の合成図。赤および青はそれぞれ速度 $V_{\text{LSR}} = -160 \text{ km s}^{-1}$ から -70 km s^{-1} および $V_{\text{LSR}} = -240 \text{ km s}^{-1}$ から -160 km s^{-1} の範囲で積分した CO $J=3-2$ 輝線の積分強度を示す。等高線は速度 $V_{\text{LSR}} = -240 \text{ km s}^{-1}$ から -70 km s^{-1} の範囲で積分した CO $J=3-2$ 輝線の積分強度を示す。等高線は 150 K km s^{-1} から 50 K km s^{-1} 置きに引いてある。マゼンタ破線の円は速度 $V_{\text{LSR}} \simeq -160 \text{ km s}^{-1}$ に現れる球殻構造を示す。左下の白丸は 345 GHz 帯における JCMT の HPBW ($14''$) を示す。(b) 図 (a) 中の黄色の水平線に沿って描かれた CO $J=3-2$ 輝線強度の l - V 図。(c) 図 (a) 中の黄色の垂直線に沿って描かれた CO $J=3-2$ 輝線強度の b - V 図。マゼンタの破線は円弧状構造を示す。(d) CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比 ($R_{3-2/1-0}$) の l - V 図。強度比を計算する際に、 $b = +0.09^\circ$ から $+0.13^\circ$ の範囲で平均された l - V 図を $14.4'' \times 5 \text{ km s}^{-1}$ のグリッドに平滑化している。

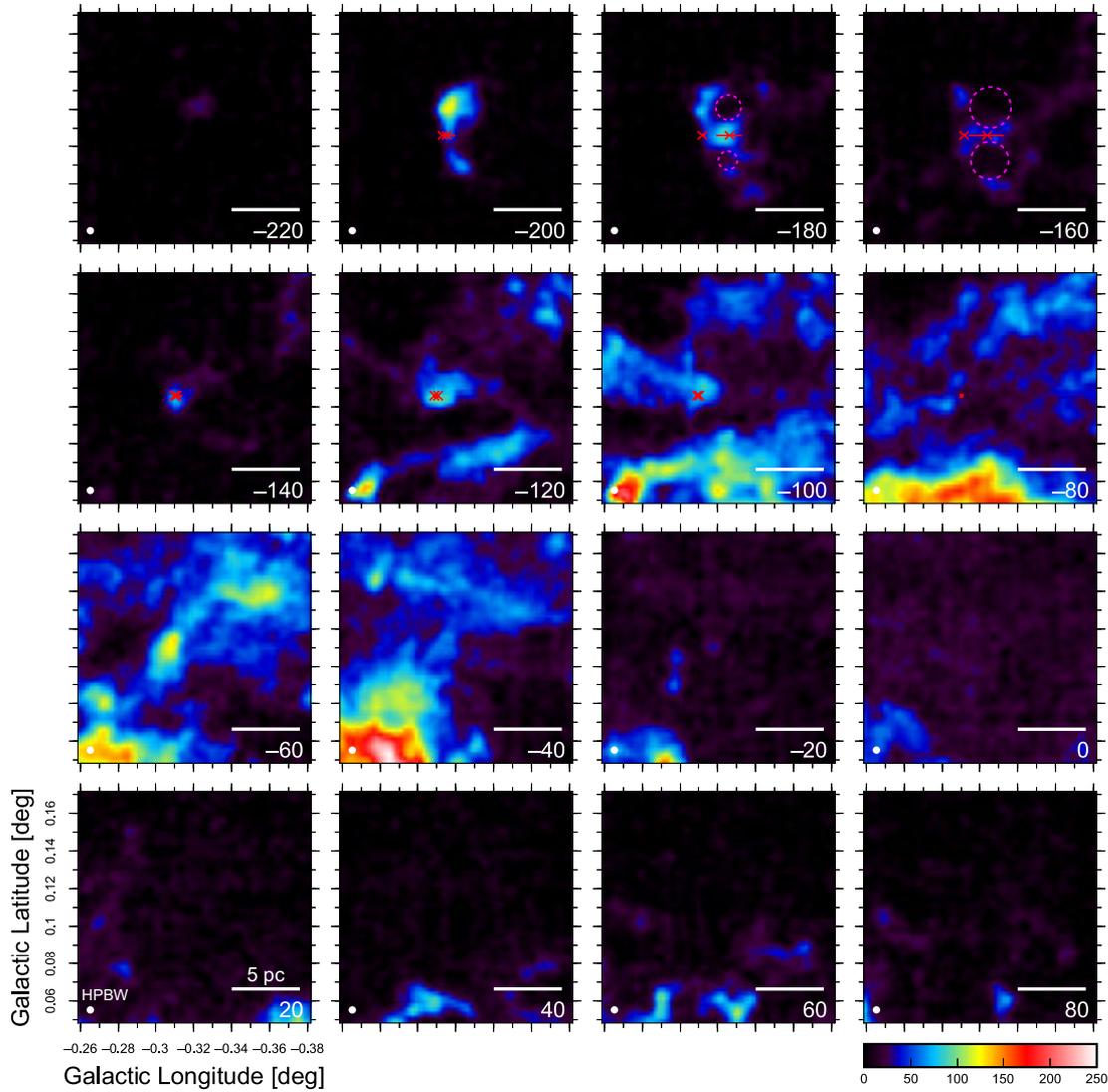


図 5.3: CO $J=3-2$ 輝線の速度チャンネル図。各パネルは右下に書かれた速度に対して $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$ の速度帯で積分された積分強度を示している。強度の単位は K km s^{-1} である。マゼンタ破線の円は膨張球殻構造 (“Pair bubbles”) を示す。赤い×印と実線は重力散乱モデルにおけるケプラー軌道を投影したものである (5.4.2 節および図 5.5 参照)。

$\sigma_x (x = l, b, V)$ は

$$\sigma_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2} \quad (5.3.1)$$

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i x T_{\text{MB},i}}{\sum_i T_{\text{MB},i}} \quad (5.3.2)$$

により計算した。計算には 3σ (1.2 K) 以上のデータ点のみを用いた。その結果、 $S = 2.2$ pc、 $\sigma_V = 43.9$ km s⁻¹ と計算された。なお、 -60 km s⁻¹ clump が HVCC に含まれると考え -220 km s⁻¹ $\leq V_{\text{LSR}} \leq -30$ km s⁻¹ の速度帯で計算するならば、 $S = 2.3$ pc、 $\sigma_V = 50.1$ km s⁻¹ となる。

5.3.2 物理量

図 5.2(d) に CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比 ($R_{3-2/1-0}$) の l - V 図を示す。強度比を計算する際には、観測データを $b = +0.09^\circ$ から $+0.13^\circ$ の範囲で平均することで作成した l - V 図を用い、さらにノイズの影響を減らすためにそれらを $14.4'' \times 5$ km s⁻¹ のグリッドに平滑化して使用している。CO-0.31+0.11 は速度範囲 $V_{\text{LSR}} \lesssim -100$ km s⁻¹ で高い強度比 ($R_{3-2/1-0} > 0.8$) を示すことがわかる。速度 $V_{\text{LSR}} = -160$ km s⁻¹ から -120 km s⁻¹ の範囲では特に高い強度比を示す ($R_{3-2/1-0} > 1.5$)。 -60 km s⁻¹ clump は中程度の強度比 ($R_{3-2/1-0} \sim 0.7$) を示す。なお、この領域の平均的な強度比は $R_{3-2/1-0} \sim 0.5$ 程度である。このように CO-0.31+0.11 が高い CO 輝線強度比を示すことは、それが主に高温・高密度の分子ガスで構成されていることを示唆する。

CO-0.31+0.11 に -60 km s⁻¹ clump は含まれないものとして、その質量を CO $J=3-2$ 輝線強度から評価する。ここで、 H_2 の柱密度は CO $J=3-2$ 輝線積分強度に比例するものとし、その比例係数は $X_{\text{CO}} = 0.6 \times 10^{20}$ cm⁻² (K km s⁻¹)⁻¹ で与えられるものとする。この比例係数 X_{CO} は、以前から個別に観測的研究がされている HVCC CO 0.02-0.02 に対して導かれたものであり (Oka *et al.* 1999)、ここでもこの値を採用する。これにより、CO-0.31+0.11 の質量は $M_{\text{gas}} = 1.1 \times 10^4 M_\odot$ と評価された。また、ビリアル質量 $M_{\text{VT}} (\equiv 8.7 S \sigma_V^2 / G; \text{Solomon } et al. 1987)$ はサイズパラメータ $S = 2.2$ pc および速度分散 $\sigma_V = 43.9$ km s⁻¹ から $M_{\text{VT}} = 8.3 \times 10^6 M_\odot$ と評価された。ビリアル質量 M_{VT} は輝線強度から評価された質量 M_{gas} に比べて 3 桁程度大きく、CO-0.31+0.11 は明らかに自己重力的に束縛されていない分子雲であることがわかる。力学的タイムスケール $\tau_d (\equiv S / \sigma_V)$ は $\tau_d = 4.8 \times 10^4$ 年と評価され

た。運動エネルギーは式 $E_k = 3M_{\text{gas}}\sigma_V^2/2$ から、 $E_k = 6 \times 10^{50}$ erg と評価された。

CO-0.31+0.11 に -60 km s^{-1} clump が含まれるとすれば、サイズパラメータは $S = 2.3 \text{ pc}$ 、速度分散は $\sigma_V = 50.1 \text{ km s}^{-1}$ となり、分子ガス質量は $M_{\text{gas}} = 1.4 \times 10^4$ 、ビリアル質量は $M_{\text{VT}} = 1.1 \times 10^7 M_{\odot}$ 、力学的タイムスケールは $\tau_d = 4.6 \times 10^4$ 年、運動エネルギーは $E_k = 1 \times 10^{51}$ erg となる。これらの物理量は全て表 5.1 に記してある。

表 5.1: CO-0.31+0.11 の物理量

| Parameters | -60 km s ⁻¹ clump | |
|----------------------------------|------------------------------|--------------------|
| | Not included | Included |
| S [pc] | 2.2 | 2.3 |
| σ_V [km s ⁻¹] | 43.9 | 50.1 |
| M_{gas} [M_{\odot}] | 1.1×10^4 | 1.4×10^4 |
| M_{VT} [M_{\odot}] | 8.3×10^6 | 1.1×10^7 |
| τ_d [yr] | 4.8×10^4 | 4.6×10^4 |
| E_{kin} [erg] | 6×10^{50} | 1×10^{51} |

5.3.3 対応天体

他波長域における CO-0.31+0.11 の対応天体の有無を確かめるために、図 5.4 に *Herschel* で観測された遠赤外線イメージ (Molinari *et al.* 2011)、Very Large Array (VLA) で観測された波長 6 cm の電波連続波イメージ^{*1}、*Spitzer* 衛星で観測された中間赤外線イメージ (Ramírez *et al.* 2008; Churchwell *et al.* 2009)、および *Chandra* 衛星で観測された広帯域 X 線イメージ (Muno *et al.* 2009) を示す。

Herschel の波長 160 μm のイメージで、CO-0.31+0.11 の東側に沿うように対応天体があることがわかる [図 5.4(a)]。この構造は *Herschel* で観測された他の波長帯 (70 μm , 250 μm , 350 μm , 500 μm) のイメージでも確認することができ、CO-0.31+0.11 に含まれるダストからの放射であると考えられる。これら遠赤外線強度をプランク関数でフィッティングすることにより求めたダスト温度は $T_d \sim 28 \text{ K}$ であった。こ

^{*1}VLA のイメージは National Radio Astronomy Observatory (NRAO) VLA Archive Survey (NVAS) の web ページ (<http://archive.nrao.edu/nvas/>) で公開されているものを用いた。

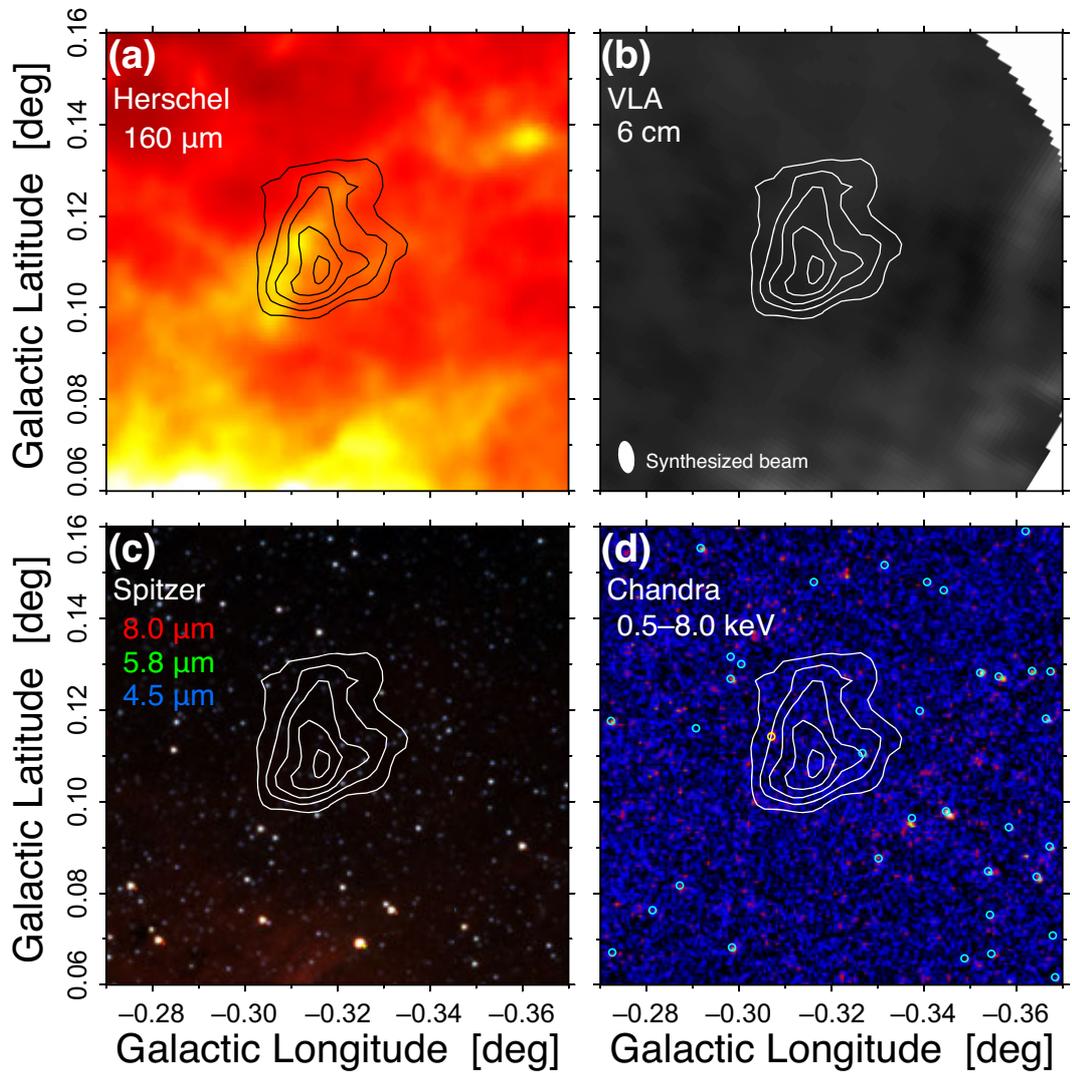


図 5.4: (a) *Herschel* で観測された波長 $160 \mu\text{m}$ の遠赤外線イメージ (Molinari *et al.* 2011)。 (b) VLA で観測された波長 6 cm の電波連続波イメージ。 (c) *Spitzer* で観測された中間赤外線の色合成図 (Ramírez *et al.* 2008; Churchwell *et al.* 2009)。 (d) *Chandra* で観測された広帯域 X 線イメージ (Muno *et al.* 2009)。 シアンの丸は Muno *et al.* (2009) によってカタログ化された X 線点源の位置を示す。 黄色の丸は CO-0.31+0.11 の対応天体候補である CXOGC174426.3-290816 の位置を示す。 白の等高線は CO-0.31+0.11 の CO $J=3-2$ 輝線の積分強度。 等高線は 150 K km s^{-1} から 50 K km s^{-1} おきに描いてある。

れは CMZ で典型的なダスト温度である (Molinari *et al.* 2011)。電波連続波源や明るい恒星は CO-0.31+0.11 方向に検出されていなかった [図 5.4(b) および (c)]。CO-0.31+0.11 の CO $J=3-2$ 輝線放射と重なる位置に、カタログ化されている X 線点源を 2 つ発見した [図 5.4(d)]。片方は $(l, b) = (-0.3069^\circ, +0.1148^\circ)$ の位置にある CXOGC174426.3-290816 であり、他方は $(l, b) = (-0.3267^\circ, +0.1107^\circ)$ の位置にある CXOGC174424.3-290924 である。X 線点源カタログ (Muno *et al.* 2009) によれば、CXOGC174426.3-290816 は硬 X 線源として観測されるため、これは銀河系中心部に位置する可能性がある。一方で、CXOGC174424.3-290924 は軟 X 線源として観測され、これは銀河系中心部よりも手前に位置する天体である可能性が高い。

5.4 議論

5.4.1 CO-0.31+0.11 の起源

CO-0.31+0.11 はその空間的な小ささ ($S \sim 2$ pc)、極端に大きい速度分散 ($\sigma_v \geq 43.9$ km s⁻¹)、そして高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比 ($R_{3-2/1-0} > 0.8$) で特徴付けられる分子雲である。また、特異な位置-速度構造を示し、 l - V 図上では“レ”の字形を [図 5.2(b)]、 b - V 図上で“W”の字形を示す [図 5.2(c)]。HVCC の広い速度幅の起源としては、大質量原始星からの双極流や超新星爆発や分子雲衝突が考えられる (Tanaka *et al.* 2014)。しかしながら、同方向に明るい恒星は検出されず、大質量原始星からの双極流が起源であるとは考えにくい。また、電波連続波や X 線イメージからも超新星爆発の痕跡は確認できず、速度 $V_{\text{LSR}} \simeq -180$ km s⁻¹ から -120 km s⁻¹ に見られる直線的な速度構造は超新星爆発による膨張運動では説明できない。分子雲衝突で CO-0.31+0.11 を説明するためには、 $V_{\text{LSR}} \lesssim -200$ km s⁻¹ もの非常に大きな速度で不自然な軌道上を運動する孤立分子雲が必要となる。さらにこの場合、この高速度雲が衝突するのは $V_{\text{LSR}} \simeq -100$ km s⁻¹ の速度にある広がった成分であると解釈できる [図 5.2(b) および図 5.3 参照]。この仮説に従えば、高速度雲は $V_{\text{LSR}} \simeq -100$ km s⁻¹ の分子雲中に空洞を作るはずであるが (Habe & Ohta 1992)、このような空洞は検出されていない。したがって、分子雲衝突も CO-0.31+0.11 の起源としては考えにくい。

HVCC の起源の可能性として、他には「重力散乱モデル」が挙げられる。これは、

重い点状天体の近傍を分子雲が通りすぎる際に、重力的に急加速されることで広い速度幅が生じ、HVCCとして観測されるというシナリオである。重力散乱モデルは、莫大な運動エネルギーを有するHVCCの1つであるCO-0.40-0.22の起源を説明する上で、近年私たちが提案したモデルである(図1.11; Oka *et al.* 2016)。このモデルに従えば、CO-0.40-0.22は $10^5 M_{\odot}$ の点状重力源により振り動かされた分子雲として説明される。さらに近年のALMA観測により、私たちはCO-0.40-0.22中にその重力源と考えられる点状電波連続波源(CO-0.40-0.22*)を発見しており(図1.12)、これはIMBHの有力候補天体である(Oka *et al.* 2017)。CO-0.40-0.22同様に、重力散乱モデルでCO-0.31+0.11の運動が説明できる可能性がある。

5.4.2 重力散乱モデル

莫大な質量を有する点状重力源の近傍を運動するガス雲は、その近心点を通過する間、潮汐力により引き伸ばされ広い速度幅を有し、急峻な速度勾配を示す(e.g., Gillessen *et al.* 2012, 2013)。CO-0.31+0.11の形成機構として重力散乱モデルが適用できるかどうかを確認するために、様々なケプラー軌道の位置-速度平面上における振る舞いを調べる。

銀河面と平行方向に X 軸をとり、視線方向と平行に Y 軸をとる。質点は座標原点(X, Y) = (0 pc, 0 pc)にあるとする。試験粒子の初期位置(X, Y) = (X_0, Y_0)、初速度(V_X, V_Y) = (0 km s⁻¹, V_{Y0})、中心質量 M_0 を変化させ、その試験粒子が位置-速度図上にどのような軌道を描くかを調べる。各パラメータの探索範囲は $X_0 = 1-7$ pc、 $Y_0 = 1-7$ pc、 $V_{Y0} = (-1)-(-10)$ km s⁻¹、 $M_0 = 10^4-10^6 M_{\odot}$ である。その結果、(X_0, Y_0, V_{Y0}, M_0) = (3 pc, 6 pc, -5 km s⁻¹, $2 \times 10^5 M_{\odot}$)の組が、CO-0.31+0.11の l - V 図をうまく再現することがわかった。

図5.5に、(X_0, Y_0, V_{Y0}, M_0) = (3 pc, 6 pc, -5 km s⁻¹, $2 \times 10^5 M_{\odot}$)で再現されるケプラー軌道と、その位置-速度図を示す。中心質量の位置は $l = -0.311^{\circ}$ とし、軌道のシステム速度は $V_{\text{LSR}} = -165$ km s⁻¹とした。分子雲との対応をより詳細に確認するため、このケプラー軌道は図5.3に示す速度チャンネル図上にも投影している。CO-0.31+0.11の中心部は、大きな離心率を持つ軌道上を高速で運動する分子ガスとして説明できる。CO-0.31+0.11の形成タイムスケールは $\sim 10^5$ 年と評価される。このモデルに従えば、分子ガスは近心点($l \sim -0.31^{\circ}$)を通過する間に潮汐力により

圧縮され加熱されるはずである。近心点における分子ガスの速度は $V_{\text{LSR}} = -122.8$ km s⁻¹ ($V_{Y0} = 42.2$ km s⁻¹) である。CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比は $V_{\text{LSR}} = -160$ km s⁻¹ から -120 km s⁻¹ の速度帯において特に高くなっており [$R_{3-2/1-0} > 1.5$; 図 5.2(d)], これは分子ガスが潮汐圧縮を受けて加熱されたことに起因する可能性がある。すなわち、高い CO 輝線強度比の原因も重力散乱モデルで説明できる。

5.4.3 中間質量ブラックホールの存在示唆

重力散乱モデルが正しいとすれば、近心点までの距離 0.13 pc よりも有意に小さい領域に $2 \times 10^5 M_{\odot}$ もの質量が集中していなければならない。この場合、質量密度は $\rho \gtrsim 2 \times 10^7 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ となる。この質量密度は、銀河系中心部に位置する大質量星団である Arches 星団の質量密度に比べ 2 桁以上大きく (Espinoza *et al.* 2009)、銀河系内で最も高密度な球状星団の 1 つである M15 の中心部の質量密度 $\rho \sim 2 \times 10^7 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ と同程度である (Djorgovski & King 1984)。しかしながら、大質量星団が CO-0.31+0.11 を駆動する重力源であることは、明るい恒星が同方向に検出されないことに矛盾する。また、星団が分子雲中に深く埋もれていて恒星からの放射がダストに吸収されている場合でも、周囲のダストは加熱され再放射を行うため、星団の存在は赤外線観測で間接的に確認できる。波長 $8 \mu\text{m}$ の *Spitzer* イメージから $-0.3^{\circ} \leq l \leq -0.33^{\circ}$ および $0.09^{\circ} \leq b \leq 0.13^{\circ}$ の範囲における光度は $\nu L_{\nu} = 1.4 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \simeq 4 \times 10^4 L_{\odot}$ と評価される。すなわち、この領域に星団が埋もれているとしても、その光度は高々 $10^5 L_{\odot}$ 以下であると推測できる。質量が $2 \times 10^5 M_{\odot}$ でありかつその光度が $10^5 L_{\odot}$ 以下であるような星団は、中性子星やブラックホールのような暗い天体を多量に含んでいることになり、これは通常の星団では有り得ない。したがって、CO-0.31+0.11 の駆動源としては、 $2 \times 10^5 M_{\odot}$ の質量を有する暗い点状天体、すなわち重い IMBH であると解釈できる。

いくつかの矮小銀河には中心核として重い IMBH ($\sim 10^5 M_{\odot}$) が潜んでいることが、可視光や X 線観測により示唆されている (Reines *et al.* 2013; Moran *et al.* 2014; Baldassare *et al.* 2015)。銀河系のような大きい銀河は、その周りのより小さい銀河と相互作用し合体することで成長してきたと一般に考えられている。銀河系中心 $\lesssim 1$ kpc の領域の恒星の赤外線観測から、銀河系は $\sim 2 \times 10^8$ yr 前に衛星銀河との合体を経験していることが示唆されている (van Loon *et al.* 2003)。CO-0.31+0.11 の形

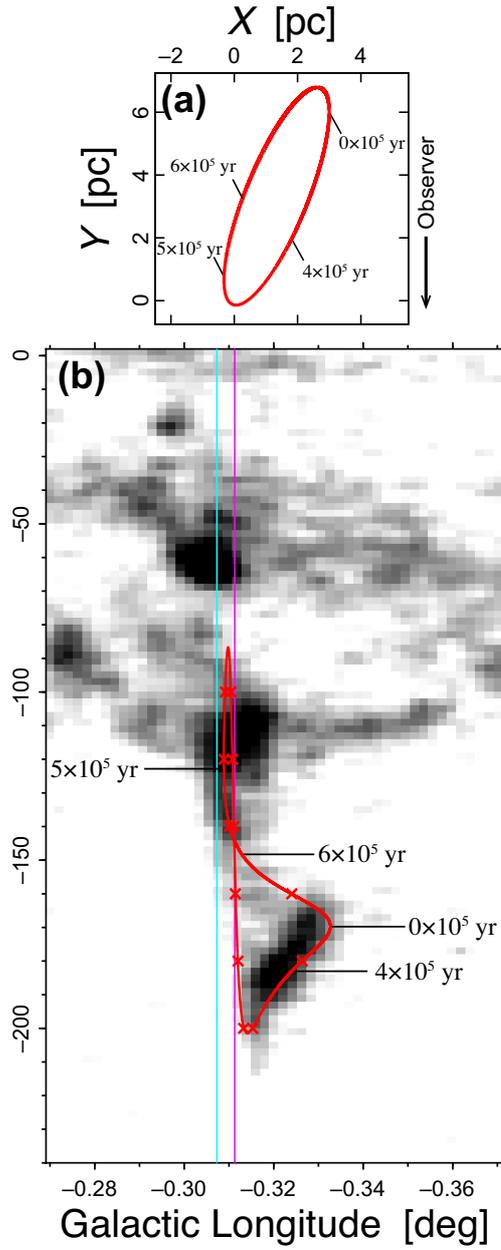


図 5.5: (a) 位置 $(X, Y)=(0 \text{ pc}, 0 \text{ pc})$ における質量 $2 \times 10^5 M_{\odot}$ の質点周りのケプラー軌道。軌道は位置 $(X, Y)=(3 \text{ pc}, 6 \text{ pc})$ を通り、そこでは質点に対して速度 $(V_X, V_Y)=(0 \text{ km s}^{-1}, -5 \text{ km s}^{-1})$ を持つ。軌道面は銀画面と平行であるとする。経過時間は $(X, Y)=(3 \text{ pc}, 6 \text{ pc})$ から測られるものとする。(b) $b = 0.106^{\circ}$ における CO $J=3-2$ 輝線の l - V 図 (グレースケール) とそこへ投影された上記ケプラー軌道 (赤線)。システム速度は $V_{\text{LSR}} = -165 \text{ km s}^{-1}$ であるとする。赤い \times 印は図 5.3 に示したものに対応する。マゼンタの直線は質点の位置を示す。青の直線は X 線点源 CXOGC174426.3-290816 (Muno *et al.* 2009) の銀経を示す。

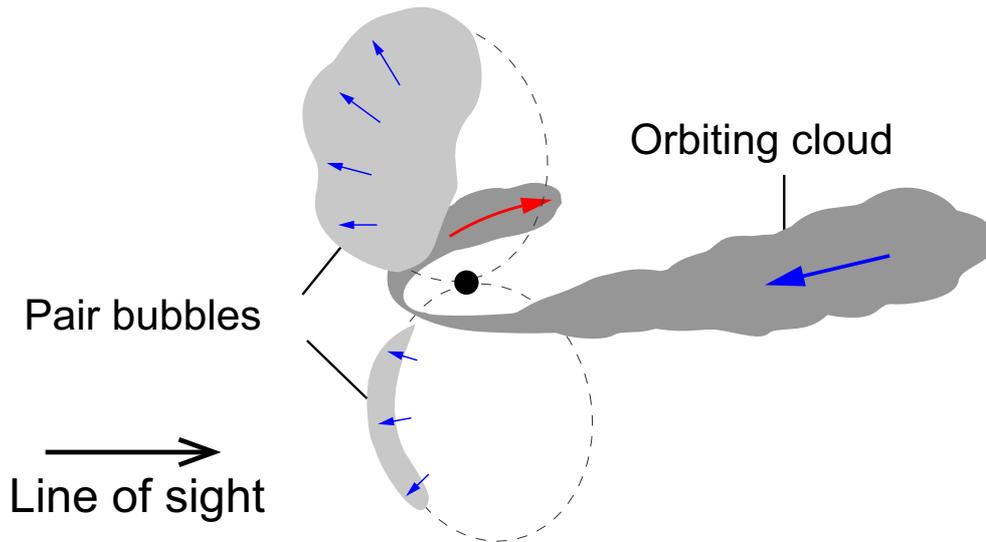


図 5.6: CO-0.31+0.11 の模式図。黒丸は IMBH を表す。赤および青の矢印はそれぞれ分子雲の運動方向を示す。

成に寄与している IMBH は、銀河系が成長する過程で取り込まれた矮小銀河の中心核の名残である可能性がある。

重力散乱モデルは、 b - V 図上で円弧状に見える構造 [図 5.2(c) および図 5.3 中のマゼンタ破線; “Pair bubbles”] には適用できないため注意が必要である。Pair bubbles はその位置-速度構造から重力源近傍で膨張運動をしていることが示唆される (図 5.3)。図 5.2(c) からその膨張速度は $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ 、半径は $\sim 1.5 \text{ pc}$ と推測されるため、その力学的タイムスケールは $5 \times 10^4 \text{ yr}$ と評価される。したがって、膨張運動と双極的な空間構造から、Pair bubbles は IMBH の $5 \times 10^4 \text{ yr}$ 前の活動に起因して形成されたと解釈できる。これは重力散乱モデルから推測される CO-0.31+0.11 の形成タイムスケール ($\sim 10^5 \text{ yr}$) と矛盾しない。図 5.6 に、CO-0.31+0.11 の形成過程の模式図を示す。

X 線源 CXOGC174426.3-290816 [図 5.4(d)] の位置 $(l, b) = (-0.3069^\circ, +0.1148^\circ)$ と重力散乱モデルにおける中心質量の位置は $\sim 1 \text{ pc}$ ほどずれているものの (図 5.5)、これは IMBH の候補天体である可能性がある。CXOGC174426.3-290816 の 2-8 keV 帯におけるフラックスは $\sim 9 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である (Muno *et al.* 2009)。これは同波長帯における Sgr A* のフラックスよりも 1 桁程度小さい (Baganoff *et al.* 2003)。現時点ではこの X 線源の正体は不明であり、それを解明するためにはより感度の良い詳細な X 線観測が必要である。

実際に重力散乱モデルの妥当性およびIMBHの存在を確認するためには、ALMA等の電波干渉計を用いてCO-0.31+0.11の運動をより詳細に描き出し、より精密なモデルにより中心質量の位置を制限し、そこに点状対応天体を発見することが本質的である。実際にこのような手法により、CO-0.40-0.22の中にIMBH候補天体CO-0.40-0.22*を発見することに成功している(Oka *et al.* 2017)。様々な波長帯でより感度の良い観測を実施することで、IMBHの存在が確認されることが期待される。加えて、銀河系中心核近傍に発見した2つの小型HVCCは、分子雲にブラックホールが高速で突入することで駆動されている可能性がある(4章; Takekawa *et al.* 2017b)。銀河系内のブラックホール候補天体はこれまで60個程度見つかっているが(Corral-Santana *et al.* 2016)、このほとんどは明るいX線放射を伴うブラックホールである。ブラックホールは、それが活動的か非活動的かに関わらず、周囲のガスと重力相互作用するはずであり、その一部がHVCCとして観測されることが期待される。すなわち、HVCCは非活動的なブラックホールを検出するための鍵となる天体種族である可能性がある。

5.5 まとめ

野辺山45 m鏡およびJCMTを用いたCOの回転遷移線によるCMZの広域サーベイ観測データから、HVCC CO-0.31+0.11を発見した。CO-0.31+0.11はHVCCの中でも特に大きな速度幅を持ち($\sigma_v \geq 43.9 \text{ km s}^{-1}$)、高いCO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比($R_{3-2/1-0} > 1.5$)を示す。CO $J=3-2$ 輝線強度からその質量は $M_{\text{gas}} \sim 10^4 M_{\odot}$ 、運動エネルギーは $E_k \sim 10^{51} \text{ erg}$ と評価された。その起源としては、超新星爆発との相互作用および分子雲衝突が考えられるが、それらを積極的に支持する観測結果は得られなかった。

CO-0.31+0.11は銀経-速度図上で“レ”の字形を示し、その特徴的な挙動は $2 \times 10^5 M_{\odot}$ の質点周りのケプラー運動でよく説明できることがわかった。加えて、高いCO輝線強度比の原因もこのモデルで自然に説明できる。このモデルに従えば、0.1 pcよりも小さい領域に $2 \times 10^5 M_{\odot}$ もの莫大な質量が集中していることになり、これは非活動的なIMBHの存在を示唆する。現時点では、超新星爆発起源や分子雲衝突起源など他のシナリオを完全に棄却できるわけではないが、CO-0.31+0.11の形成に中間質量ブラックホールが関わっている可能性を指摘したことは、中心核の形成・

進化過程の研究を進める上で重要な成果である。

今後はさらに CO-0.31+0.11 の起源に迫るために、まず衝撃波領域の探査を目的とした SiO $J=2-1$ 輝線の観測を野辺山 45 m 鏡を用いて実施する。また、定量的に分子ガスの温度・密度を評価するために、CO $J=4-3$ および ^{13}CO $J=3-2$ 輝線の観測を Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) 10 m 鏡を用いて実施する。加えて、詳細な運動の把握および点状電波源の探査を目的とした高分解能観測を ALMA で実施する計画である。以上の追観測により、CO-0.31+0.11 の起源解明および IMBH 候補天体が新たに発見されることが期待される。

第6章 結論

銀河中心核への質量供給過程および超大質量ブラックホール (supermassive black hole; SMBH) の形成過程の解明を目的として、銀河系中心部の高速度分子雲である核周円盤 (circumnuclear disk; CND) および高速度コンパクト雲 (high-velocity compact cloud; HVCC) に着目した観測的研究を行った。本研究の内容および成果の概要を以下に記す。

銀河系中心核近傍への質量供給過程

CND とその周囲の分子ガスとの物理的関係を調べるために、野辺山 45 m 鏡を用いたミリ波帯スペクトル線観測を実施した。その結果、CND とそれに隣接する巨大分子雲 M-0.13-0.08 を 3 次元的に繋ぐ構造 “bridge” を発見した。観測された bridge の位置-速度構造は、CND の非対称部である NLE とその直ぐ手前に位置する巨大分子雲 M-0.13-0.08 が衝突しているとすれはうまく説明できる。輝線強度比の解析から、bridge の化学的性質も CND と M-0.13-0.08 の中間的であることがわかった。また、SiO 分子が bridge の根元で増加傾向にあり、これは強い衝撃波の存在を示唆する。以上の解析結果は、NLE と M-0.13-0.08 が衝突しているという考えに矛盾しない。このように分子雲同士が衝突することにより、運動エネルギーの散逸および角運動量の損失が引き起こされ、中心核への質量供給が促進されていると考えられる。本研究により、CND とその周りの分子雲との物理的関連性が初めて示され、中心核周り 10 pc 領域の分子ガスを中心核方向へと落下させる具体的な物理過程が提示されたことは、銀河系の質量供給過程の研究において意義深い。

小型高速度コンパクト雲の発見

JCMT を用いて銀河系中心 ~ 20 pc の領域について HCN $J=4-3$ および $J=3-2$ 輝線による詳細なイメージング観測を行った。これら観測の中で、HVCC の中でも特にサイズの小さい ($d \sim 1$ pc) 小型 HVCC を CND の近傍に 2 つ新た

に発見した。いずれの小型 HVCC も空間構造に乏しく、位置-速度図上で隣接する他の分子雲から速度負方向に直線的に突き出すような形を示す。このような空間-速度構造は、コンパクトな重力源が高密度分子雲に高速突入することで生成される可能性がある。小型 HVCC の持つ運動エネルギーと同方向に他波長における対応天体が確認されないことから、恒星質量ブラックホールの突入により小型 HVCC が駆動されていると考えられる。これら小型 HVCC は、X線観測等の従来の方法では検出されない伴星を持たない孤立ブラックホールを発見するための手がかりになる種族である可能性がある。

高速度コンパクト雲 CO-0.31+0.11 の発見

野辺山 45 m 鏡および JCMT により取得された CO 輝線による銀河系中心領域の広域イメージング観測データから、HVCC CO-0.31+0.11 を発見した。CO-0.31+0.11 は異常に広い速度幅 ($\Delta V \gtrsim 100 \text{ km s}^{-1}$) と高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比を有し、銀経-速度図上で“レ”の字形を示す。この特徴的な挙動は $2 \times 10^5 M_{\odot}$ の質点周りのケプラー運動でうまく説明できることがわかった。このモデルに従えば、高い CO 輝線強度比は強い重力場における潮汐圧縮に起因すると解釈することができる。以上の結果と、他波長域で対応天体が検出されないことから、CO-0.31+0.11 は $2 \times 10^5 M_{\odot}$ の中間質量ブラックホール (intermediate-mass black hole; IMBH) を内包している可能性がある。今後、より詳細に CO-0.31+0.11 を観測することで IMBH 候補天体が検出されることが期待される。それが確認されれば、CO-0.40-0.22* に次いで銀河系内で発見された 2 番目の IMBH 候補天体となる。このような IMBH は、いずれ中心核 SMBH の成長に寄与するはずである。

近年、大型電波干渉計 Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) が本格的に稼働し、近傍銀河の分子ガスも 10 pc を切る空間分解能で観測できるようになってきた。観測装置の空間分解能の向上により、近傍銀河と銀河系の中心核周りの環境を同じ空間スケールで比較した研究が行えるようになり、さらに銀河中心核への質量供給過程の理解が進むことが期待される。また、銀河系外 HVCC が発見されれば、HVCC の研究はさらに広がりを見せるはずである。本論文で示したように、宇宙に無数に潜む孤立ブラックホールの一部は HVCC として検出できる可能性がある。今後 ALMA により実施する高分解能観測により、小型 HVCC や CO-0.31+0.11 内にブラックホール候補天体が点源として検出されることが期待される。実際に

ラックホールの存在が確認されれば、これは中心核 SMBH の起源解明に大きく貢献することになる。

参考文献

- Agol, E., & Kamionkowski, M. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 334, 553
- Alexander, D. M., Hickox, R. C. 2012, *New Astron. Rev.*, 56, 93
- Amo-Baladrón, M. A., Martín-Pintado, J., & Martín, S. 2011, *Astron. Astrophys.*, 526, 54
- Antonini, F. 2014, *Astrophys. J.*, 794, 106
- Antonucci, R. 1993, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 31, 473
- Baganoff, F. K., Bautz, M. W., Brandt, W. N., *et al.* 2001, *Nature*, 413, 45
- Baganoff, F. K., Maeda, Y., Morris, M., *et al.* 2003, *Astrophys. J.*, 591, 891
- Baldassare, V. F., Reines, A. E., Gallo, E., & Greene, J. E. 2015, *Astrophys. J. Lett.*, 809, L14
- Balick, B., & Brown, R. L. 1974, *Astrophys. J.*, 194, 265
- Belloche, A., Müller, H. S. P., Menten, K. M., Schilke, P., & Comito, C. 2013, *Astron. Astrophys.*, 559, 47
- Binney, J., Gerhard, O. E., Stark, A. A., *et al.* 1991, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 252, 210
- Bower, G. C., Falcke, H., Sault, R. J., Backer, D. C. 2002, *Astrophys. J.*, 571, 843
- Bower, G. C., Goss, W. M., Falcke, H., Backer, D. C., & Lithwick, Y. 2006, *Astrophys. J. Lett.*, 648, L127
- Bradford, C. M., Stacey, G. J., Nikola, T., *et al.* 2005, *Astrophys. J.*, 623, 866

- Buckle, J. V., Hills, R. E., Smith, H., *et al.* 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 399, 1026
- Caputo, D. P., de Vries, N., Patruno, A., & Portegies, Z. S. 2017, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 468, 4000
- Christopher, M. H., Scoville, N. Z., Stolovy, S. R., & Yun, Min S. 2005, *Astrophys. J.*, 622, 346
- Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., *et al.* 2009, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 121, 213
- Coil, A. L., & Ho, P. T. P. 1999, *Astrophys. J.*, 513, 752
- Coil, A. L., & Ho, P. T. P. 2000, *Astrophys. J.*, 533, 245
- Conselice, C. J., Wilkinson, A., Duncan, K., & Mortlock, A. 2016, *Astrophys. J.*, 830, 83
- Contopoulos, G., & Mertzianides, C. 1974, *Astron. Astrophys.*, 61, 477
- Corral-Santana, J. M., Casares, J., Muñoz-Darias, T., *et al.* 2016, *Astron. Astrophys.*, 587, 61
- Djorgovski, S., & King, I. R. 1984, *Astrophys. J. Lett.*, 277, L49
- Dong, H., Wang, Q. D., Cotera, A., *et al.* 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 417, 114
- Downes, D. 1989, *Lecture Notes in Phys.*, 333, 351
- Ebisuzaki, T., Makino, J., Tsuru, T. G., *et al.* 2001, *Astrophys. J. Lett.*, 562, L19
- Eckart, A., García-Marín, M., Vogel, S. N., *et al.* 2012, *Astron. Astrophys.*, 537, 52
- Ekers, R. D., Goss, W. M., Schwarz, U. J., Downes, D., & Rogstad, D. H. 1975, *Astron. Astrophys.*, 43, 159
- Ekers, R. D., van Gorkom, J. H., Schwarz, U. J., & Goss, W. M. 1983, *Astron. Astrophys.*, 122, 143

- Emerson, D. T., & Graeve, R. 1988, *Astron. Astron. Astrophys.*, 190, 353
- Englmaier, P., & Gerhard, O. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 304, 512
- Espinoza, P., Selman, F. J., & Melnick, J. 2009, *Astron. Astrophys.*, 501, 563
- Farrell S. A., Webb N. A., Barret D., Godet O., & Rodrigues J. M. 2009, *Nature*, 460, 73
- Gaume, R. A., & Claussen, M. J. 1990, *Astrophys. J.*, 351, 538
- Genzel, R., Crawford, M. K., Townes, C. H., & Watson, D. M. 1985, *Astrophys. J.*, 297, 766
- Genzel, R., Schödel, R., Ott, T., *et al.* 2003, *Nature*, 425, 934
- Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., *et al.* 2008, *Astrophys. J.*, 689, 1044
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., *et al.* 2009, *Astrophys. J.*, 692, 1075
- Gillessen, S., Genzel, R., Fritz, T. K., *et al.* 2012, *Nature*, 481, 51
- Gillessen, S., Genzel, R., Fritz, T. K., *et al.* 2013, *Astrophys. J.*, 774, 44
- Goss, W. M., Schwarz, U. J., van Gorkom, J. H. & Ekers, R. D. 1985, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 215, 69
- Güsten, R., Genzel, R., Wright, M. C. H., *et al.* 1987, *Astrophys. J.*, 318, 124
- Güsten, R., & Henkel, C. 1983, *Astron. Astrophys.*, 125, 136
- Güsten, R., Walmsley, C. M., & Pauls, T. 1981, *Astron. Astrophys.*, 103, 197
- Habe, A., & Ohta, K. 1992, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 44, 203
- Harada, N., Riquelme, D., Viti, S., *et al.* 2015, *Astron. Astrophys.*, 584, 102
- Herrnstein, R. M., & Ho, P. T. P. 2002, *Astrophys. J. Lett.*, 579, L83
- Herrnstein, R. M., & Ho, P. T. P. 2003, *Astron. Nachr.*, 324, 583
- Herrnstein, R. M., & Ho, P. T. P. 2005, *Astrophys. J.*, 620, 287

- Hills, J. G. 1988, *Nature*, 331, 687
- Ho, L. C. 1999, *Astrophys. J.*, 516, 672
- Ho L. C., Filippenko A. V., & Sargent W. L. W., 1997, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 112, 315
- Ho, P. T. P., Ho, L. C., Szczepanski, J. C., *et al.* 1991, *Nature*, 350, 309
- Hüttemeister, S., Wilson, T. L., Henkel, C., & Mauersberger, R. 1993, *Astron. Astrophys.*, 276, 445
- Jackson, J. M., Geis, N., Genzel, R., *et al.* 1993, *Astrophys. J.*, 402, 173
- Johnson, J. B. 1928, *Physical Review*, 32, 97
- Kalberla, P. M. W., & Kerp, J. 2009, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 47, 27
- Kauffmann, G.; Heckman, T. M., Tremonti, C., *et al.* 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 346, 1055
- Kauffmann, J., Pillai, T., Zhang, Q., *et al.* 2017, *Astron. Astrophys.*, 603, 89
- Kennicutt, R. C. 1998, *Astrophys. J.*, 498, 541
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 51, 511
- Kruijssen, J. M. D., Dale, J. E., & Longmore, S. N. 2015, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 447, 1059
- Kutner, M. L., & Ulich, B. L. 1981, *Astrophys. J.*, 250, 341
- Lada, C. J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2010, *Astrophys. J.*, 724, 687
- LaRosa, T. N., Kassim, N. E., Lazio, T. J. W., & Hyman, S. D. 2000, *Astron. J.*, 119, 207
- Langer, W. D., & Penzias, A. A. 1990, *Astrophys. J.*, 357, 477
- Lee, S., Pak, S., Choi, M., *et al.* 2008, *Astrophys. J.*, 674, 247

- Liu, H. B., Ho, P. T. P., Wright, M. C. H., *et al.* 2013, *Astrophys. J.*, 770, 44
- Liu, H. B., Hsieh, P.-Y., Ho, P. T. P., *et al.* 2012, *Astrophys. J.*, 756, 195
- Liszt, H. S., Spiker, R. W. 1995, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 98, 259
- Lo, K.Y., & Claussen, M. J., 1983, *Nature*, 306, 647
- Longmore, S. N., Bally, J., Testi, L., *et al.* 2013, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 429, 987
- Mapelli, M., & Trani, A. A. 2016, *Astron. Astrophys.*, 585, 161
- Marr, J. M., Wright, M. C. H., & Backer, D. C. 1993, *Astrophys. J.*, 411, 667
- Martín, S., Martín-Pintado, J., Montero-Castaño, M., Ho, P. T. P., & Blundell, R. 2012, *Astron. Astrophys.*, 539, 29
- Martín-Pintado, J., Bachiller, R., & Fuente, A. 1992, *Astron. Astrophys.*, 254, 315
- Maud, L. T., Moore, T. J. T., Lumsden, S. L., *et al.* 2015, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 453, 645
- McGary, R. S., Coil, A. L., & Ho, P. T. P. 2001, *Astrophys. J.*, 559, 326
- Meier, D. S., & Turner, J. L. 2005, *Astrophys. J.*, 618, 259
- Merritt, D. 2010, *Astrophys. J.*, 718, 739
- Minh, Y. C., Liu, H. B., Ho, P. T. P., *et al.* 2013, *Astrophys. J.*, 773, 31
- Miyazaki, A., Tsutsumi, T., & Tsuboi, M. 2004, *Astrophys. J. Lett.*, 611, L97
- Molinari, S., Bally, J., Noriega-Crespo, A., *et al.* 2011, *Astrophys. J. Lett.*, 735, L33
- Montero-Castaño, M., Herrnstein, R. M., & Ho, P. T. P. 2009, *Astrophys. J.*, 695, 1477
- Moran, E. C., Shahinyan, K., Sugarman, H. R., Vélez, D. O., & Eracleous, M. 2014, *Astron. J.*, 148, 136

- Morris, M., & Serabyn, E. 1996, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34, 645
- Muno, M. P., Bauer, F. E., Baganoff, F. K., *et al.* 2009, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 181, 110
- Namekata, D., & Habe, A. 2011, *Astrophys. J.*, 731, 57
- Narayan, R., Mahadevan, R., Grindlay, J. E., Popham, R. G., & Gammie, C. 1998, *Astrophys. J.*, 492, 554
- Nakajima, T., Kimura, K., Nishimura, A., *et al.* 2013, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 125, 252
- Nomura, M., Oka, T., Yamada, *et al.*, submitted to *Astrophys. J.*
- Nyquist, H. 1928, *Physical Review*, 32, 110
- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyazaki, A. 1998, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 118, 455
- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyazaki, A. 2001, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 53, 787
- Oka, T., Hasegawa, T., White, G. J., *et al.* 2008, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 60, 429
- Oka, T., Mizuno, R., Miura, K., & Takekawa, S. 2016, *Astrophys. J. Lett.*, 816, L7
- Oka, T., Nagai, M., Kamegai, K., & Tanaka, K. 2011, *Astrophys. J.*, 732, 120
- Oka, T., Nagai, M., Kamegai, K., Tanaka, K., & Kuboi, N., 2007, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, 15
- Oka, T., Onodera, Y., Nagai, M., *et al.* 2012, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 201, 14
- Oka, T., Tsujimoto, S., Iwata, Y., Nomura, M., & Takekawa, S. 2017, *Nat. Astron.*, 1, 709
- Oka, T., White, G. J., Hasegawa, T., *et al.* 1999, *Astrophys. J.*, 515, 249
- Okumura, S. K., Ishiguro, M., Fomalont, E. B., *et al.* 1989, *Astrophys. J.*, 347, 240

- Okumura, S. K., Ishiguro, M., Fomalont, E. B., *et al.* 1991, *Astrophys. J.*, 378, 127
- Parsons, H., Dempsey, J. T., Thomas, H. S., *et al.*, submitted to *Astrophys. J. Suppl. Ser.*
- Pasham, D. R., Strohmayer, T. E., & Mushotzky, R. F. 2014, *Nature*, 513, 74
- Pierce-Price, D., Richer, J. S., Greaves, J. S., *et al.* 2000, *Astrophys. J. Lett.*, 545, L121
- Ramírez, S. V., Arendt, R. G., Sellgren, K., *et al.* 2008, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 175, 147
- Reines, A. E., Greene, J. E., & Geha, M. 2013, *Astrophys. J.*, 775, 116
- Requena-Torres, M. A., Güsten, R., Weiß, A., *et al.* 2012, *Astron. Astrophys.*, 542, L21
- Requena-Torres, M. A., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., *et al.* 2006, *Astron. Astrophys.*, 455, 971
- Rodríguez-Franco, A., Martín-Pintado, J., & Fuente, A. 1998, *Astron. Astrophys.*, 329, 1097
- Ryu, S. G., Nobukawa, M., Nakashima, S., *et al.* 2013, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 65, 33
- Salpeter, E. E. 1964, *Astrophys. J.*, 140, 796
- Sanders, R. H. 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 294, 35
- Sashida, T., Oka, T., Tanaka, K., *et al.* 2013, *Astrophys. J.*, 774, 10
- Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., & Cohen, R. J. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 349, 1167
- Sawada, T., Ikeda, N., Sunada, K., *et al.* 2008, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 60, 445
- Schmidt, M. 1959 *Astrophys. J.*, 129, 243

- Serabyn, E., Carlstrom, J., Lay, O. *et al.* 1997, *Astrophys. J. Lett.*, 490, L77
- Serabyn, E., & Güsten, R. 1986, *Astron. Astrophys.*, 161, 334
- Shukla, H., Yun, M. S., & Scoville, N. Z. 2004, *Astrophys. J.*, 616, 231
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *Astron. Astrophys.*, 24, 337
- Schilke, P., Walmsley, C. M., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1997, *Astron. Astrophys.*, 321, 293
- Shirley, Y. L. 2015, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 127, 299
- Shlosman, I., Begelman, M. C., & Frank, J. 1990, *Nature*, 345, 679
- Schödel, R., Ott, T., Genzel, R. *et al.* 2003, *Astrophys. J.*, 596, 1015
- Sofue, Y. 1995, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 47, 527
- Sofue, Y. 2013, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 65, 118
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *Astrophys. J.*, 319, 730
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *Astrophys. J.*, 724, 1044
- Sunada, K., Yamaguchi, C., Nakai, N., *et al.* 2000, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, 4015, 237
- Sutton, E. C., Danchi, W. C., Jaminet, P. A., & Masson, C. R. 1990, *Astrophys. J.*, 348, 503
- Takekawa, S., Oka, T., Tanaka, K., *et al.* 2014, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 214, 2
- Takekawa, S., Oka, T., & Tanaka, K. 2017, *Astrophys. J.*, 834, 121
- Takekawa, S., Oka, T., Iwata, Y., Tokuyama, S., & Nomura, M. 2017, *Astrophys. J. Lett.*, 843, L11
- Tanaka, K., Kamegai, K., Nagai, M., *et al.* 2007, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, 323
- Tanaka, K., Nagai, M., Kamegai, K., & Oka, T. 2015, *Astrophys. J.*, 806, 130

- Tanaka, K., Oka, T., Matsumura, S., Nagai, M., & Kamegai, K. 2014, *Astrophys. J.*, 783, 62
- Tanaka, K., Oka, T., Nagai, M., & Kamegai, K. 2009, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 61, 461
- Toomre, A. 1964, *Astrophys. J.*, 139, 1217
- Totani, T., Sumi, T., Kosugi, G., *et al.* 2005, *Astrophys. J. Lett.*, 621, L9
- Tsuboi, M., Handa, T., & Ukita, N. 1999, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 120, 1
- Tsuboi, M., Miyazaki, A., & Uehara, K. 2015, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 67, 90
- Tsuboi, M., Tadaki, K., Miyazaki, A., & Handa, T. 2011, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 63, 763
- Ulrich, M. H., Maraschi, L., & Urry, C. M. 1997, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 35, 445
- van Loon, J. T., Gilmore, G. F., Omont, A., *et al.* 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 338, 857
- Wang, Q. D., Dong, H., Cotera, A., *et al.* 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 402, 895
- Wardle, M., & Yusef-Zadeh, F. 2008, *Astrophys. J. Lett.*, 683, L37
- Woo, J.-H., & Urry, C. M. 2002, *Astrophys. J.*, 579, 530
- Wright, M. C. H., Coil, A. L., McGary, R. S., Ho, P. T. P., & Harris, A. I. 2001, *Astrophys. J.*, 551, 254
- Yamada, M., Oka, T., Takekawa, S., *et al.* 2017, *Astrophys. J. Lett.*, 834, L3
- Yu, Q., & Tremaine, S. 2003, *Astrophys. J.*, 599, 1129
- Yusef-Zadeh, F., Bushouse, H., Wardle, M., *et al.* 2009, *Astrophys. J.*, 706, 348
- Yusef-Zadeh, F., Royster, M., Wardle, M., *et al.* 2013, *Astrophys. J. Lett.*, 767, L32
- Zel'dovich, Y. B., & Navikov, I. D. 1964, *Sov. phys. dokl.*, 158, 811

- Zhao, J.-H., Blundell, R., Moran, J. M., *et al.* 2010, *Astrophys. J.*, 723, 1097
- Zhao, J.-H., Morris, M. R., & Goss, W. M. 2013, *Astrophys. J.*, 777, 146
- Zhao, J.-H., Morris, M. R., & Goss, W. M. 2016, *Astrophys. J.*, 817, 171
- Zhao, J.-H., Morris, M. R., Goss, W. M., & An, T. 2009, *Astrophys. J.*, 699, 186
- Zylka, R., Mezger, P. G., & Lesch, H. 1992, *Astron. Astrophys.*, 261, 119

付録 A 輻射輸送

A.1 輻射を表す諸量

A.1.1 輝度

ある微小面積 dA を通って、微小立体角 $d\Omega$ の方向に、微小時間 dt の間に流れていく、周波数 ν から $\nu + d\nu$ の輻射エネルギー量を輝度 (brightness もしくは specific intensity) という。すなわち輝度 I_ν は

$$dE = I_\nu dA d\Omega dt d\nu \quad (\text{A.1.1})$$

で定義される。単位は $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ である。輝度は一般に、場所・方向・周波数に依存する量である。

微小体積 dV から微小立体角 $d\Omega$ の方向に放出される、周波数 ν から $\nu + d\nu$ の輻射エネルギー量 (輻射のエネルギー密度) $u_\nu(\Omega)$ は

$$dE = u_\nu(\Omega) dV d\Omega d\nu \quad (\text{A.1.2})$$

で定義される。光速 c を用いれば $dV = c dA dt$ と表すことができるので

$$dE = u_\nu(\Omega) c dA dt d\Omega d\nu \quad (\text{A.1.3})$$

となる。したがって、

$$u_\nu(\Omega) = \frac{I_\nu}{c} \quad (\text{A.1.4})$$

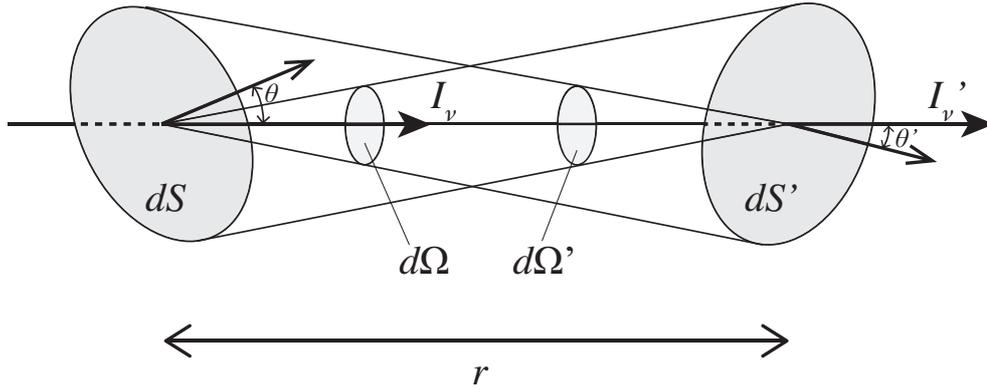


図 A.1: 輝度の不変性の説明図

である。立体角積分されたエネルギー密度 u_ν [$\text{erg cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}$] は

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega \quad (\text{A.1.5})$$

であり、平均輝度 J_ν を

$$J_\nu \equiv \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega \quad (\text{A.1.6})$$

で定義すれば

$$u_\nu = \frac{4\pi}{c} J_\nu \quad (\text{A.1.7})$$

となる。等方的な輻射の場合は $I_\nu = J_\nu$ なので

$$u_\nu = \frac{4\pi}{c} I_\nu \quad (\text{A.1.8})$$

となる。

輻射の経路に沿って輝度は保存される。ここでそれを示す。図 A.1 に示すように、面積要素 dS を通って、色々な方向に輻射の流れがあるとする。その一部が、 dS に垂直な方向から角度 θ の方向にある、別の面積要素 dS' を照射している場合を考える。そして、 dS から r だけ離れた dS' を見込む微小立体角 $d\Omega$ に微小時間 dt の間に流れてゆく輻射エネルギー量を dE とする。

面素 dS の θ 方向への投影成分が $dS \cos \theta$ であることを考慮すると、

$$dE = I_\nu (dS \cos \theta) d\Omega dt d\nu \quad (\text{A.1.9})$$

となる。

$$r^2 d\Omega = dS' \cos \theta' \quad (\text{A.1.10})$$

なので、これを式 (A.1.9) に代入すると

$$dE = I_\nu (dS \cos \theta) (dS' \cos \theta') dt d\nu r^{-2} \quad (\text{A.1.11})$$

となる。一方で、 dS から dS' へ流れ込む輻射エネルギー dE' は

$$dE' = I'_\nu (dS' \cos \theta') d\Omega' dt d\nu \quad (\text{A.1.12})$$

であり、

$$r^2 d\Omega' = dS \cos \theta \quad (\text{A.1.13})$$

なので、これを式 (A.1.12) に代入すると

$$dE' = I'_\nu (dS' \cos \theta') (dS \cos \theta) dt d\nu r^{-2} \quad (\text{A.1.14})$$

となる。 dS 、 dS' 間で輻射の吸収や放出がなければ、エネルギー保存則から

$$dE = dE' \quad (\text{A.1.15})$$

なので、式 (A.1.11) と式 (A.1.14) から

$$I_\nu (dS \cos \theta) (dS' \cos \theta') dt d\nu r^{-2} = I'_\nu (dS' \cos \theta') (dS \cos \theta) dt d\nu r^{-2} \quad (\text{A.1.16})$$

となる。したがって

$$I_\nu = I'_\nu \quad (\text{A.1.17})$$

が成り立つ。すなわち輝度は輻射の経路に沿って保存される。

A.1.2 輻射流束 (フラックス密度)

微小面積 dA を通って、微小時間 dt の間に流れていく、周波数 ν から $\nu + d\nu$ の輻射エネルギー量を輻射流束 (フラックス密度; flux density) という。フラックス密度の単位は $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ もしくは Jy (ジャンスキー) である。なお、 $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ である。フラックス密度 F_ν は、輝度 I_ν の考えている面積に垂直な方向の成分 $I_\nu \cos \theta$ を立体角 $d\Omega$ で積分して得られる。すなわち

$$F_\nu = \int I_\nu \cos \theta d\Omega = \int I_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{A.1.18})$$

である。フラックス密度を全周波数で積分したもの

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu \quad (\text{A.1.19})$$

は全輻射流束 (total flux) と呼ばれる。

図 A.2 のように、半径 R_0 の球形の天体が輝度 I_ν の等方的な輻射を行なっている場合を考える。天体の中心 O から $R (> R_0)$ だけ離れた点 P におけるフラックス密度を F_ν とする。ただし、考える面素と天体の方向 (OP) は垂直であるとする。

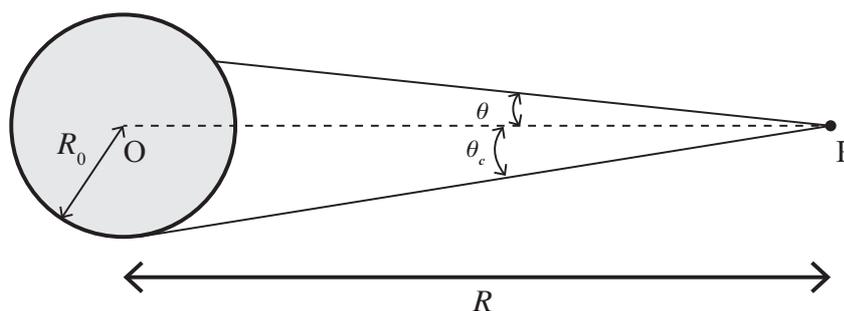


図 A.2: フラックス密度が距離の逆二乗則に従うことの説明図

このとき

$$\begin{aligned} F_\nu &= \int I_\nu \cos \theta d\Omega = \int I_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \\ &= I_\nu \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_c} \cos \theta \sin \theta d\theta = I_\nu \times 2\pi \times \frac{1}{2} \sin^2 \theta_c \end{aligned} \quad (\text{A.1.20})$$

となり、 $\sin \theta_c = R_0/R$ より

$$F_\nu = \pi I_\nu \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \quad (\text{A.1.21})$$

となる。すなわち、フラックス密度は距離の逆二乗則に従う。 $R = R_0$ ($\theta_c = \frac{\pi}{2}$) とすれば

$$F_\nu = \pi I_\nu \quad (\text{A.1.22})$$

となる。つまり、天体が等方的な輻射を行なっている場合、天体表面でのフラックス密度は輝度に π をかけたものに等しい。

天体の温度が T で黒体放射をしている場合、その輝度はプランク分布 $B_\nu(T)$ に従う。

$$I_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (\text{A.1.23})$$

ここで、 h はプランク定数、 c は光速、 k はボルツマン定数である。等方的な黒体放射を行なう天体表面でのフラックス密度は式 (A.1.22) と式 (A.1.23) から

$$F_\nu = \pi B_\nu(T) \quad (\text{A.1.24})$$

となる。したがって全輻射流束 F は

$$\begin{aligned} F &= \int_0^\infty F_\nu d\nu = \pi \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu \\ &= \pi \frac{2h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \pi \frac{2h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \frac{\pi^4}{15} \\ &= \sigma T^4 \end{aligned} \quad (\text{A.1.25})$$

と計算でき T^4 に比例することがわかる。これをシュテファン・ボルツマンの法則

(Stefan-Boltzmann law) という。ここで

$$\sigma \equiv \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \quad (\text{A.1.26})$$

はシュテファン・ボルツマン定数と呼ばれる。

A.1.3 光度

天体から単位時間あたりに放出される放射エネルギー量を光度 (luminosity) という。光度は全放射流束を面積分することで得られる。

$$L = \int F dS \quad (\text{A.1.27})$$

半径 R_0 の球形の天体からの放射が等方的で、天体表面における全放射流束を F_0 とすると、その天体の光度 L は

$$L = \int F_0 dS = 4\pi R_0^2 F_0 \quad (\text{A.1.28})$$

と表される。一方で、この天体から R だけ離れた位置における全放射流束を F とし、天体と位置 R の間で放射や吸収がないとすれば、光度 L は

$$L = 4\pi R^2 F \quad (\text{A.1.29})$$

と表される。すなわち

$$F = F_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 = \frac{L}{4\pi R^2} \quad (\text{A.1.30})$$

となる。

A.1.4 輝度温度

天体の輝度 I_ν をプランクの法則 (A.1.23) を用いて温度に換算したものを輝度温度 (brightness temperature) という。すなわち輝度温度 T_B は

$$T_B \equiv \frac{h\nu}{k} \left\{ \ln \left(1 + \frac{2h\nu^3}{c^2 I_\nu} \right) \right\}^{-1} \quad (\text{A.1.31})$$

で定義される。放射源が黒体ならば、その温度と輝度温度は一致するが、一般には放射源の温度と異なる。

観測周波数 ν に対して、 $h\nu \ll kT$ が成り立つ時、式 (A.1.23) は

$$I_\nu = \frac{2kT\nu^2}{c^2} \quad (\text{A.1.32})$$

と近似できる。この近似を Rayleigh-Jeans 近似という。このとき、輝度温度 T_B は

$$T_B = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu = \frac{\lambda^2}{2k} I_\nu \quad (\text{A.1.33})$$

と表され、輝度に比例する。

A.2 輻射輸送方程式

A.2.1 放射

物質中を通過する放射 (ビーム) を考えると、媒質による放射や吸収により放射強度は一般に一定ではなくなる。放射係数 j は、微小立体角 $d\Omega$ の方向に、微小体積 dV から微小時間 dt に放出されるエネルギー量として、

$$dE = j dV d\Omega dt \quad (\text{A.2.1})$$

で定義される。単色 (周波数 ν から $\nu + d\nu$) の放射係数も同様に

$$dE = j_\nu dV d\Omega dt d\nu \quad (\text{A.2.2})$$

と定義される。ここで j_ν の単位は $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ である。一般に、放射係数は放射の起こる方向に依存する。等方的な放射体については

$$j_\nu = \frac{1}{4\pi} P_\nu \quad (\text{A.2.3})$$

と書ける。ここで P_ν は微小体積における周波数 ν から $\nu + d\nu$ の放射電力である。

また、自発放射は輻射率 ϵ_ν により定義されることもある。輻射率は、周波数 ν から $\nu + d\nu$ において、単位質量を持つ放射体が、微小時間に自発的に放出するエネルギー量として定義される。単位は $\text{erg g}^{-1} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ である。もし放射が等方的ならば

$$dE = \epsilon_\nu \rho dV dt d\nu \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (\text{A.2.4})$$

となる。ここで ρ は放射体の質量密度である。上の2つの dE の表現を比較すれば、 ϵ_ν と j_ν の間には

$$j_\nu = \frac{\epsilon_\nu \rho}{4\pi} \quad (\text{A.2.5})$$

の関係があることがわかる。

距離 ds を断面積 dA のビームが伝わる時に通過する体積は $dV = dA ds$ である。放射強度の定義

$$dE = I_\nu dA d\Omega dt d\nu \quad (\text{A.2.6})$$

から、ビームが距離 ds 伝わる時の強度変化は

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{dE}{dA d\Omega dt d\nu ds} = \frac{dE}{dV d\Omega dt d\nu} \quad (\text{A.2.7})$$

と表される。したがって、物質中の自発放射によりビームに加えられる放射強度は

$$dI_\nu = j_\nu ds \quad (\text{A.2.8})$$

と表される。

A.2.2 吸収

距離 ds を伝わる間のビーム強度の損失を表す吸収係数 α_ν [cm^{-1}] を

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds \quad (\text{A.2.9})$$

のように定義する。断面積 σ_ν [cm^{-2}] の粒子 (吸収体) が個数密度 n [cm^{-3}] で一様に分布しているとする。ここに断面積 dA のビームが照射され距離 ds 進んだ場合の吸収体の効果を考える。ビームが通過した領域内の吸収体の数は $ndAds$ である。吸収体の密度が希薄ならば、全吸収断面積は $\sigma_\nu ndAds$ である。したがってビームが吸収体に遮られることによるエネルギー変化量は

$$dI_\nu dAd\Omega dt d\nu = -I_\nu (n\sigma_\nu dAds) d\Omega dt d\nu \quad (\text{A.2.10})$$

となる。したがって

$$dI_\nu = -n\sigma_\nu I_\nu ds \quad (\text{A.2.11})$$

となり、吸収係数の定義から

$$\alpha_\nu = n\sigma_\nu \quad (\text{A.2.12})$$

となる。 α_ν はしばしば

$$\alpha_\nu = \rho\kappa_\nu \quad (\text{A.2.13})$$

と書かれる。 ρ は質量密度で κ_ν [$\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$] は質量吸収係数と呼ばれる。

A.2.3 輻射輸送方程式

物質中での放射と吸収どちらも考慮すれば、放射強度の変化は、式 (A.2.8) および式 (A.2.9) より

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu \quad (\text{A.2.14})$$

で表される。これを輻射輸送方程式という。吸収係数 α_ν 、放射係数 j_ν が既知であれば比較的容易に解ける。ここで2つの限られた場合を考える。

(1) 放射のみ : $\alpha_\nu = 0$

この場合

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu \quad (\text{A.2.15})$$

となり、この解は

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) + \int_{s_0}^s j_\nu(s') ds' \quad (\text{A.2.16})$$

である。放射強度の増加は、放射係数を視線方向に沿って積分したものに等しい。

(2) 吸収のみ : $j_\nu = 0$

この場合

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu \quad (\text{A.2.17})$$

となり、この解は

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) \exp \left[- \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds' \right] \quad (\text{A.2.18})$$

となる。放射強度は、視線方向に沿って吸収係数を積分したものに依じた割合で指数関数的に減少していく。

A.2.4 光学的厚みと源泉関数

光学的厚み (optical depth) τ_ν を

$$d\tau_\nu \equiv \alpha_\nu ds \quad (\text{A.2.19})$$

もしくは

$$\tau_\nu \equiv \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds' \quad (\text{A.2.20})$$

のように定義する。 $\tau_\nu > 1$ を満たす媒質は「光学的に厚い (optically thick)」と表現され、 $\tau_\nu < 1$ を満たす媒質は「光学的に薄い (optically thin)」と表現される。光学的に薄い媒質中では、光子は概ね吸収されることなしに伝わる事ができる。光学的に厚い媒質中では、光子は吸収なしに伝わることはできない。

輻射輸送方程式 (A.2.14) は両辺を α_ν で割ることにより

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu + \mathcal{S}_\nu \quad (\text{A.2.21})$$

と書くことができる。ここで \mathcal{S}_ν は

$$\mathcal{S}_\nu \equiv \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \quad (\text{A.2.22})$$

で定義され、源泉関数と呼ばれる。熱平衡状態の場合は、源泉関数はプランク関数に一致する。すなわち

$$\mathcal{S}_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (\text{A.2.23})$$

となる。これを、Kirchhoff の法則という。

輻射輸送方程式 (A.2.21) の両辺に e^{τ_ν} をかけると

$$\frac{d}{d\tau_\nu} (I_\nu e^{\tau_\nu}) = \mathcal{S}_\nu e^{\tau_\nu} \quad (\text{A.2.24})$$

となり、形式的な解として

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} \mathcal{S}_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu \quad (\text{A.2.25})$$

が得られる。 \mathcal{S}_ν が一定だとすると

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \mathcal{S}_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (\text{A.2.26})$$

となる。 $\tau_\nu \rightarrow \infty$ のとき、 $I_\nu \rightarrow \mathcal{S}_\nu$ となる。したがって、光学的に厚く ($\tau_\nu \gg 1$) 熱

平衡状態の天体からの放射は黒体放射とみなせる。

放射される光子の平均自由行程 (mean free path) は吸収体中を吸収されることなく進むことができる平均距離として定義される。これは均一媒質の吸収係数と関係付けることができる。式 (A.2.18) から、1つの光子が光学的厚み τ_ν を持つ領域を通過できる確率は $e^{-\tau_\nu}$ であると言える。したがって、光子が通過することができる領域の持つ光学的厚みの平均 $\langle \tau_\nu \rangle$ は

$$\langle \tau_\nu \rangle = \int_0^\infty \tau_\nu e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu = 1 \quad (\text{A.2.27})$$

となる。また $\langle \tau_\nu \rangle$ は平均自由行程 l_ν により

$$\langle \tau_\nu \rangle = \alpha_\nu l_\nu \quad (\text{A.2.28})$$

と表すことができる。よって

$$l_\nu = \frac{1}{\alpha_\nu} = \frac{1}{n\sigma_\nu} \quad (\text{A.2.29})$$

が成り立つ。このように、均一媒質中において平均自由行程は、吸収係数の逆数で与えられる。

A.3 スペクトル線

A.3.1 アインシュタイン係数

ある原子 (もしくは分子) について2つのエネルギー準位を考える (図 A.3)。上位準位 u の統計的重率を g_u 、下位準位 l の統計的重率を g_l とする。準位 u の原子 (分子) は、エネルギー $h\nu_0$ の光子を放出することで準位 l に遷移する。同様に、準位 u の原子 (分子) は、エネルギー $h\nu_0$ の光子を吸収することで準位 u に遷移する。

準位 u が l に自然に遷移する場合 (自発放射) を考える。自発放射による単位時間当たりの遷移確率 A_{ul} は、アインシュタインの A 係数と呼ばれる。放射される電磁波のスペクトルは ν_0 でピークをとり、有限の幅を持つ。このスペクトルの形を表す

関数としてラインプロファイル関数 $\phi(\nu)$ が定義される。 $\phi(\nu)$ は

$$\int_0^{\infty} \phi(\nu) d\nu = 1 \quad (\text{A.3.1})$$

となるように規格化される。平均輻射強度 \bar{I} を

$$\bar{I} \equiv \int_0^{\infty} I_{\nu} \phi(\nu) d\nu \quad (\text{A.3.2})$$

で定義する。吸収による単位時間当たりの遷移確率を $B_{lu}\bar{I}$ で定義し、誘導放射による単位時間当たりの遷移確率を $B_{ul}\bar{I}$ で定義する。 B_{lu} および B_{ul} はアインシュタインの B 係数^{*1}と呼ばれる。

上位準位にある原子(分子)と下位準位にある原子(分子)の数密度をそれぞれ n_u および n_l とする。熱平衡状態にある時、放射されるエネルギー量と吸収されるエネルギー量は等しいので

$$n_l B_{lu} \bar{I} = n_u A_{ul} + n_u B_{ul} \bar{I} \quad (\text{A.3.3})$$

が成り立つ。これを \bar{I} について解くと

$$\bar{I} = \frac{A_{ul}/B_{ul}}{(n_l/n_u)(B_{lu}/B_{ul}) - 1} \quad (\text{A.3.4})$$

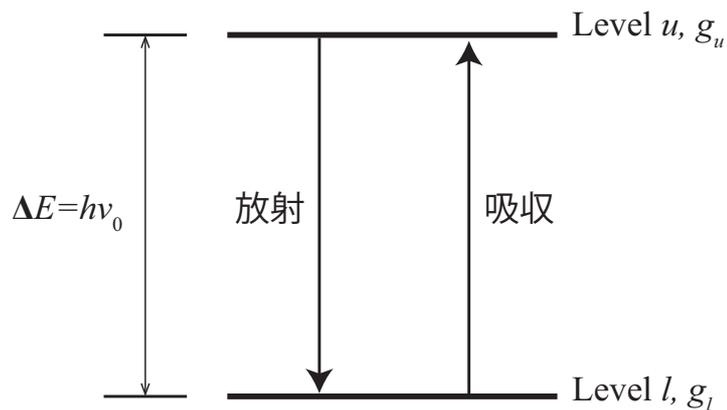


図 A.3: 2つのエネルギー準位の概念図

^{*1} B 係数を輻射場の平均エネルギー密度 \bar{U} を用いて、 $B'_{lu}\bar{U}$ で定義する場合もある。ただし、 $\bar{U} = 4\pi\bar{I}/c$ である。 B_{lu} を $B_{lu}\bar{I}$ で定義された B 係数とすれば、 $B'_{lu} = 4\pi B_{lu}/c$ の関係がある。

となる。熱平衡状態ではエネルギー分布はボルツマン分布に従うので、

$$\frac{n_l}{n_u} = \frac{g_l \exp(-E/kT)}{g_u \exp\{-(E + h\nu_0)/kT\}} = \frac{g_l}{g_u} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) \quad (\text{A.3.5})$$

が成り立ち、

$$\bar{I} = \frac{A_{ul}/B_{ul}}{(g_l B_{lu}/g_u B_{ul}) \exp(h\nu_0/kT) - 1} \quad (\text{A.3.6})$$

と書ける。一方で、熱平衡状態では

$$\bar{I} = B_\nu(T) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu_0/kT) - 1} \quad (\text{A.3.7})$$

と表されるはずなので、上の2つの式を比較して

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \quad (\text{A.3.8})$$

$$A_{ul} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} B_{ul} \quad (\text{A.3.9})$$

が得られる。これをアインシュタインの関係という。

A.3.2 アインシュタイン係数を用いた輻射輸送方程式

自発放射による微小エネルギー変化は

$$dE_e(\nu) = h\nu_0 n_u A_{ul} \phi_e(\nu) dV \frac{d\Omega}{4\pi} dt d\nu \quad (\text{A.3.10})$$

と表すことができる。同様に、吸収によるエネルギー変化は

$$dE_a(\nu) = -h\nu_0 n_l B_{lu} I_\nu \phi_a(\nu) dV \frac{d\Omega}{4\pi} dt d\nu \quad (\text{A.3.11})$$

と表され、誘導放射によるエネルギー変化は

$$dE_s(\nu) = h\nu_0 n_u B_{ul} I_\nu \phi_e(\nu) dV \frac{d\Omega}{4\pi} dt d\nu \quad (\text{A.3.12})$$

と表すことができる。 $\phi_e(\nu)$ と $\phi_a(\nu)$ は厳密には異なるが、ここでは $\phi_e(\nu) = \phi_a(\nu) \equiv \phi(\nu)$ とする。微小体積 dV は輻射に沿った方向の線素 ds とそれに垂直な面積素片

dA を用いれば $dV = dA ds$ となる。これらエネルギー変化が合わさって、輻射強度の変化 dI_ν となる。すなわち

$$\begin{aligned} dE_e(\nu) + dE_a(\nu) + dE_s(\nu) &= dI_\nu dAd\Omega dt d\nu \\ &= \left[\frac{h\nu_0}{4\pi} (n_u B_{ul} - n_l B_{lu}) \phi(\nu) I_\nu + \frac{h\nu_0}{4\pi} n_u A_{ul} \phi(\nu) \right] ds dAd\Omega dt d\nu \quad (\text{A.3.13}) \end{aligned}$$

したがって、

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\frac{h\nu_0}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi(\nu) I_\nu + \frac{h\nu_0}{4\pi} n_u A_{ul} \phi(\nu) \quad (\text{A.3.14})$$

を得る。これがアインシュタイン係数を用いて書かれた輻射輸送方程式である。放射係数 j_ν および吸収係数 α_ν で書かれた輻射輸送方程式 (A.2.14) は

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu$$

である。したがって、式 (A.2.14) と (A.3.14) を比較すれば、放射係数および吸収係数はアインシュタイン係数を用いて

$$j_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_u A_{ul} \phi(\nu) \quad (\text{A.3.15})$$

$$\begin{aligned} \alpha_\nu &= \frac{h\nu_0}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi(\nu) \\ &= \frac{h\nu_0}{4\pi} n_l B_{lu} \left(1 - \frac{g_l n_u}{g_u n_l} \right) \phi(\nu) \quad (\text{A.3.16}) \end{aligned}$$

と表すことができる。ここでアインシュタインの関係式 (A.3.8) を用いた。したがって、源泉関数 \mathcal{S}_ν は

$$\mathcal{S}_\nu \equiv \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \left(\frac{g_u n_l}{g_l n_u} - 1 \right)^{-1} \quad (\text{A.3.17})$$

と表すことができる。

A.3.3 励起温度

2つの準位について

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{A.3.18})$$

で定義される温度 T_{ex} を励起温度という。励起温度は一般に各準位間で異なる。局所熱力学平衡 (local thermodynamic equilibrium; LTE) が成り立つ場合、励起温度 T_{ex} は熱運動による運動温度 T_k に一致し、全ての準位間で等しくなる。この場合の励起温度は LTE 温度と呼ばれることもある。天体からの熱放射を観測する限り、輝度温度 $< \text{LTE 温度} < \text{運動温度}$ である。

アインシュタインの関係式 (A.3.8)、(A.3.9) および (A.3.18) を式 (A.3.16) に代入すると、吸収係数は励起温度 T_{ex} を用いて

$$\alpha_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} \frac{g_u}{g_l} n_l A_{ul} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{\text{ex}}}\right) \right\} \phi(\nu) \quad (\text{A.3.19})$$

$$= \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} n_u A_{ul} \left\{ \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_{\text{ex}}}\right) - 1 \right\} \phi(\nu) \quad (\text{A.3.20})$$

と表される。また、源泉関数 \mathcal{S}_ν は、励起温度 T_{ex} を用いて

$$\mathcal{S}_\nu = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_{\text{ex}}}\right) - 1} = B_\nu(T_{\text{ex}}) \quad (\text{A.3.21})$$

と表される。

A.3.4 柱密度

星間物質のスペクトル線観測で得られるプロファイル $\phi(\nu)$ は通常ガウス関数に近い形をしている。その線幅は天体内での大局的な運動 (重力収縮や膨張など) や乱流運動によるドップラーシフトの重ね合わせで決まる。以下では近似的に、

$$\phi(\nu) \sim \frac{1}{\Delta\nu} \quad (\text{A.3.22})$$

として扱う。ここで、 $\Delta\nu$ はスペクトル線の半値全幅である。スペクトル線の周波数 ν は放射源の視線速度に変換できるため、線幅を速度で表せば $\Delta V = c\Delta\nu/\nu_0$ と

なる。

光学的厚み τ_ν は吸収係数 (式 A.3.20) を視線方向に積分することで得られる。したがって

$$\tau_\nu = \int_0^{s_0} \alpha_\nu ds = \frac{c^3}{8\pi\nu_0^3} N_u A_{ul} \left\{ \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_{\text{ex}}}\right) - 1 \right\} \frac{1}{\Delta V} \quad (\text{A.3.23})$$

と表すことができる。ここで N_u は

$$N_u \equiv \int_0^{s_0} n_u ds \quad (\text{A.3.24})$$

で定義され、柱密度と呼ばれる。柱密度は個数密度を視線方向に積分した量で、スペクトル線強度から放射源の物理状態を評価する際によく用いられる。

付録B 分子雲の物理量とスペクトル線強度の関係

ここでは、分子雲中の直線分子の回転遷移を考え、その分子雲の持つ物理量とスペクトル線強度の関係性について述べる。

B.1 非局所熱力学平衡

2つの準位について

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{h\nu_{ul}}{kT_{\text{ex},ul}}\right)$$

で定義される温度 $T_{\text{ex},ul}$ を励起温度という (付録 A.3.3 参照)。ここで、 n_u 、 n_l はそれぞれ上位・下位準位にある分子の個数密度、 g_u 、 g_l はそれぞれの統計的重率、 ν_{ul} は遷移 $u \rightarrow l$ により放射される電磁波の周波数であり、 h はプランク定数、 k はボルツマン定数である。全ての遷移での励起温度が等しい場合を局所熱力学平衡 (local thermodynamic equilibrium; LTE) という*¹。しかし希薄な分子雲においては、多くの場合、各準位の占有数を T_{ex} が一定になるように保つことはできない。例えば、分子間の衝突頻度が少なすぎれば、上位準位の占有数は衝突励起により増えることなく自発放射により次第に減っていき LTE の場合よりずっと少なくなるであろうし、下位準位の占有数は反対に LTE の場合よりも多くなるであろう。このような場合を非局所熱力学平衡 (non-LTE) という。

分子雲中の分子の各準位の占有数は、その温度や密度 (分子同士の衝突頻度) に応じて、自発放射・吸収・誘導放射を伴いながら変化する。つまり、各準位の占有数を全て把握することができれば、各遷移間の励起温度 ($T_{\text{ex},ul}$) も求めることができ、

*¹厳密には全ての遷移での励起温度が等しいかつ励起温度 (T_{ex}) が運動温度 (T_k) に等しい場合を LTE というが、 $T_{\text{ex}} \neq T_k$ の場合でも T_{ex} が遷移毎に変わらないということを指して LTE ということもある。

そこから輝線強度を予言することができる。LTE においては各準位の占有数は温度 T_{ex} のボルツマン分布に従うので、これを利用することで物理量を評価することができる。しかし、non-LTE の場合は、各占有数はそれぞれに対して方程式を立てそれを解くことで求めなければならない。以下では、その解くべき方程式を導出する。

B.2 統計平衡方程式

分子雲中の輻射場を I_ν とする。ある分子の $i \rightarrow j$ 遷移による輝線放射のラインプロファイル関数を $\phi_{ij}(\nu)$ とする。なお $\phi_{ij}(\nu)$ は ν_{ij} でピークを持ち、

$$\int_0^\infty \phi_{ij}(\nu) d\nu = 1 \quad (\text{B.2.1})$$

のように規格化されているものとする。全立体角で平均した輻射強度を

$$J_\nu \equiv \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega \quad (\text{B.2.2})$$

で定義し、さらにそれをラインプロファイル関数 $\phi_{ij}(\nu)$ で重み付けした平均強度を

$$\bar{J}_{ij} \equiv \int J_\nu \phi_{ij}(\nu) d\nu \quad (\text{B.2.3})$$

で定義する。 I_ν は場所や放射の方向、周波数に依存するため扱いづらい。そこで、 \bar{J}_{ij} を導入し、分子雲は均一のもの (密度や温度が場所に依らない) であると仮定し、微小領域での輻射強度は、どの方向も ν_{ij} 付近の周波数では概ね \bar{J}_{ij} 程度と考える。

今考えている分子のエネルギー準位 i における単位体積あたりの占有数を n_i とする。すなわち、 $\sum n_i = n_{\text{mol}}$ である。ここで n_{mol} は考えている分子の個数密度である。 n_i の微小時間での変化量 (dn_i/dt) を考える。 n_i を変化させる要因としては、自発放射、誘導放射、吸収、そして衝突による遷移である。遷移 $i \rightarrow j$ に関するアインシュタインの A 係数、B 係数、衝突確率をそれぞれ A_{ij} 、 B_{ij} 、 C_{ij} とすれば、微小時間 dt の間に準位 i から準位 j ($i > j$) に下降することによる占有数 n_i の変化量は、

$$\left(\frac{dn_i}{dt} \right)_{i \rightarrow j}^{\text{down}} = \sum_{j=0}^{i-1} [n_i (A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij})] \quad (\text{B.2.4})$$

と書くことができる。また、準位 j から準位 i ($i > j$) に微小時間 dt の間に励起され

ることによる占有数 n_i の変化量は、

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{j \rightarrow i}^{\text{up}} = \sum_{j=0}^{i-1} [n_j (B_{ji} \bar{J}_{ji} + C_{ji})] \quad (\text{B.2.5})$$

と書くことができる。さらに、準位 j から準位 $i (j > i)$ に微小時間 dt の間に降下することによる占有数 n_i の変化量は、

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{j \rightarrow i}^{\text{down}} = \sum_{j=i+1}^{i_{\text{max}}} [n_j (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ji} + C_{ji})] \quad (\text{B.2.6})$$

と書くことができる。加えて、準位 i から準位 $j (j > i)$ に微小時間 dt の間に励起されることによる占有数 n_i の変化量は、

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{i \rightarrow j}^{\text{up}} = \sum_{j=i+1}^{i_{\text{max}}} [n_i (B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij})] \quad (\text{B.2.7})$$

と書くことができる。したがって、占有数 n_i の時間変化量は、

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} &= - \left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{i \rightarrow j}^{\text{down}} + \left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{j \rightarrow i}^{\text{up}} + \left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{j \rightarrow i}^{\text{down}} - \left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{i \rightarrow j}^{\text{up}} \\ &= - \sum_{j=0}^{i-1} [n_i (A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij}) - n_j (B_{ji} \bar{J}_{ji} + C_{ji})] \\ &\quad + \sum_{j=i+1}^{i_{\text{max}}} [n_j (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ji} + C_{ji}) - n_i (B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij})] \end{aligned} \quad (\text{B.2.8})$$

と表すことができる。各準位の占有数が時間変化しない、すなわち統計的に平衡状態 (statistical equilibrium) の場合は、

$$\frac{dn_i}{dt} = 0 \quad (\text{B.2.9})$$

より

$$\begin{aligned} &\sum_{j=0}^{i-1} [n_i (A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij}) - n_j (B_{ji} \bar{J}_{ji} + C_{ji})] \\ &= \sum_{j=i+1}^{i_{\text{max}}} [n_j (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ji} + C_{ji}) - n_i (B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij})] \end{aligned} \quad (\text{B.2.10})$$

が成り立つ。これが統計平衡方程式 (statistical equilibrium equation) である。

回転遷移を考える場合、準位 J におけるエネルギー E_J と統計的重率 g_J は

$$E_J = hBJ(J+1) \quad (\text{B.2.11})$$

$$g_J = 2J+1 \quad (\text{B.2.12})$$

と表される。ここで B は分子の回転定数である。回転遷移では $\Delta J = \pm 1$ の遷移のみ許されるので式 (B.2.10) は

$$0 = n_{J+1} (A_{J+1,J} + B_{J+1,J} \bar{J}_{J+1,J}) - n_J (A_{J,J-1} + B_{J,J-1} \bar{J}_{J,J-1}) - n_J B_{J,J+1} \bar{J}_{J+1,J} + n_{J-1} B_{J-1,J} \bar{J}_{J,J-1} + \sum_{i \neq J} (n_i C_{iJ} - n_J C_{Ji}) \quad (\text{B.2.13})$$

と書くことができる。アインシュタインの関係式

$$g_i B_{ij} = g_j B_{ji} \quad (\text{B.2.14})$$

$$A_{ij} = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} B_{ij} \quad (\text{B.2.15})$$

を用いて、 B 係数を全て A 係数で記述し直せば、統計平衡方程式 (B.2.10) はいくらか見やすくなるが、衝突確率 C_{ij} と輻射場 \bar{J}_{ij} については未だ何の制約もないので、このままでは n_J を求めることは困難である。

B.3 衝突係数

衝突確率 C_{ij} は近似的に、

$$C_{ij} \sim n_{\text{col}} \langle \sigma v_T \rangle \quad (\text{B.3.1})$$

で与えられる。ここで n_{col} は考えている分子の衝突パートナーの個数密度、 σ は分子の衝突断面積、 v_T は分子の持つ熱的な速度である。衝突パートナーは分子雲の場合は主に H_2 であるが、 He との衝突を考える場合もある。衝突確率は、

$$C_{ij} = n_{\text{col}} K_{ij}(T) \quad (\text{B.3.2})$$

と表すこともできる。ここで、 K_{ij} は衝突係数と呼ばれ、分子種ごと、遷移ごとに異なり温度に依存する。衝突係数は各温度ごとに計算された既知の値を利用する*2。

多くの場合、non-LTE 解析では衝突確率 C_{ij} と C_{ji} の間には

$$C_{ji} = C_{ij} \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{kT}\right) \quad (\text{B.3.3})$$

の関係があることを仮定している*3。すなわち、「微小時間に衝突によって引き起こされる $i \rightarrow j$ 遷移と $j \rightarrow i$ 遷移の回数が同程度でありかつ、遷移に関与する占有数は LTE の関係を保っている」ということを仮定する。そうすれば、式 (B.2.13) 右辺の最後の項は、

$$\begin{aligned} \sum_{i \neq J} (n_i C_{iJ} - n_J C_{Ji}) &= \sum_{i=J+1}^{J_{\max}} (n_i C_{iJ} - n_J C_{Ji}) - \sum_{i=0}^{J-1} (n_J C_{Ji} - n_i C_{iJ}) \\ &= \sum_{i=J+1}^{J_{\max}} \left[n_{\text{col}} K_{iJ} \left\{ n_i - n_J \frac{g_i}{g_J} \exp\left(-\frac{E_i - E_J}{kT}\right) \right\} \right] \\ &\quad - \sum_{i=0}^{J-1} \left[n_{\text{col}} K_{Ji} \left\{ n_J - n_i \frac{g_J}{g_i} \exp\left(-\frac{E_J - E_i}{kT}\right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.3.4})$$

と書くことができる。

B.4 脱出確率と Large Velocity Gradient 近似

衝突確率 C_{ij} は分子雲の衝突パートナー (主に水素分子) の個数密度 n_{H_2} と (運動) 温度 T を与えれば決めることができる。次に \bar{J}_{ij} について考える。もし雲が完全に不透明 ($\tau \rightarrow \infty$) であるならば、雲の中の輻射場 \bar{J}_{ij} はいたるところ源泉関数 S_{ij} に一致するはずである。今、分子雲中の微小領域で発生した光子がある確率 β_{ij} で外へ抜け出ていってしまうとする。この β_{ij} を脱出確率 (escape probability) という。この場合、考えている微小領域内での輻射場 \bar{J}_{ij} は $(1 - \beta_{ij})S_{ij}$ となる。光子が抜け出ていくのならば、当然入り込んでくる方も考えなければならない。光子が中から外

*2衝突係数は LAMDA (<http://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/>) に公開されている。衝突係数は温度に対して離散的に与えられているので、実際に計算に用いるときは、線形補間などにより温度の連続関数として利用する。

*3衝突優勢の場合、衝突確率は詳細釣り合い (detailed balance) の原理に従う。

へ出ていく確率が β_{ij} ならば、外から中へ入り込んでくる確率も β_{ij} であろう。今注目している微小領域の外部輻射場 (背景輻射場) を Q_{ij} とすれば、

$$\bar{J}_{ij} = (1 - \beta_{ij})S_{ij} + \beta_{ij}Q_{ij} \quad (\text{B.4.1})$$

と表すことができる。

確率 β_{ij} である微小領域から抜け出ていった光子は分子雲中の別の領域で (自己) 吸収される可能性がある。その場合、 Q_{ij} は分子雲中の至る所の輻射場 (すなわち \bar{J}_{ij}) を考慮したものでなければならず、それを扱うのは困難である。そこで、「ある領域から一度抜け出ていった光子は他の領域で吸収されることはない」と仮定する。輻射する分子の持っている熱幅は $\langle v_T \rangle \sim 2\sqrt{kT/m}$ 程度 (m は分子の質量) であるので、ある領域 (視線速度 V) で発生した光子がすぐ手前の領域 (視線速度 $V + \Delta V$) で吸収されないためには、 $\Delta V \gg \langle v_T \rangle$ であればよい。すなわち、分子雲中の (視線方向の) 速度勾配が十分に大きいならば、再吸収は考えなくてもよい。このような考え方を Large Velocity Gradient (LVG) 近似という*4。

したがって、LVG 近似の下では背景輻射場 Q_{ij} として周囲の熱輻射のみを考えれば良いことになる。一般に、背景放射となる熱輻射は $T_{\text{CBR}} = 2.73 \text{ K}$ の宇宙背景放射と分子雲中に含まれるダスト (温度 T_d 、光学的厚み τ_d) からの赤外線放射である。すなわち、

$$Q_{ij} = P_{ij}(T_{\text{CBR}}) + (1 - e^{-\tau_d})P_{ij}(T_d) \quad (\text{B.4.2})$$

と表すことができる。ここで $P_{ij}(T)$ は温度 T 、周波数 ν_{ij} のプランク関数 (黒体輻射)

$$P_{ij}(T) = \frac{2h\nu_{ij}}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu_{ij}/kT) - 1} \quad (\text{B.4.3})$$

である。簡単のためダストの影響を無視することにすれば

$$\bar{J}_{ij} = (1 - \beta_{ij})S_{ij} + \beta_{ij}P_{ij}(T_{\text{CBR}}) \quad (\text{B.4.4})$$

*4Sobolev method と言うこともある。

となる。源泉関数 S_{ij} は

$$S_{ij} = \frac{n_i A_{ij}}{n_j B_{ji} - n_i B_{ij}} = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} \left(\frac{g_i n_j}{g_j n_i} - 1 \right)^{-1} = P_{ij}(T_{\text{ex},ij}) \quad (\text{B.4.5})$$

で与えられる (付録 A.3.2 参照)。これにより輻射場 \bar{J}_{ij} を占有数 n_i と結びつけることができる。

次に脱出確率 β_{ij} について考える。 β_{ij} は周波数 ν_{ij} の光子がどの程度抜け出ていくかを表す指標なので、分子雲の光学的厚さ τ_{ij} に依ることが推測できる。しかし、この β_{ij} は分子雲の幾何学的構造を反映し、一般に定めるのは困難である。内部で比較的大きな速度勾配を持っている分子雲が、球形ならば、脱出確率は

$$\beta_{ij} = \frac{1 - e^{-\tau_{ij}}}{\tau_{ij}} \quad (\text{B.4.6})$$

で与えられることが知られている。均一な平板ならば

$$\beta_{ij} = \frac{1 - e^{-3\tau_{ij}}}{3\tau_{ij}} \quad (\text{B.4.7})$$

で与えられることが知られている。なお、近似的に一次元で評価するならば、

$$\beta_{ij} = \langle e^{-\tau_{ij}} \rangle = \frac{1}{\tau_{ij}} \int_0^{\tau_{ij}} e^{-\tau'} d\tau' = \frac{1 - e^{-\tau_{ij}}}{\tau_{ij}} \quad (\text{B.4.8})$$

となる。

B.5 スペクトル線強度を決める物理量

各準位の占有数 n_i を決めるために必要な手続きを以下で整理する。回転遷移を考える場合、まず統計平衡方程式 (B.2.13):

$$0 = n_{J+1} (A_{J+1,J} + B_{J+1,J} \bar{J}_{J+1,J}) - n_J (A_{J,J-1} + B_{J,J-1} \bar{J}_{J,J-1}) \\ - n_J B_{J,J+1} \bar{J}_{J+1,J} + n_{J-1} B_{J-1,J} \bar{J}_{J,J-1} + \sum_{i \neq J} (n_i C_{iJ} - n_J C_{Ji})$$

を考える。式 (B.3.3) の制約を課せば、

$$\begin{aligned}
\sum_{i \neq J} (n_i C_{iJ} - n_J C_{Ji}) &= \sum_{i=J+1}^{J_{\max}} (n_i C_{iJ} - n_J C_{Ji}) - \sum_{i=0}^{J-1} (n_J C_{Ji} - n_i C_{iJ}) \\
&= \sum_{i=J+1}^{J_{\max}} \left[n_{\text{H}_2} K_{iJ} \left\{ n_i - n_J \frac{g_i}{g_J} \exp \left(-\frac{E_i - E_J}{kT} \right) \right\} \right] \\
&\quad - \sum_{i=0}^{J-1} \left[n_{\text{H}_2} K_{Ji} \left\{ n_J - n_i \frac{g_J}{g_i} \exp \left(-\frac{E_J - E_i}{kT} \right) \right\} \right]
\end{aligned}$$

となるので、これを統計平衡方程式 (B.2.13) に代入すれば、

$$\begin{aligned}
0 &= n_{J+1} A_{J+1,J} + (n_{J+1} B_{J+1,J} - n_J B_{J,J+1}) \bar{J}_{J+1,J} \\
&\quad - \{ n_J A_{J,J-1} + (n_J B_{J,J-1} - n_{J-1} B_{J-1,J}) \bar{J}_{J,J-1} \} \\
&\quad + \sum_{i=J+1}^{J_{\max}} \left[n_{\text{H}_2} K_{iJ} \left\{ n_i - n_J \frac{g_i}{g_J} \exp \left(-\frac{E_i - E_J}{kT} \right) \right\} \right] \\
&\quad - \sum_{i=0}^{J-1} \left[n_{\text{H}_2} K_{Ji} \left\{ n_J - n_i \frac{g_J}{g_i} \exp \left(-\frac{E_J - E_i}{kT} \right) \right\} \right] \tag{B.5.1}
\end{aligned}$$

を得る。そして、LVG 近似の下では、輻射場 \bar{J}_{ij} は式 (B.4.4):

$$\bar{J}_{ij} = (1 - \beta_{ij}) S_{ij} + \beta_{ij} P_{ij}(T_{\text{CBR}})$$

で与えられる。なお、 β_{ij} は式 (B.4.6):

$$\beta_{ij} = \frac{1 - e^{-\tau_{ij}}}{\tau_{ij}}.$$

のように τ_{ij} で決まる。源泉関数が、

$$S_{ij} = \frac{n_i A_{ij}}{n_j B_{ji} - n_i B_{ij}}$$

で与えられることを考慮して、 \bar{J}_{ij} を式 (B.5.1) に代入すれば

$$\begin{aligned}
0 = & \beta_{J+1,J} \{n_{J+1}A_{J+1,J} + (n_{J+1}B_{J+1,J} - n_J B_{J,J+1}) P_{J+1,J}(T_{\text{CBR}})\} \\
& - \beta_{J,J-1} \{n_J A_{J,J-1} + (n_J B_{J,J-1} - n_{J-1} B_{J-1,J}) P_{J,J-1}(T_{\text{CBR}})\} \\
& + \sum_{i=J+1}^{J_{\max}} \left[n_{\text{H}_2} K_{iJ} \left\{ n_i - n_J \frac{g_i}{g_J} \exp\left(-\frac{E_i - E_J}{kT}\right) \right\} \right] \\
& - \sum_{i=0}^{J-1} \left[n_{\text{H}_2} K_{Ji} \left\{ n_J - n_i \frac{g_J}{g_i} \exp\left(-\frac{E_J - E_i}{kT}\right) \right\} \right] \tag{B.5.2}
\end{aligned}$$

と書くことができる。さらにアインシュタインの関係式:

$$\begin{aligned}
g_i B_{ij} &= g_j B_{ji} \\
A_{ij} &= \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} B_{ij}
\end{aligned}$$

を用いれば、

$$\begin{aligned}
0 = & \beta_{J+1,J} A_{J+1,J} \left\{ n_{J+1} + \left(n_{J+1} - \frac{g_{J+1}}{g_J} n_J \right) \frac{1}{\exp(h\nu_{J+1,J}/kT_{\text{CBR}}) - 1} \right\} \\
& - \beta_{J,J-1} A_{J,J-1} \left\{ n_J + \left(n_J - \frac{g_J}{g_{J-1}} n_{J-1} \right) \frac{1}{\exp(h\nu_{J,J-1}/kT_{\text{CBR}}) - 1} \right\} \\
& + \sum_{i=J+1}^{J_{\max}} \left[n_{\text{H}_2} K_{iJ} \left\{ n_i - n_J \frac{g_i}{g_J} \exp\left(-\frac{E_i - E_J}{kT}\right) \right\} \right] \\
& - \sum_{i=0}^{J-1} \left[n_{\text{H}_2} K_{Ji} \left\{ n_J - n_i \frac{g_J}{g_i} \exp\left(-\frac{E_J - E_i}{kT}\right) \right\} \right] \tag{B.5.3}
\end{aligned}$$

となる。これが最終的な解くべき方程式の形である。 $A_{ij}, K_{ij} (i > j), E_i, \nu_{ij}$ については値が定まっているので、分子雲の密度 n_{H_2} 、温度 T 、そして脱出確率 β_{ij} 、すなわち τ_{ij} を仮定すれば、各 n_J についての連立方程式となる。実際に解くときは、ある有限の $J = J_{\max}$ までについての連立方程式を立て、

$$\sum_{J=0}^{J_{\max}} n_J = n_{\text{mol}} \tag{B.5.4}$$

なる条件を課す^{*5}。この条件がないと方程式の数より未知数の数が1つ多くなってしまい解くことができない。

さて、 τ_{ij} は吸収係数 α_{ij} により

$$\tau_{ij} = \int_0^{s_0} \alpha_{ij} ds \quad (\text{B.5.5})$$

で定義され、吸収係数 α_{ij} は

$$\alpha_{ij} = \frac{A_{ij}c^2}{8\pi\nu_{ij}^2} \left(\frac{g_i}{g_j} n_j - n_i \right) \phi_{ij}(\nu) \quad (\text{B.5.6})$$

と表すことができる (付録 A.3.2 参照)。ラインプロファイル関数は近似的にその線幅 $\Delta\nu$ の逆数に等しいとし、速度幅 $\Delta V = c\Delta\nu/\nu_{ij}$ を用いれば

$$\alpha_{ij} \simeq \frac{A_{ij}c^3}{8\pi\nu_{ij}^3} \left(\frac{g_i}{g_j} \frac{n_j}{n_{\text{mol}}} - \frac{n_i}{n_{\text{mol}}} \right) \frac{n_{\text{mol}}}{\Delta V} \quad (\text{B.5.7})$$

となる。したがって、分子の柱密度 N_{mol} を用いて

$$\tau_{ij} = \frac{A_{ij}c^3}{8\pi\nu_{ij}^3} \left(\frac{g_i}{g_j} \frac{n_j}{n_{\text{mol}}} - \frac{n_i}{n_{\text{mol}}} \right) \frac{N_{\text{mol}}}{\Delta V} \quad (\text{B.5.8})$$

と表すことができる。つまり、方程式 (B.5.3) を解くためには τ_{ij} の代わりに $N_{\text{mol}}/\Delta V$ を仮定すればよい。 τ_{ij} に n_i が含まれているため、方程式 (B.5.3) は非線形方程式であり、その解を求めるのは容易ではない。しかし原理的には、3つのパラメーター ($n_{\text{H}_2}, T, N_{\text{mol}}/\Delta V$) を与えれば、各準位 n_J の占有数は求めることが可能である。占有数 n_{J+1} と n_J が決まれば、源泉関数 $S_{J+1,J}$ も $\tau_{J+1,J}$ も決まるので、分子雲の輝線強度 $I_{J+1,J}$ (もしくは輝度温度 $T_{\text{B},J+1,J}$) を予測することができる。すなわち、分子雲から放射される輝線強度を決定する物理量は、3つのパラメーター ($n_{\text{H}_2}, T, N_{\text{mol}}/\Delta V$) (分子の個数密度、温度、そして単位速度幅当たりの柱密度) である。実際に観測された輝線強度から分子雲の物理量を求める場合は、あらかじめ様々な ($n_{\text{H}_2}, T, N_{\text{mol}}/\Delta V$) について方程式 (B.5.3) を解いておき、カイ二乗検定により観測輝線強度を最もよく再現する値を評価するのが一般的である。

^{*5} 考えている分子の水素分子に対する存在量比を仮定してしまえば n_{mol} は n_{H_2} で与えられることになる。

付録C 電波望遠鏡の基本原理についての補足

C.1 ビームパターンと空間分解能

開口直径 D の単一鏡が波長 λ の電波を観測する場合の空間分解能 $\Delta\theta$ [rad] は

$$\Delta\theta \sim \frac{\lambda}{D}$$

で与えられる。これは以下に記すような回折理論から導かれる関係である。

C.1.1 ビームパターン

図C.1に示すように、円形開口 S に平面波が入射した時の回折(フランホーファー回折)を考える。 $MP' = r$, $OP' = r'$ とする。点 M は開口面上にあってその位置座標は $M(x, y, 0)$ 。点 P' はスクリーン上にあって位置座標は $P'(X, Y, Z)$ 。原点は O とす

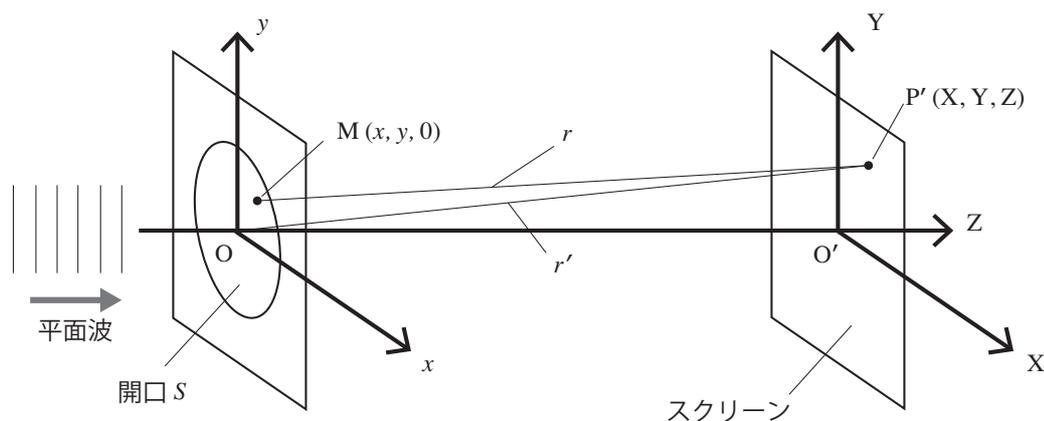


図 C.1: 円形開口に入射する平面波

る。スクリーン上に到達する光波 $\psi_{P'}$ はホイヘンスの原理^{*1}から、開口 S 内全ての点から発せられた球面波の和で表されるので

$$\psi_{P'} = \int_S A \frac{e^{ikr}}{r} dS \quad (\text{C.1.1})$$

ここで k は波数で $k = 2\pi/\lambda$ 、 A は定数である。

$$\begin{aligned} r &= \{(X-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2\}^{\frac{1}{2}} \\ &= \{X^2 + Y^2 + Z^2 + x^2 + y^2 - 2xX - 2yY\}^{\frac{1}{2}} \\ &= r' \left\{ 1 + \frac{x^2 + y^2}{r'^2} - \frac{2xX + 2yY}{r'^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{C.1.2})$$

x, y は r' に対して十分に小さい ($x, y \ll r'$) と考えるので、

$$r \simeq r' \left(1 - \frac{xX + yY}{r'^2} \right) = r' - \frac{xX + yY}{r'} \quad (\text{C.1.3})$$

と近似できる。これを式 (C.1.1) に代入すると

$$\begin{aligned} \psi_{P'} &= A \int \int \frac{e^{ikr}}{r} dx dy \\ &= A \int \int dx dy \frac{1}{r' - \frac{xX + yY}{r'}} \exp \left\{ ik \left(r' - \frac{xX + yY}{r'} \right) \right\} \\ &\simeq A \int \int dx dy \frac{e^{ikr'}}{r'} \exp \left\{ -ik \left(\frac{X}{r'} x + \frac{Y}{r'} y \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{C.1.4})$$

x, y の変化に対して r' はほとんど変化しないと考えられるので

$$\psi_{P'} \simeq C \int \int dx dy \exp \left\{ -ik \left(\frac{X}{r'} x + \frac{Y}{r'} y \right) \right\} \quad (\text{C.1.5})$$

と表すことができる。ここで $C \equiv Ae^{ikr'}/r'$ とおいた。

この光波 $\psi_{P'}$ の強度を調べる。軸対称性から、 X 軸上のみ考えれば良いので $Y = 0$, $X = -X$, $-X/r' \equiv \sin \theta$ として、

$$\psi_{P'} = C \int \int dx dy \exp(ikx \sin \theta) \quad (\text{C.1.6})$$

^{*1}ある瞬間の波面が光源から発生したとすると、次の瞬間その波面上の全ての点が新しく光源となって、各点から小さい球面波 (要素波) を射出すると考えることができる。

と表すことができる。円筒座標系で考えると、 $x = \rho \cos \phi$, $y = \rho \sin \phi$, $dxdy = \rho d\rho d\phi$ より

$$\begin{aligned}\psi_{P'} &= C \int_0^a \int_0^{2\pi} \rho d\rho d\phi \exp(ik\rho \sin \theta \cos \phi) \\ &= C \int_0^a \rho d\rho \int_0^{2\pi} \exp(ik\rho \sin \theta \cos \phi) d\phi\end{aligned}\quad (\text{C.1.7})$$

ここで開口半径を a とした。 $k\rho \sin \theta \equiv t$ とおくと

$$\psi_{P'} = \frac{C}{(k \sin \theta)^2} \int_0^{ka \sin \theta} t dt \int_0^{2\pi} e^{it \cos \phi} d\phi \quad (\text{C.1.8})$$

0 次の Bessel 関数^{*2} $\mathcal{J}_0(t)$ は

$$\mathcal{J}_0(t) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{it \cos \phi} d\phi \quad (\text{C.1.9})$$

より

$$\begin{aligned}\psi_{P'} &= \frac{2\pi C}{(k \sin \theta)^2} \int_0^{ka \sin \theta} t \mathcal{J}_0(t) dt \\ &= \frac{2\pi C}{(k \sin \theta)^2} \int_0^{ka \sin \theta} \frac{d}{dt} (t \mathcal{J}_1) dt \\ &= \frac{2\pi C}{(k \sin \theta)^2} [t \mathcal{J}_1(t)]_0^{ka \sin \theta} \\ &= \frac{2\pi C}{(k \sin \theta)^2} \times ka \sin \theta \mathcal{J}_1(ka \sin \theta)\end{aligned}\quad (\text{C.1.10})$$

よって

$$\begin{aligned}\psi_{P'} &= \frac{2\pi a^2 C \mathcal{J}_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \\ &= \psi_0 \cdot 2 \left\{ \frac{\mathcal{J}_1(\nu)}{\nu} \right\}^2\end{aligned}\quad (\text{C.1.11})$$

ただしここで、 $\nu \equiv ka \sin \theta$, $\psi_0 \equiv \pi a^2 C$ とした。

^{*2}一般に n 次の Bessel 関数は以下のように定義される。

- $\mathcal{J}_n(t) = \frac{i^{(-n)}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{it \cos \phi} d\phi$
- $t \frac{d}{dt} \mathcal{J}_n + n \mathcal{J}_n = t \mathcal{J}_{n-1}$
- $\frac{d}{dt} (t \mathcal{J}_1) = t \mathcal{J}_0$

以上より、強度 $I_{P'}$ は

$$\begin{aligned}
 I_{P'} &= \frac{1}{2} \psi_{P'} \psi_{P'}^* = \frac{1}{2} \psi_0 \psi_0^* \cdot 4 \left\{ \frac{\mathcal{J}_1(\nu)}{\nu} \right\}^2 \\
 &= I_0 \cdot 4 \left\{ \frac{\mathcal{J}_1(\nu)}{\nu} \right\}^2
 \end{aligned} \tag{C.1.12}$$

となる。ただし $I_0 \equiv \frac{1}{2} \psi_0 \psi_0^*$ とした。なお、 $I_{P'}$ は図 C.2 のような形になる ($I_0 \equiv 1$)。このような回折パターンは Airy disk と呼ばれる。電波望遠鏡が宇宙電波を受信する場合は、ここでの開口が主鏡、スクリーンが天球面に相当すると考えてよい。実際のビームパターン (望遠鏡をある方向に向けた時に感度を持つ領域) は Airy disk 由来のものとは異なるが、同様の形をした分布 (sinc 関数の様な形の回折パターンに由来したもの) になる。ビームパターンにおいて、最初の暗点 (暗環) までを主ビーム (main beam)、それより外の側の山をサイドローブ (side lobe) という。主ビームはガウス関数で近似されることが多い。

C.1.2 空間分解能

空間分解能 (もしくはビームサイズ) は主ビームの半値全幅 (full width half maximum; FWHM) で定義される。ビームパターンが Airy disk 由来の場合、空間分解能

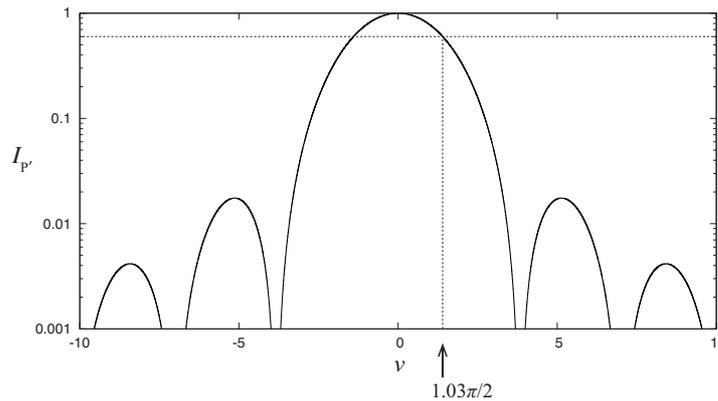


図 C.2: Airy disk の回折パターン

$\Delta\theta$ は $\nu = 1.03\pi/2$ で与えられる。すなわち

$$\nu = ka \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) = \frac{1.03\pi}{2} \quad (\text{C.1.13})$$

一般に $\sin\theta \simeq \theta$ ($\theta \ll 1$) なので

$$\Delta\theta \simeq \frac{1.03\pi}{ka} = 1.03 \frac{\pi}{\frac{2\pi}{\lambda}a} = 1.03 \frac{\lambda}{2a} \quad (\text{C.1.14})$$

a は開口の半径なので直径 $2a = D$ を用いれば、結局

$$\Delta\theta \sim \frac{\lambda}{D} \quad (\text{C.1.15})$$

となる。このように、空間分解能は観測波長とアンテナ直径の比で決まる。

C.2 ナイキストの定理

電波望遠鏡で受信される周波数 ν から $\nu + d\nu$ における電力 W_ν とアンテナ温度 T_A の間には

$$W_\nu = kT_A \quad (\text{C.2.1})$$

の関係が成り立つ。ここで k はボルツマン定数であり、これはナイキストの定理と呼ばれる (Nyquist 1928)。

C.2.1 ジョンソンノイズ

電気回路に使う抵抗に流れる電流 (電圧) を考える。抵抗を何にも繋いでいなければ、この抵抗にかかる電圧および流れる電流は正味ゼロである。しかし、抵抗の中には多数の自由電子が含まれており、それらは熱運動しているはずである。この熱運動 (自由電子が熱により抵抗内を動くこと) に起因して、ごく短い時間では抵抗に電圧がかかる (電流が流れる)。この抵抗 (抵抗値 R) に流れる平均の電圧を $\langle V \rangle$ とす

れば、 $\langle V \rangle = 0$ である。その抵抗の消費電力 P の時間平均 $\langle P \rangle$ は、 $P = V^2/R$ より、

$$\langle P \rangle = \frac{\langle V^2 \rangle}{R} \quad (\text{C.2.2})$$

である。ごく短い時間で抵抗にかかる微小電圧を $\Delta V \neq 0$ とすれば、 $V = \langle V \rangle + \Delta V$ と書けるので、

$$\langle P \rangle = \frac{\langle (\langle V \rangle + \Delta V)^2 \rangle}{R} = \frac{\langle V \rangle^2 + \langle V \rangle \langle \Delta V \rangle + \langle \Delta V^2 \rangle}{R} \quad (\text{C.2.3})$$

となる。すなわち、たとえ $\langle V \rangle = 0$ であっても、 $\langle P \rangle = \langle \Delta V^2 \rangle / R \neq 0$ となる。抵抗の温度 T が高ければ高いほど、抵抗中の電子の熱運動は激しくなるため、この電力も大きくなることが推測される。実際、 $\langle \Delta V^2 \rangle$ が温度に比例して大きくなることが、1928年に Johnson, J. B. によって実験で示された (Johnson 1928)。抵抗の温度が高くなると、その抵抗にかかる電圧の分散、つまり雑音 (ノイズ) も大きくなる。この熱によるノイズ (熱雑音) をジョンソンノイズと言う。そしてジョンソンの実験に、理論的な説明を加えたのがナイキストである。

C.2.2 ナイキストの理論

ナイキストの定理を導出するにあたって、図 C.3 のように、抵抗値が R の 2 つの抵抗を、長さ L の 2 本の導線で繋ぎ、それぞれを温度 T に保つ場合を考える。それぞれの抵抗には、その温度に応じた微小な電圧が絶えずかかっているはずであり*³、

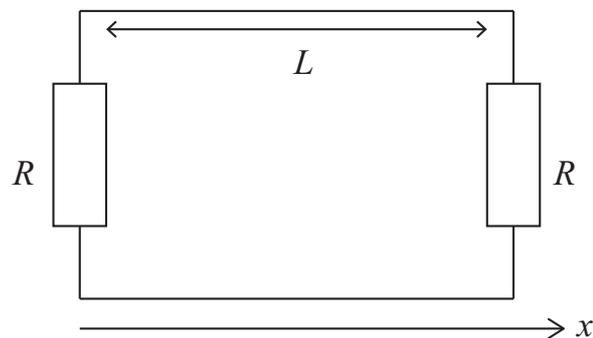


図 C.3: 2 つの導線 (長さ L) で繋がれた 2 つの抵抗 R

*³時間平均は $\langle V \rangle = 0$ である。

それはごく短い時間間隔で振動しているはずである。そしてその電圧振動に応じて、導線中を電流が流れ、2つの抵抗で電力が消費される。すなわち、2つの抵抗は互いに導線を通じて電磁エネルギーを輸送し合う。輸送されるエネルギーは導線内を伝播する波として(交流のように)扱える。エネルギーが輸送される速度を c' とする。右向きに伝わる波は

$$V_R = V_{R0} e^{i(\kappa x - \omega t)} \quad (\text{C.2.4})$$

と表すことができ、左向きに伝わる波は

$$V_L = V_{L0} e^{i(-\kappa x - \omega t)} \quad (\text{C.2.5})$$

と表すことができる。ここで、 $\kappa = \omega/c'$ であり、これらの波の持つエネルギーは消費電力に比例する。この回路は左右対称なので、右向きに流れるエネルギー量も左向きに流れるエネルギー量も同程度であるはずである。したがって、 $V_{R0} = V_{L0} \equiv V_0$ とすることができる^{*4}。導線内に発生している波 $V(x, t)$ はこれら2つの和で表され、

$$\begin{aligned} V(x, t) &= V_0 e^{i(\kappa x - \omega t)} + V_0 e^{i(-\kappa x - \omega t)} \\ &= 2V_0 e^{-2\pi i f t} \cos \kappa x \end{aligned} \quad (\text{C.2.6})$$

となる。ここで、 $f = \omega/2\pi$ である。対称性から、これが偏った方向に伝播することはないので、 $V(x, t)$ は定在波でなければならない。つまり、半波長の整数倍が導線の長さに一致する必要があるので、正の整数 m に対して、

$$L = m \frac{\lambda}{2} \quad (\text{C.2.7})$$

が成り立つ。波数で書くならば、

$$\kappa = \frac{m\pi}{L} \quad (\text{C.2.8})$$

となる。波数 κ については、各モードの間隔は π/L である。すなわち、波数空間においては、 π/L 当たりには1つのモードがあることになるので、波数空間におけるモー

^{*4}抽象的な書き方をしているが、 V_0 は電圧と解釈することができる。

ドの数密度 n_κ は、

$$n_\kappa \equiv \frac{L}{\pi} \quad (\text{C.2.9})$$

で定義できる。すなわち、 κ と $\kappa + \Delta\kappa$ の間に含まれるモード数は $n_\kappa \Delta\kappa$ である。周波数空間においては、 $f = c'/\lambda = c'\kappa/2\pi$ より、 $\Delta f \equiv c'\Delta\kappa/2\pi$ の間に含まれるモード数は、

$$n_f \Delta f = n_\kappa \Delta\kappa = \frac{L}{\pi} \frac{2\pi}{c'} \Delta f \quad (\text{C.2.10})$$

となる。ここで、 $n_f = 2L/c'$ は周波数空間におけるモードの数密度である。したがって、単位長さ、周波数 f から $f + \Delta f$ におけるモード数密度 ρ_f は、

$$\rho_f = \frac{n_f}{L} = \frac{2}{c'} \quad (\text{C.2.11})$$

となる。

ここまで輸送されるエネルギーを波として考えてきたが、これは振動数 f の無数の1次元調和振動子が導線内の各点にあり、それらがエネルギーを担っていると解釈することができる^{*5}。量子力学によれば、1次元調和振動子のエネルギーは

$$E_n = hf \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{C.2.12})$$

のように量子化される。ここで、 n は正の整数であり、 h はプランク定数である。つまり、 hf のエネルギーが注入されるごとにモードが1つ励起される。今考えている系は温度 T の熱平衡状態にあるので、ある振動子(振動数 f 、モード数 N)が E_N のエネルギー状態にある確率 $P(N)$ は

$$p(N) = \frac{e^{-E_N/kT}}{\sum_{N=0}^{\infty} e^{-E_N/kT}} = \frac{e^{-Nhf/kT}}{\sum_{N=0}^{\infty} e^{-Nhf/kT}} \quad (\text{C.2.13})$$

^{*5}例えば、互いにバネで繋がれた無数の質点が横に連なっているような状況である。端の質点が振動すれば、そのエネルギーはバネを伝いとなりの質点に次々に伝播される。今の場合は、振動電場に同期して振動する電子が無数にあると考えることができる。

で与えられる。ここで、 k はボルツマン定数である。 $e^{-hf/kT} < 1$ なので、

$$\sum_{N=0}^{\infty} e^{-Nhf/kT} = \sum_{N=0}^{\infty} (e^{-hf/kT})^N = \frac{1}{1 - e^{-hf/kT}} \quad (\text{C.2.14})$$

となる。したがって、

$$p(N) = (1 - e^{-hf/kT}) e^{-Nhf/kT} \quad (\text{C.2.15})$$

となる。なお、これは化学ポテンシャルが0の場合の Bose-Einstein 分布関数に一致する。 N の期待値、すなわち平均モード数 $\langle N \rangle$ は

$$\langle N \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} Np(N) = (1 - e^{-x}) \sum_{N=0}^{\infty} Ne^{-Nx} \quad (\text{C.2.16})$$

で計算できる。ここで $x \equiv hf/kT$ とおいた。

$$Ne^{-Nx} = -\frac{d}{dx} (e^{-Nx}) \quad (\text{C.2.17})$$

であることを用いれば、

$$\begin{aligned} \langle N \rangle &= (1 - e^{-x}) \sum_{N=0}^{\infty} \left(-\frac{d}{dx} e^{-Nx} \right) = - (1 - e^{-x}) \frac{d}{dx} \sum_{N=0}^{\infty} e^{-Nx} \\ &= - (1 - e^{-x}) \frac{d}{dx} \frac{1}{1 - e^{-x}} = \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} = \frac{1}{e^x - 1} \\ &= \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \end{aligned} \quad (\text{C.2.18})$$

となる。したがって、レイリー・ジーンズ領域 ($hf \ll kT$) では、周波数 f から $f + \Delta f$ の単位長さ当たりの平均エネルギー $\langle u_f \rangle$ は

$$\langle u_f \rangle = \rho_f \langle E_N \rangle \simeq \frac{2}{c'} hf \langle N \rangle = \frac{2}{c'} \frac{hf}{e^{hf/kT} - 1} \simeq \frac{2}{c'} kT \quad (\text{C.2.19})$$

と表される。このエネルギーは両側の抵抗が輸送するエネルギーの和なので、片方向に輸送されるエネルギーはその1/2倍である。また輸送速度は c' なので、 c' をかければ単位長さを単位時間に変換することができる。よって、片方の抵抗により発

生ずる周波数 f から $f + \Delta f$ の単位時間当たりの平均エネルギー $\langle P_f \rangle$ は

$$\langle P_f \rangle = \frac{1}{2} c' \langle u_f \rangle = kT \quad (\text{C.2.20})$$

となり、周波数帯 Δf における電力は、

$$\langle P \rangle = kT \Delta f \quad (\text{C.2.21})$$

となる*⁶。以上のようにしてナイキストの定理が導かれる*⁷。

C.3 有効開口面積

フラックス S [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$] の平面波を正面から (幾何学的な) 開口面積 A_g で受信する場合を考える。アンテナの主鏡が遮ったフラックスが 100% 受信されることは現実には起こり得ない。必ずロスが生じ、アンテナが受信する電力 P_e は SA_g よりも小さくなる。実際に受信に寄与しているアンテナ面積を有効開口面積という。有効開口面積 A_e は開口能率 $\eta_A < 1$ を用いて、

$$A_e \equiv \eta_A A_g \quad (\text{C.3.1})$$

で定義される。既知のフラックス S を受信した場合は、 $A_e = P_e/S$ である。

有効開口面積 A_e と全ビーム立体角 Ω_A と受信波長 λ の間には

$$A_e \Omega_A = \lambda^2 \quad (\text{C.3.2})$$

なる関係式が成り立つ。これを導くために、アンテナおよび受信機が全て温度 T の

*⁶レイリー・ジーンズ近似が成り立たない場合は

$$\langle P_f \rangle = \frac{hf}{e^{hf/kT} - 1}$$

である。

*⁷なお、1次元調和振動子が担う平均エネルギーは、(古典)統計力学におけるエネルギー等分配則より kT である (運動エネルギーと位置エネルギー (復元力を生む項) に $kT/2$ ずつ分配される)。さらに、導線内を伝わるのは電磁エネルギーであることから、エネルギー等分配則より平均エネルギーは kT となる (電場、磁場にそれぞれ $kT/2$ ずつ分配される)。この関係を利用することでナイキストの定理を導くこともできる。

黒体に囲まれている場合を考える (図 C.4)。この系はいたるところ熱平衡状態にあるとする。アンテナの全ビーム立体角を Ω_A とし、そのアンテナが見込む黒体表面を C とする。黒体表面からの輻射強度 I_ν [$\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{str}^{-1}$] は、レイリー・ジーンズ領域では、

$$I_\nu = \frac{2k}{\lambda^2} T \quad (\text{C.3.3})$$

となるので、アンテナが単位時間あたりに受信する単位周波数あたりのエネルギー W_ν [$\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$] は

$$W_\nu = \frac{1}{2} A_e I_\nu \Omega_A = A_e \frac{kT}{\lambda^2} \Omega_A \quad (\text{C.3.4})$$

と表される。ここで $1/2$ がかかっているのは、片偏波のみが受信されるからである*⁸。考えている系は熱平衡状態にあるので、詳細釣り合い (detailed balance) の原理に従い、受信したエネルギーと同量のエネルギーがアンテナから再放出される。アンテナの受信電力は抵抗 R で消費されるとすれば、この抵抗から熱としてエネルギーが再放出される。この抵抗も温度 T の熱平衡状態にあるので、周波数 ν から $\nu + d\nu$ の消費電力 W'_ν は、ナイキストの定理より、

$$W'_\nu = kT \quad (\text{C.3.5})$$

である。したがって、 $W_\nu = W'_\nu$ より、

$$A_e \frac{kT}{\lambda^2} \Omega_A = kT \quad (\text{C.3.6})$$

となる。ゆえに、

$$A_e \Omega_A = \lambda^2$$

が成り立つ*⁹。

*⁸観測電波が偏光している場合はこの定義では不十分である。また、ヘテロダイン受信ではなくポロメーターなどで光子として受信する場合は両偏波同時に受けるので $1/2$ は必要ない。

*⁹ここでは熱平衡を仮定してこの関係を導いたが、この関係は一般に成り立つ。

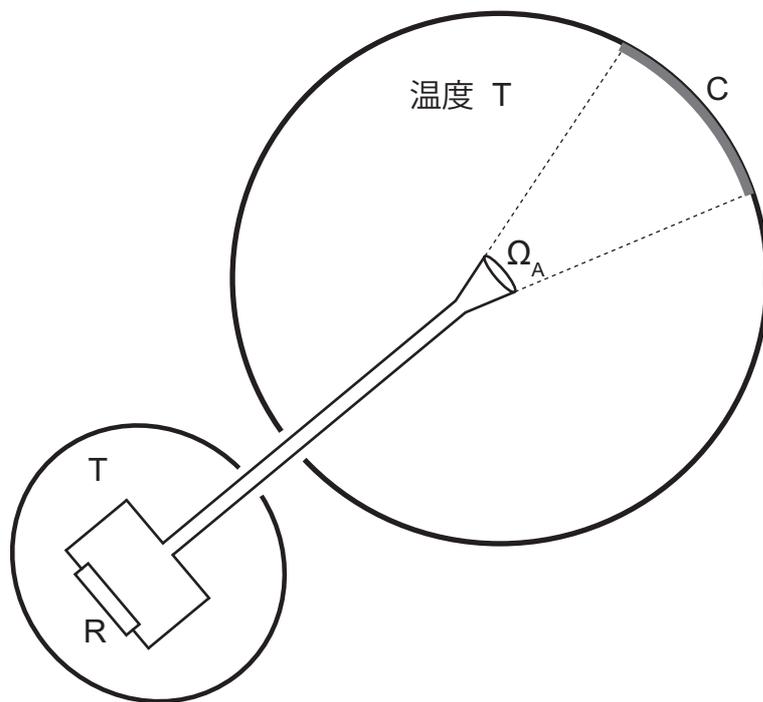


図 C.4: 黒体に囲まれたアンテナおよび受信機の概念図

付録D 電波干渉計観測の基本原則

複数のアンテナ素子で輝度分布の空間的フーリエ成分 (相関出力) を取得し、それを逆フーリエ変換することで天体の輝度分布を得る手法を開口合成法 (aperture synthesis)^{*1}という。この開口合成法に基づいて複数の電波望遠鏡を組み合わせた観測装置のことを電波干渉計 (interferometer) という。電波干渉計 (以下、干渉計) は、単一鏡では到底実現できないような高分解能観測が実現できる。

D.1 天体の輝度分布とビジビリティ

以下、電磁波の取り扱いを次のように簡略化する。

1. 偏波を考えずスカラー的に扱う。
2. 遠方からの放射のみを考え、平面波として扱う。

地上 (位置ベクトル \mathbf{r}) で受信する電波が

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e(\mathbf{r}, \omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (\text{D.1.1})$$

$$= \text{Re} \left\{ \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e(\mathbf{r}, \omega) \exp(i\omega t) d\omega \right\} \quad (\text{D.1.2})$$

$$e(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t) dt \quad (\text{D.1.3})$$

で与えられたとする。有限の時間 T で測定するならば

$$E_T(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \frac{1}{\pi} \sum_{n=0} e_T(\mathbf{r}, \omega_n) \exp(i\omega_n t) d\omega \right\} \quad (\text{D.1.4})$$

^{*1}1946年にイギリスの天文学者 Martin Ryle が考案した。彼はこの業績が評価され、1974年にノーベル物理学賞を受賞している。

$$e_{\text{T}}(\mathbf{r}, \omega_n) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E_{\text{T}}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_n t) dt \quad (\text{D.1.5})$$

となる。ここで、 $\omega_n = 2\pi n/T$ である。以下これを単に ω と書く。

天球面上の位置 \mathbf{R} における電界 $e_{\text{T}}(\mathbf{R}, \omega)$ と地上観測地点 \mathbf{r} における電場の関係は、フレネル・キルヒホッフの回折式より

$$e_{\text{T}}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{i\lambda} \int_S e_{\text{T}}(\mathbf{R}, \omega) \frac{\exp(i\omega|\mathbf{R} - \mathbf{r}|/c)}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} dS \quad (\text{D.1.6})$$

で与えられる。ここで S は開口面を表し、今は天球面上における観測装置の視野に相当する。座標原点を観測地点の近くにおけば

$$|\mathbf{R} - \mathbf{r}| \simeq R - \mathbf{s} \cdot \mathbf{r} \quad \left(\mathbf{s} \equiv \frac{\mathbf{R}}{R}, R \gg r \right) \quad (\text{D.1.7})$$

と近似できる。

地上の2点 \mathbf{r}_k と \mathbf{r}_l で測定された電場同士の相関をとる。相関関数 $\gamma(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_l; \omega)$ を

$$\gamma(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_l; \omega) \equiv \langle e_{\text{T}}(\mathbf{r}_k, \omega) e_{\text{T}}^*(\mathbf{r}_l, \omega) \rangle \quad (\text{D.1.8})$$

で定義する。すなわち、

$$\gamma_{\text{T}}(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_l; \omega) = e_{\text{T}}(\mathbf{r}_k, \omega) e_{\text{T}}^*(\mathbf{r}_l, \omega)$$

を数多く取得し、その平均をとる。式(D.1.8)に式(D.1.6)と式(D.1.7)を代入すると、

$$\begin{aligned} \gamma(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_l; \omega) &= \frac{1}{\lambda^2} \int_{S_k} \int_{S_l} dS_k dS_l \langle e_{\text{T}}(\mathbf{R}_k, \omega) e_{\text{T}}^*(\mathbf{R}_l, \omega) \rangle \\ &\quad \times \frac{\exp[i\omega\{(\mathbf{R}_k - \mathbf{s}_k \cdot \mathbf{r}_k) - (\mathbf{R}_l - \mathbf{s}_l \cdot \mathbf{r}_l)\}/c]}{R_k R_l} \end{aligned} \quad (\text{D.1.9})$$

と表される。ただしここで、 $R \gg r$ より $(\mathbf{R}_k - \mathbf{s}_k \cdot \mathbf{r}_k)(\mathbf{R}_l - \mathbf{s}_l \cdot \mathbf{r}_l) \simeq R_k R_l$ としている。 \mathbf{R}_k からの放射と \mathbf{R}_l からの放射は無相関として

$$\langle e_{\text{T}}(\mathbf{R}_k, \omega) e_{\text{T}}^*(\mathbf{R}_l, \omega) \rangle = |e_{\text{T}}(\mathbf{R}_k, \omega)|^2 \delta(\mathbf{R}_k - \mathbf{R}_l) \quad (\text{D.1.10})$$

が成り立つとする。式 (D.1.10) を式 (D.1.9) に代入すると、

$$\gamma(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_l; \omega) = \frac{1}{\lambda^2} \int_{S_k} dS_k |e_T(\mathbf{R}_k, \omega)|^2 \frac{\exp[-i\omega \mathbf{s}_k \cdot (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_l)/c]}{R_k^2} \quad (\text{D.1.11})$$

となる。\$R_k = R_0\$ として、立体角 \$\Omega_k\$ を \$d\Omega_k \equiv dS_k/R_0^2\$、基線ベクトル \$\mathbf{D}\$ を \$\mathbf{D} \equiv \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_l\$、輝度 \$I(\Omega_k, \omega)\$ を \$I(\Omega_k, \omega) \equiv |e_T(\mathbf{R}_k, \omega)|^2\$ で定義すると、式 (D.1.11) は

$$\gamma(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_l; \omega) = \frac{1}{\lambda^2} \int d\Omega_k I(\Omega_k, \omega) \exp(-2\pi i \mathbf{s}_k \cdot \mathbf{D}/\lambda) \quad (\text{D.1.12})$$

と表される。波長を単位とした基線ベクトル^{*2} \$\mathbf{D}/\lambda\$ を \$\mathbf{D}/\lambda \equiv (u, v, 0)\$、観測点の位置ベクトル \$\mathbf{s}_k\$ を \$\mathbf{s}_k \equiv (x, y, z)\$ とおくと、

$$\gamma(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_l; \omega) \propto \int \int dx dy I(x, y; \omega) \exp[-2\pi i (ux + vy)] \quad (\text{D.1.13})$$

となる。すなわち、相関強度は輝度の2次元フーリエ変換を用いて表される。

以下のように

$$\mathcal{V}_\nu(u, v) \equiv \int \int dx dy I_\nu(x, y) \exp[-2\pi i (ux + vy)] \quad (\text{D.1.14})$$

で定義される規格化された相関関数 \$\mathcal{V}_\nu(u, v)\$ をビジビリティ (visibility) という。様々な空間周波数 \$(u, v)\$ におけるビジビリティ \$\mathcal{V}_\nu(u, v)\$ を取得し、それを逆フーリエ変換することで観測天体の輝度分布が得られる。小さい空間周波数成分は空間的に広がった構造に、大きい空間周波数成分は空間的に細かい構造に、それぞれ対応する。

D.2 干渉計の空間分解能

実際の干渉計が埋めることができる空間周波数 \$(u, v)\$ は有限であり、アンテナ素子の数や素子間の距離などで制限される。この \$(u, v)\$ の分布パターン \$U(u, v)\$ を \$(u, v)\$ coverage という。干渉計観測で取得できるビジビリティ \$\hat{\mathcal{V}}(u, v)\$ は真のビジビリティ \$\mathcal{V}(u, v)\$ に対して

$$\hat{\mathcal{V}}(u, v) = U(u, v) \cdot \mathcal{V}(u, v) \quad (\text{D.2.1})$$

^{*2}空間周波数という。

となる。観測される輝度分布^{*3} $\hat{I}(x, y)$ は、式 (D.2.1) をフーリエ変換して得られる。
すなわち

$$\begin{aligned}\hat{I}(x, y) &= \text{FT}[U(u, v) \cdot \mathcal{V}(u, v)] \\ &= \text{FT}[U(u, v)] ** \text{FT}[\mathcal{V}(u, v)] \\ &= B(x, y) ** I(x, y)\end{aligned}\tag{D.2.2}$$

と表すことができる。ここでFTはフーリエ変換、**は2次元の畳み込み (convolution) を表す。 $B(x, y) \equiv \text{FT}[U(u, v)]$ は、合成ビーム (synthesized beam) と呼ばれる。得られる輝度分布は真の輝度分布に合成ビームを畳み込んだものになる。

合成ビームは $U(u, v)$ のフーリエ変換で得られ、干渉計の視野を表す関数である。干渉計の空間分解能 (ビームサイズ) は (u, v) coverage の広がりによって規定される。干渉計の分解能を調べるために、 $U(u, v)$ が $|u| < u_{\max}$ かつ $|v| < v_{\max}$ の領域内のみで値をもち、他の (u, v) では0の場合を考える。簡単のため

$$U(u, v) = \begin{cases} \frac{1}{4u_{\max}v_{\max}} & : |u| < u_{\max}, |v| < v_{\max} \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases}$$

とする。このとき合成ビームは、

$$\begin{aligned}B(x, y) &= \text{FT}[U(u, v)] \\ &= \frac{1}{4u_{\max}v_{\max}} \int_{-u_{\max}}^{u_{\max}} \int_{-v_{\max}}^{v_{\max}} \exp[-2\pi i(ux + vy)] \, dudv \\ &= \frac{\sin(2\pi u_{\max}x)}{2\pi u_{\max}x} \frac{\sin(2\pi v_{\max}y)}{2\pi v_{\max}y}\end{aligned}\tag{D.2.3}$$

と sinc 関数の形で表される。これら sinc 関数の半値幅は $1/u_{\max}$ 、 $1/v_{\max}$ 程度である。 $u = D_x/\lambda$ 、 $v = D_y/\lambda$ なので、合成ビーム (の主ビーム) の半値幅は最大基線長 D_{\max} と観測波長 λ の比で決まる。つまり、干渉計の空間分解能 $\Delta\theta$ は

$$\Delta\theta \sim \frac{\lambda}{D_{\max}}\tag{D.2.4}$$

で与えられる。基線長を大きくすればするほど、それだけ細かい構造を捉えること

^{*3}dirty image と呼ばれる。

ができる。

D.3 ミッシングフラックス

干渉計は単一鏡に比べ格段に高い空間分解能を実現できる反面、空間的に広がった構造を捉えることができない。例として、一定の輝度分布 $I_\nu(x, y) = I_0$ で無限に広がっている天体を考える。この時、ビジビリティは

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_\nu(u, v) &= \int \int dx dy I_\nu(x, y) \exp[-2\pi i(ux + vy)] \\ &= I_0 \int \int \exp[-2\pi i(ux + vy)] dx dy = I_0 \delta(u) \delta(v) \end{aligned} \quad (\text{D.3.1})$$

であり、観測されるビジビリティは $(u, v) = (0, 0)$ 以外に値を持たず 0 となる。当然、各アンテナを無限に近づけることはできないので (輝線ベクトル \mathbf{D}/λ を 0 にすることはできないので)、実際の干渉計観測で $(u, v) = (0, 0)$ のビジビリティを取得することは不可能である。したがって、このような天体を観測できるのは単一鏡 ($(u, v) = (0, 0)$ に相当) のみで、干渉計では何も検出されない。ここでは極端な例を考えたが、実際の天体を観測する場合でも、天体がビームサイズに対して広がっていると、干渉計で検出される輝度は真の輝度に対して著しく低下する。このように、干渉計が広がった構造に対して感度を持たないことをミッシングフラックス (missing flux) という。干渉計観測ではミッシングフラックスの問題が常に付き纏うため注意が必要である。

付録E 自己重力不安定性

星間ガスは、構成する原子・分子の重力により互いに引き合う一方で、圧力により反発し合う*¹。重力が圧力より大きくなれば、ガスは収縮を起し始める。これを重力不安定性 (gravitational instability) もしくはジーンズ不安定性 (Jeans instability) という。

E.1 摂動と線形化

無限一様に広がった静止流体を考える。このときの質量密度を $\rho = \rho_0 = \text{constant}$ 、圧力を $P = P_0 = \text{constant}$ 、速度場を $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 = 0$ 、重力ポテンシャルを $\phi = \phi_0$ とする。流体の粘性はないものとする。これらの物理量は流体の以下の基礎方程式(上から連続の式、運動方程式、重力場のポアソン方程式)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{E.1.1})$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \phi \quad (\text{E.1.2})$$

$$\Delta \phi = 4\pi G \rho \quad (\text{E.1.3})$$

を満たす。また、ガスの状態方程式はポリトロップ関係

$$P = K \rho^\gamma \quad (\text{E.1.4})$$

に従うと仮定する。ここで K および γ は定数である。

*¹磁場や回転も反発力として働く。

物理量に微小な摂動が加わり、それぞれ

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_0 + \rho_1 \\ P &= P_0 + P_1 \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1 \\ \phi &= \phi_0 + \phi_1\end{aligned}$$

に変化したとする。なお、摂動は断熱的に起こるものとする。式 (E.1.4) から

$$P_0 + P_1 = K(\rho_0 + \rho_1)^\gamma = K\rho_0^\gamma \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^\gamma \quad (\text{E.1.5})$$

となる。摂動が微小であることから $\rho_1/\rho_0 \ll 1$ なので、

$$P_0 + P_1 \simeq K\rho_0^\gamma \left(1 + \gamma \frac{\rho_1}{\rho_0}\right) \quad (\text{E.1.6})$$

と近似できる。このように、摂動量に関して一次の項のみを残す操作を線形化 (linearization) という。 $P_0 = K\rho_0^\gamma$ より

$$P_1 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \rho_1 = c_s^2 \rho_1 \quad (\text{E.1.7})$$

と表すことができる。ここで、 $c_s \equiv \sqrt{\gamma P_0/\rho_0}$ は断熱ガスの音速である。

連続の式 (E.1.1) は、 ρ_0 が一定であることと、 $\mathbf{v}_0 = 0$ であることから

$$\begin{aligned}0 &= \frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 + \rho_1) + \nabla \cdot \{(\rho_0 + \rho_1)(\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1)\} \\ &= \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_1 + \rho_1 \mathbf{v}_1)\end{aligned}$$

となる。二次の微少量 $\rho_1 \mathbf{v}_1$ を落とせば

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0 \quad (\text{E.1.8})$$

が得られる。

運動方程式 (E.4.7) を線形化すると

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla P_1 - \nabla \phi_1 \\ &= -\frac{c_s^2}{\rho_0} \nabla \rho_1 - \nabla \phi_1\end{aligned}\quad (\text{E.1.9})$$

となる。ここで式 (E.1.7) を用いた。ポアソン方程式 (E.1.3) も同様に線形化すると

$$\Delta \phi_1 = 4\pi G \rho_1 \quad (\text{E.1.10})$$

となる。

E.2 ジーンズ不安定性

線形化された流体の基礎方程式 (E.1.8)–(E.1.10) から、 ϕ_1 と \mathbf{v}_1 を消去すると

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = c_s^2 \Delta \rho_1 + 4\pi G \rho_0 \rho_1 \quad (\text{E.2.1})$$

が成り立つ。平面波解として

$$\rho_1 \propto \exp(i\omega t - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (\text{E.2.2})$$

をとり、式 (E.2.1) に代入すれば

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (\text{E.2.3})$$

と分散関係式が得られる。

$\omega^2 > 0$ となる波数 \mathbf{k} に対しては、 ω は実数であり、平面波解 (E.2.2) は振動し安定な波となる。一方で、 $\omega^2 < 0$ となる波数 \mathbf{k} に対しては、 ω は虚数であり、平面波解 (E.2.2) は減衰するモードと増大するモードとなる。この場合、増大するモードがすぐに卓越し、密度ゆらぎは指数関数的に成長する。これをジーンズ不安定性という。ジーンズ不安定となる境界を与える波数は、

$$k_J = \frac{\sqrt{4\pi G \rho_0}}{c_s}$$

である。この波数 k_J により定義した波長

$$\lambda_J \equiv \frac{2\pi}{k_J} = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} \quad (\text{E.2.4})$$

をジーンズ波長という。この波長より大きなゆらぎは自己重力が圧力の増加より勝り、重力収縮を起こす。 $R_J \equiv \lambda_J/2$ はジーンズ半径といい、ジーンズ半径内に含まれる質量は

$$M_J \equiv \frac{4\pi}{3} \rho_0 R_J^3 = \frac{c_s^3}{6} \sqrt{\frac{\pi^5}{G^3 \rho_0}} \quad (\text{E.2.5})$$

となる。これをジーンズ質量という。重力収縮により質量 $M > M_J$ の天体が形成される。星間ガスを温度 T 、個数密度 n の理想気体とすれば、 $c_s^2 = \gamma P_0 / \rho_0 \propto T$ なので、

$$M_J \propto T^{\frac{3}{2}} n^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{E.2.6})$$

となる。温度が低く密度が高いほどジーンズ質量は小さいため、重力収縮に伴う密度増加によりジーンズ波長が小さくなり、より小さい塊へと分裂することがある。これを fragmentation という。

E.3 自由落下時間

球対称で均質のガス雲 (密度 ρ 、質量 M 、半径 R) の重力収縮を考える。収縮は自由落下で起こると仮定する。すなわち、圧力勾配による力は無視する。収縮が始まり時間 t が経過して半径が $r < R$ になったとする。このとき、エネルギー保存則から

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{r} = -\frac{GM}{R} \quad (\text{E.3.1})$$

が成り立つ。収縮なので $dr/dt < 0$ より

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= -\sqrt{2GM \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right)} \\ dt &= \frac{-dr}{\sqrt{\frac{2GM}{R} \left(\frac{R}{r} - 1 \right)}} \end{aligned} \quad (\text{E.3.2})$$

と表される。ここで $\xi \equiv r/R$ とおくと

$$dt = \frac{-d\xi}{\sqrt{\frac{2GM}{R^3} \left(\frac{1}{\xi} - 1 \right)}} \quad (\text{E.3.3})$$

となり、 $M = 4\pi R^3 \rho / 3$ なので

$$dt = -\sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho}} \left(\frac{\xi}{1-\xi} \right) d\xi \quad (\text{E.3.4})$$

となる。したがって、 $r = R$ から $r = 0$ ($\xi = 1$ から $\xi = 0$) になるまでにかかる時間 t_{ff} は

$$t_{\text{ff}} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho}} \int_1^0 \left(\frac{\xi}{1-\xi} \right)^{\frac{1}{2}} d\xi \quad (\text{E.3.5})$$

となる。さらに、 $\xi \equiv \sin^2 \eta$ とおけば積分が計算できて、

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - \cos 2\eta) d\eta = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (\text{E.3.6})$$

となる。この t_{ff} を自由落下時間 (free-fall time) という。自由落下時間は重力不安定性が成長するタイムスケールを与える。

式 (E.2.4) と式 (E.3.6) から、ジーンズ波長はおおよそ

$$\lambda_{\text{J}} \sim c_s t_{\text{ff}} \quad (\text{E.3.7})$$

で与えられることがわかる。したがって密度ゆらぎが不安定になる条件は、 $\lambda > c_s t_{\text{ff}}$ と表される。 $\lambda/c_s \equiv t_s$ で定義される時間は、音波通過時間 (sound-crossing time) と呼ばれ、与えた摂動が音波として伝搬するタイムスケールを表す。つまり、ジーンズ不安定性が起こる条件は、ガスが自己重力により 1 点に集まろうとするのにかかる時間 (自由落下時間) t_{ff} と、音波による振動で系の密度のムラをならすのにかかる時間 (音波通過時間) t_s との間に $t_{\text{ff}} < t_s$ が成り立つことである (音波として振動するよりも早く重力で落下してしまうと重力不安定になる)。

E.4 エピサイクリック振動数

回転円盤の中心が原点で、円盤面に垂直な方向を z 軸とする円筒座標系 (r, φ, z) を導入する。流体の粘性や熱の出入りなどはないものとし、鉛直方向は常に一様 ($\partial/\partial z = 0$) であるとする。このとき、連続の式、運動方程式、角運動量の式、状態方程式はそれぞれ

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) + \frac{\partial}{r \partial \varphi}(\rho v_\varphi) = 0 \quad (\text{E.4.1})$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (\text{E.4.2})$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \quad (\text{E.4.3})$$

$$P = K \rho^\gamma \quad (\text{E.4.4})$$

と書ける。ここで、 v_r は動径方向の速度、 v_φ は回転速度である。

物理量に微小な摂動が加わり、それぞれ

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(r, \varphi; t)$$

$$P = P_0 + P_1(r, \varphi; t)$$

$$v_r = 0 + v_r(r, \varphi; t)$$

$$v_\varphi = r\Omega + v_\varphi(r, \varphi; t)$$

に変化したとする。ここで Ω は非摂動状態での回転角速度である。これらを基礎方程式に代入して線形化すると、

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \Omega \frac{\partial \rho_1}{\partial \varphi} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_0 v_r) + \frac{\partial}{r \partial \varphi}(\rho_0 v_\varphi) = 0 \quad (\text{E.4.5})$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - 2\Omega v_\varphi = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_1}{\partial r} + \frac{\rho_1}{\rho_0^2} \frac{dP_0}{dr} \quad (\text{E.4.6})$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \left(2\Omega + r \frac{d\Omega}{dr}\right) v_r = -\frac{1}{\rho_0 r} \frac{\partial P_1}{\partial \varphi} \quad (\text{E.4.7})$$

$$P_1 = c_s^2 \rho_1 \quad (\text{E.4.8})$$

となる。

ガスが低温で圧力が無視できる時、式 (E.4.7) および式 (E.4.8) は

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - 2\Omega v_\varphi = 0 \quad (\text{E.4.9})$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \left(2\Omega + r \frac{d\Omega}{dr}\right) v_r = 0 \quad (\text{E.4.10})$$

と簡単になる。この2式から v_φ を消去すれば

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi}\right)^2 v_r + 2\Omega \left(2\Omega + r \frac{d\Omega}{dr}\right) v_r = 0 \quad (\text{E.4.11})$$

となる。ここでエピサイクリック振動数 (epicyclic frequency) κ を

$$\kappa^2 \equiv 2\Omega \left(2\Omega + r \frac{d\Omega}{dr}\right) = r \frac{d\Omega^2}{dr} + 4\Omega^2 \quad (\text{E.4.12})$$

で定義すると、式 (E.4.11) は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi}\right)^2 v_r + \kappa^2 v_r = 0 \quad (\text{E.4.13})$$

と表すことができる。これは動径方向の単振動を表す方程式の形をしており、その振動数がエピサイクリック振動数である*2。

E.5 平板の重力不安定性

面密度 Σ の無限に薄い平板を考える。面密度の摂動量 σ_1 を用いて、線形化された連続の式、運動方程式、ポアソン方程式は、

$$\frac{\partial \Sigma_1}{\partial t} + \Sigma_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0 \quad (\text{E.5.1})$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\frac{c_s^2}{\Sigma_0} \nabla \Sigma_1 - \nabla \phi_1 \quad (\text{E.5.2})$$

$$\Delta \phi_1 = 4\pi G \Sigma_1 \delta(z) \quad (\text{E.5.3})$$

と書ける (式 (E.1.8)–(E.1.10) の ρ を Σ に置き換えたものに相当する)。ここで $\delta(z)$ はデルタ関数である。

*2ケプラー回転 $\Omega = \Omega_k = \sqrt{GM/r^3}$ の場合は $\kappa = \Omega_k$ となり、剛体回転 ($\Omega = \text{constant}$) の場合は $\kappa = 2\Omega$ となる。一般に、 $\Omega \propto r^{b-2}$ の場合、 $\kappa^2 = 2b\Omega^2$ となる。

摂動成分は $\exp(i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ に比例すると仮定すると、 $z \neq 0$ では

$$-k^2 \phi_1 + \frac{d^2 \phi_1}{dz^2} = 0 \quad (\text{E.5.4})$$

が成り立つ。ただし、 $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$ とした。この方程式の無限遠で発散しない解は

$$\phi_1 = \phi_k \exp(i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - |k||z|) \quad (\text{E.5.5})$$

で与えられる。また、ポアソン方程式 (E.5.3) を z 方向の微小区間 $[-\epsilon : \epsilon]$ で積分し、 $\epsilon \rightarrow 0$ の極限をとると、

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} dz = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z}(\epsilon) - \frac{\partial \phi_1}{\partial z}(-\epsilon) \right) = 4\pi G \Sigma_1 \quad (\text{E.5.6})$$

となる。一方で、式 (E.5.5) から

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial z}(\epsilon) - \frac{\partial \phi_1}{\partial z}(-\epsilon) \right) = -2|k|\phi_1 \quad (\text{E.5.7})$$

となる。よって

$$\phi_1 = -\frac{2\pi G}{|k|} \Sigma_1 \quad (\text{E.5.8})$$

となる。以上、式 (E.5.1)、(E.5.2)、(E.5.5)、(E.5.8) から分散関係式

$$\omega^2 = c_s^2 k^2 - 2\pi G \Sigma_0 |k| \quad (\text{E.5.9})$$

を得る。したがって、不安定領域 ($\omega^2 < 0$) を与える波数 k_J は

$$k_J = \frac{2\pi G \Sigma_0}{c_s^2} \quad (\text{E.5.10})$$

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \frac{c_s^2}{G \Sigma_0} \quad (\text{E.5.11})$$

となる。また、この分散関係には、不安定領域 ($|k| < k_J$) で極値 (最大成長) を与え

る波数 k_m が存在する。

$$k_m = \frac{\pi G \Sigma_0}{c_s^2} \quad (\text{E.5.12})$$

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{k_m} = \frac{2c_s^2}{G \Sigma_0} \quad (\text{E.5.13})$$

である。すなわち、自己重力平板はこの不安定性により、 λ_m 程度の幅で分裂を起こし、その結果円筒状のガス雲が形成される。

E.6 差動回転円盤の重力不安定性

角速度 $\Omega(r)$ で差動回転する円盤を考える。慣性系から円盤と共に $\Omega(r)$ で回転する系に移るとコリオリ力が働く。この場合、摂動は振動数 κ での微小円運動と近似できる。これをエピサイクル近似 (epicycle approximation) という。ここで κ は式 (E.4.12) で定義されるエピサイクリック振動数である。無限に薄い回転円盤に対する運動方程式および連続の式は、円筒座標系で

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{c_s^2}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (\text{E.6.1})$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_\varphi v_r}{r} = -\frac{c_s^2}{\Sigma r} \frac{\partial \Sigma}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \quad (\text{E.6.2})$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\Sigma v_\varphi) = 0 \quad (\text{E.6.3})$$

$$v_\varphi = r \Omega(r) \quad (\text{E.6.4})$$

と書ける。これに微小摂動を加え、運動方程式および連続の式を線形化すると

$$\frac{\partial v_{r1}}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_{r1}}{\partial \varphi} - 2\Omega v_{\varphi 1} = -\frac{c_s^2}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma_1}{\partial r} + \frac{c_s^2 \Sigma_1}{\Sigma^2} \frac{\partial \Sigma}{\partial r} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \quad (\text{E.6.5})$$

$$\frac{\partial v_{\varphi 1}}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_{\varphi 1}}{\partial \varphi} + \frac{\kappa^2}{2\Omega} v_{r1} = -\frac{c_s^2}{\Sigma r} \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \varphi} \quad (\text{E.6.6})$$

$$\frac{\partial \Sigma_1}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_{r1}) + \Omega \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \varphi} + \frac{\Sigma}{r} \frac{\partial v_{\varphi 1}}{\partial \varphi} = 0 \quad (\text{E.6.7})$$

となる。

具体的な摂動の形として、ピッチ角 i の渦状モードを考える。 i は

$$\tan i = \left| \frac{dr}{rd\varphi} \right| \quad (\text{E.6.8})$$

で与えられる。渦は m 本の腕から成るとし、渦のパターンは $2\pi/m$ 回転で不変とする。すなわち渦は

$$m\varphi + f(r, t) = \text{constant} \quad (\text{E.6.9})$$

で与えられるとする。ここで、 $f(r, t)$ は渦の形を決める関数で shape function と呼ばれる。このとき、式 (E.6.8) と式 (E.6.9) から

$$\tan i = \left| \frac{m}{r} \frac{\partial r}{\partial f} \right| \quad (\text{E.6.10})$$

が得られる。渦がきつく巻いているとすると $\tan i \ll 1$ である。これを tight-winding 近似という。この近似の下で、腕と腕の間隔を λ とすれば、

$$|f(r + \lambda, t) - f(r, t)| = 2\pi \quad (\text{E.6.11})$$

$$f(r + \lambda, t) \simeq f(r, t) + \frac{\partial f}{\partial r} \lambda \quad (\text{E.6.12})$$

より

$$\frac{\partial f}{\partial r} \lambda = 2\pi \quad (\text{E.6.13})$$

が成り立つ。よって、波数 $k = 2\pi/\lambda$ は

$$k(r, t) = \frac{\partial f}{\partial r} \quad (\text{E.6.14})$$

で与えられる。したがって

$$\tan i = \left| \frac{m}{kr} \right| \quad (\text{E.6.15})$$

となる ($1 \ll |kr|$)。Tight-winding 近似の下では、面密度の非摂動項 Σ の r に対する

変化は摂動項 Σ_1 の r に対する変化に比べ非常に緩やかであるため

$$\left| \frac{1}{\Sigma_1} \frac{\partial \Sigma_1}{\partial r} \right| \gg \left| \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial r} \right| \quad (\text{E.6.16})$$

となり、式 (E.6.5) の右辺第二項は無視できる。また、 $\tan i = |dr/rd\varphi| \ll 1$ より式 (E.6.6) の右辺、式 (E.6.7) の左辺の最後の項も無視できる。その結果、式 (E.6.5)–(E.6.7) は

$$\frac{\partial v_{r1}}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_{r1}}{\partial \varphi} - 2\Omega v_{\varphi 1} = -\frac{c_s^2}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma_1}{\partial r} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \quad (\text{E.6.17})$$

$$\frac{\partial v_{\varphi 1}}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_{\varphi 1}}{\partial \varphi} + \frac{\kappa^2}{2\Omega} v_{r1} = 0 \quad (\text{E.6.18})$$

$$\frac{\partial \Sigma_1}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_{r1}) + \Omega \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \varphi} = 0 \quad (\text{E.6.19})$$

と簡単化できる。さらに、渦状の密度ゆらぎを

$$\Sigma_1(r, \varphi, t) = H(r, t) \exp[i\{m\varphi + f(r, t)\}] \quad (\text{E.6.20})$$

で与える。 $f(r, t)$ を r_0 まわりで展開して1次までで近似すると

$$f(r, t) \simeq f(r_0, t) + k(r, t)(r - r_0) \quad (\text{E.6.21})$$

なので

$$\begin{aligned} \Sigma_1(r, \varphi, t) &\simeq H(r_0, t) \exp[i\{m\varphi + f(r_0, t)\}] \exp\{ik(r_0, t)(r - r_0)\} \\ &= \Sigma_k \exp\{ik(r_0, t)(r - r_0)\} \end{aligned} \quad (\text{E.6.22})$$

となる。ここで、 $\Sigma_k \equiv H(r_0, t) \exp[i\{m\varphi + f(r_0, t)\}]$ とした。これは、密度ゆらぎが局所的には平面波とみなせることを示している。すなわち、この密度ゆらぎに対するポテンシャル Φ_1 は平行平板のポテンシャルと同じ扱いをすることができ、式 (E.5.8) から

$$\Phi_1(r, \varphi, t) = -\frac{2\pi G}{|k|} \Sigma_1(r, \varphi, t) \quad (\text{E.6.23})$$

と表すことができる。他の物理量の摂動も、局所的に平面波になっているとし、摂

動を $\exp\{i(\omega t + kr - m\varphi)\}$ に比例するとして、式 (E.6.17)–(E.6.19) に代入すると

$$i(\omega - m\Omega)v_{r1} - 2\Omega v_{\varphi1} + i\left(\frac{c_s^2|k|}{\Sigma} - 2\pi G\right)\Sigma_1 = 0 \quad (\text{E.6.24})$$

$$i(\omega - m\Omega)v_{\varphi1} + \frac{\kappa^2}{2\Omega}v_{r1} = 0 \quad (\text{E.6.25})$$

$$i(\omega - m\Omega)\Sigma_1 + \frac{1}{r}(\Sigma v_{r1} + ir\Sigma|k|v_{r1}) = 0 \quad (\text{E.6.26})$$

となる。今、 $|kr| \gg 1$ なので

$$\Sigma v_{r1} + ir\Sigma|k|v_{r1} \simeq ir\Sigma|k|v_{r1} \quad (\text{E.6.27})$$

と近似できる。よって、式 (E.6.26) は

$$(\omega - m\Omega)\Sigma_1 + \Sigma|k|v_{r1} = 0 \quad (\text{E.6.28})$$

となる。式 (E.6.24) と式 (E.6.25) および式 (E.6.28) をまとめると

$$\begin{pmatrix} i(\omega - m\Omega) & -2\Omega & i\left(\frac{c_s^2|k|}{\Sigma} - 2\pi G\right) \\ \frac{\kappa^2}{2\Omega} & i(\omega - m\Omega) & 0 \\ |k|\Sigma & 0 & \omega - m\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{r,k} \\ v_{\varphi,k} \\ \Sigma_k \end{pmatrix} \equiv A \begin{pmatrix} v_{r,k} \\ v_{\varphi,k} \\ \Sigma_k \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{E.6.29})$$

となる。これが 0 でない解を持つためには、 $\det A = 0$ でなくてはならない。したがって

$$\begin{aligned} i^2(\omega - m\Omega)^3 - i^2\left(\frac{c_s^2|k|}{\Sigma} - 2\pi G\right)(\omega - m\Omega)|k|\Sigma &= 0 \\ \Rightarrow (\omega - m\Omega)^2 &= c_s^2 k^2 - 2\pi G\Sigma|k| + \kappa^2 \end{aligned} \quad (\text{E.6.30})$$

なる分散関係式が得られる。これは

$$Q \equiv \frac{\kappa c_s}{\pi G \Sigma} \quad (\text{E.6.31})$$

で定義される Toomre の Q 値 (Toomre's Q parameter) を用いて

$$(\omega - m\Omega)^2 = c_s^2 \left(|k| - \frac{\pi G \Sigma}{c_s^2} \right)^2 + \kappa^2 \left(1 - \frac{1}{Q^2} \right) \quad (\text{E.6.32})$$

と表すことができる。すなわち、 $Q > 1$ のとき、 $\omega^2 < 0$ となる不安定な波数が現れず、円盤は安定となる。反対に、 $Q < 1$ のとき、 $\omega^2 < 0$ となる不安定な波数が存在し、ガスは円盤内で自己重力による収縮を起こす。

分散関係式 (E.6.30) は、短波長のゆらぎの極限 ($k \gg 1$) もしくは、ガスの温度が高い場合 (c_s^2 が大きい場合)、ガスの自己重力に起因する項が無視できて

$$(\omega - m\varphi)^2 = k^2 c_s^2 \quad (\text{E.6.33})$$

となる。これは音波の分散関係を与えている。つまり、ゆらぎは音波によって安定化する。長波長のゆらぎに対しては

$$(\omega - m\varphi)^2 = \kappa^2 \quad (\text{E.6.34})$$

となり、重力不安定はエピサイクル運動によって安定化される。すなわち、ガスの自己重力が優勢になって不安定になるのは、ある波長域に限られる。 $(\omega - m\Omega)^2$ が極小となる波数は

$$|k| = \frac{\pi G \Sigma}{c_s^2} \quad (\text{E.6.35})$$

であり、このときの最小値は $\kappa^2 - (\pi G \Sigma / c_s)^2$ となる。したがって、不安定領域が現れる最小の音速 $c_{s,\min}$ は

$$c_{s,\min} = \frac{\pi G \Sigma}{\kappa} \quad (\text{E.6.36})$$

となる。このときの波数は $k_{\text{crit}} = \kappa^2 / \pi G \Sigma$ である。全波長に対して安定であるためには、 $c_s > c_{s,\min}$ であればよい。

付録F ブラックホールの導出

F.1 シュバルツシルトの解

一般相対性理論によれば、重力場以外の場が存在しないところでのアインシュタイン方程式は

$$R_{\mu\nu} = 0 \quad (\text{F.1.1})$$

と書かれる。ここで、 $R_{\mu\nu}$ はリッチ・テンソルである。リッチ・テンソル $R_{\mu\nu}$ は曲率テンソル $R^{\beta}_{\mu\rho\nu}$ により、

$$R_{\mu\nu} = R^{\rho}_{\mu\rho\nu} = \Gamma^{\alpha}_{\mu\alpha,\nu} - \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu,\alpha} - \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}\Gamma^{\beta}_{\alpha\beta} + \Gamma^{\alpha}_{\mu\beta}\Gamma^{\beta}_{\nu\alpha} \quad (\text{F.1.2})$$

と表される。

$$\Gamma_{\mu\nu\sigma} \equiv \frac{1}{2}(g_{\mu\nu,\sigma} + g_{\mu\sigma,\nu} - g_{\nu\sigma,\mu}) \quad (\text{F.1.3})$$

で定義される $\Gamma_{\mu\nu\sigma}$ は、第一種クリストッフエル記号という。ここで、 $g_{\mu\nu}$ は計量テンソルである*1。また、

$$\Gamma^{\mu}_{\nu\sigma} = g^{\mu\lambda}\Gamma_{\lambda\nu\sigma} \quad (\text{F.1.4})$$

を第二種クリストッフエル記号という。これは2つの下付き添字に対し対称である ($\Gamma^{\sigma}_{\mu\nu} = \Gamma^{\sigma}_{\nu\mu}$)。

*1場の量 Q をある座標 x^{μ} で微分した結果 $\partial Q/\partial x^{\mu}$ を $Q_{,\mu}$ と書く。

静止した球対称な物体がつくる、静的^{*2}で球対称な場を考える。線素 ds^2 は

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (\text{F.1.5})$$

と表されるが、時間反転対称性により dx^0 がかかる成分は 0 でなければならない。したがって、 $g_{0m} = 0$ ($m = 1, 2, 3$) である。今、空間座標を極座標 $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \phi$ とする。球対称性より、線素 ds^2 は変換 $d\theta \Rightarrow -d\theta$, $d\phi \Rightarrow -d\phi$ に対して不変でなければならない。ゆえに、計量テンソル $g_{\mu\nu}$ は対角成分のみ値を持ち、線素 ds^2 は

$$ds^2 = U c^2 dt^2 - V dr^2 - W r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (\text{F.1.6})$$

と書ける。ここで、 U, V, W は r のみの関数であり、 c は光速である。座標 r を他の r の関数で置き換えても球対称性は保たれるので、

$$\begin{aligned} r' &= \sqrt{W} r \\ r'^2 &= W r^2 \end{aligned}$$

なる変換を行って

$$ds^2 = U c^2 dt^2 - V dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (\text{F.1.7})$$

とすることができる。さらに、 $V \equiv e^{2\nu}$, $W \equiv e^{2\lambda}$ とおくと

$$ds^2 = e^{2\nu} c^2 dt^2 - e^{2\lambda} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (\text{F.1.8})$$

となる。

式 (F.1.5) と式 (F.1.8) を比較して $g_{\mu\nu}$ の値を求めると

$$\begin{aligned} g_{00} &= e^{2\nu}, & g_{11} &= -e^{2\lambda}, & g_{22} &= -r^2, & g_{33} &= -r^2 \sin^2 \theta \\ g_{\mu\nu} &= 0 \quad (\mu \neq \nu) \end{aligned}$$

^{*2}計量テンソル $g_{\mu\nu}$ が時間 x^0 (すなわち t) に依存せず、時間反転 $dx^0 \Rightarrow -dx^0$ に対して不変であるときを静的という。

となる。また、 $g^{\mu\alpha}g_{\alpha\mu} = g_{\mu}^{\mu} = 1$ より

$$g^{00} = e^{-2\nu}, \quad g^{11} = -e^{-2\lambda}, \quad g^{22} = -r^{-2}, \quad g^{33} = -r^{-2} \sin^{-2} \theta$$

$$g^{\mu\nu} = 0 \quad (\mu \neq \nu)$$

となる。これらを用いて、式 (F.1.3) および式 (F.1.4) から具体的にクリストッフエル記号を計算すると、その多くは0となる。0とならないものは (r による微分はダッシュで表し、 $\Gamma_{\mu\nu}^{\sigma} = \Gamma_{\nu\mu}^{\sigma}$ の片方だけを書く)

$$\begin{aligned} \Gamma_{00}^1 &= \nu' e^{2\nu-2\lambda}, & \Gamma_{10}^0 &= \nu' \\ \Gamma_{11}^1 &= \lambda', & \Gamma_{12}^2 &= \Gamma_{13}^3 = r^{-1} \\ \Gamma_{22}^1 &= -r e^{-2\lambda}, & \Gamma_{23}^3 &= \cot \theta \\ \Gamma_{33}^1 &= -r \sin^2 \theta e^{-2\lambda}, & \Gamma_{33}^2 &= -\sin \theta \cos \theta \end{aligned}$$

であり、これらを式 (F.1.2) に代入することでリッチ・テンソルの各成分が求まる。

$$R_{00} = \left(-\nu'' + \lambda'\nu' - \nu'^2 - \frac{2\nu'}{r} \right) e^{2\nu-2\lambda} \quad (\text{F.1.9})$$

$$R_{11} = \nu'' - \lambda'\nu' + \nu'^2 - \frac{2\lambda'}{r} \quad (\text{F.1.10})$$

$$R_{22} = (1 + r\nu' - r\lambda') e^{-2\lambda} - 1 \quad (\text{F.1.11})$$

$$R_{33} = R_{22} \sin^2 \theta \quad (\text{F.1.12})$$

$R_{\mu\nu}$ の他の成分は0である。

アインシュタイン方程式 (F.1.1) は、上記の式 (F.1.9)~(F.1.12) が0であると主張する。式 (F.1.9) と式 (F.1.10) が0に一致することから

$$\lambda' + \nu' = 0 \quad (\text{F.1.13})$$

となる。したがって

$$\lambda + \nu = \text{constant} \quad (\text{F.1.14})$$

となるが、 r が十分大きいところでは空間は近似的に平坦とみなせることから、 $r \rightarrow \infty$

で $\lambda \rightarrow 0$ かつ $\nu \rightarrow 0$ となるはずである。したがって、

$$\lambda + \nu = 0 \quad (\text{F.1.15})$$

が成り立つ。このとき、式 (F.1.11) が 0 ということから

$$\begin{aligned} (1 + 2r\nu')e^{2\nu} &= 1 \\ \Rightarrow (re^{2\nu})' &= 1 \end{aligned} \quad (\text{F.1.16})$$

となる。両辺を r で積分すると

$$re^{2\nu} = r - 2m \quad (\text{F.1.17})$$

となる。ただし、 m は積分定数である。 $g_{00} = e^{2\nu}$ より

$$g_{00} = 1 - \frac{2m}{r} \quad (\text{F.1.18})$$

と表される。

さて、この解 (F.1.18) にある積分定数 m の物理的意味を考える。場が弱く静的な場合、 g_{00} は

$$g_{00} \simeq 1 + \frac{2\Phi}{c^2} \quad (\text{F.1.19})$$

と近似できる (ニュートン近似)。ここで、 Φ はニュートン・ポテンシャルである。すなわち、アインシュタインの重力の法則は、重力場が弱く静的な場合はニュートンの法則に移行する。したがって、 r が大きい所では式 (F.1.18) と式 (F.1.19) は一致する。質量 M が原点にある場合は $\Phi = -GM/r$ である (ただし G は重力定数)。よって、解 (F.1.18) にある積分定数 m は $m = GM/c^2$ となり、重力場を作り出している中心質量に相当する量だということがわかる。

以上より、静的な球対称な場に対するアインシュタイン方程式 (F.1.1) の解は

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (\text{F.1.20})$$

となる。これは、シュバルツシルトの解として有名である。この解は $r = 2m$ で特

異点を持つ。この特異点

$$2m = \frac{2GM}{c^2} \equiv R_s \quad (\text{F.1.21})$$

をシュバルツシルト半径といい、 $r \rightarrow R_s$ で $g_{00} \rightarrow 0$ 、 $g_{11} \rightarrow \pm\infty$ となる。シュバルツシルト解 (F.1.20) の特異性から、シュバルツシルト半径は質量 M の物体の最小半径であるように思える。しかし、静的でない座標を導入する ($g_{\mu\nu}$ が時間変化すると考える) ことで、シュバルツシルト解は $r < 2m$ の領域にも延長できる。 t と r の代わりに、それぞれ

$$\tau \equiv ct + f(r), \quad \rho \equiv ct + g(r)$$

で定義される τ と ρ を用いる。関数 f, g は任意にとることができ、ここでは

$$f' = \frac{2m}{r} g' \quad (\text{F.1.22})$$

かつ

$$\frac{2m}{r} g'^2 - f'^2 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1} \quad (\text{F.1.23})$$

となるように選ぶ。するとシュバルツシルト解は

$$ds^2 = d\tau^2 - \frac{2m}{\mu(\rho - \tau)^{\frac{2}{3}}} d\rho^2 - \mu^2(\rho - \tau)^{\frac{4}{3}} (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (\text{F.1.24})$$

となる。ただし

$$\rho - \tau = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{2m}} r^{\frac{3}{2}} \quad (\text{F.1.25})$$

$$\mu = \left(\frac{3}{2} \sqrt{2m}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{F.1.26})$$

である。シュバルツシルト半径 $r = 2m$ は $\rho - \tau = 4m/3$ に対応する。しかしそこには、解 (F.1.24) において何の特異性もない。こうして、シュバルツシルト解は $r < 2m$ の領域に延長される。すなわち、シュバルツシルト場を作る質量 M の物体の半径 r は $r < 2m = R_s$ でもよい。

F.2 重力赤方偏移

静的な重力場中に静止した光源の発する光を無限遠の観測者が観測する場合を考える。この光源の固有時間 x^0 と、無限遠に静止した観測者の固有時間 x'^0 との関係は

$$(dx^0)^2 = g_{00}(dx'^0)^2 \quad (\text{F.2.1})$$

である。これより、光源から発せられる光の周期を ΔT_0 、観測される光の周期を ΔT_{obs} とすれば

$$(\Delta T_0)^2 = g_{00}(\Delta T_{\text{obs}})^2 \quad (\text{F.2.2})$$

となるので、観測される光の波長 λ_{obs} は光源から発せられる光の波長 λ_0 として

$$\lambda_{\text{obs}} = \lambda_0 g_{00}^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{F.2.3})$$

となる。

ニュートン近似のもとでは、式 (F.1.19) が成り立ち、ここで Φ は小さいので

$$\lambda_{\text{obs}} = \lambda_0 g_{00}^{-\frac{1}{2}} \simeq \left(1 - \frac{\Phi}{c^2}\right) \lambda_0 \quad (\text{F.2.4})$$

となる。ニュートン・ポテンシャル $\Phi = -GM/r$ は負なので、式 (F.2.4) から、重力場中で発せられた光の波長は伸びて観測されることがわかる。すなわち光は重力場の影響を受けて赤方偏移する。シュバルツシルト場では、式 (F.1.18) より

$$\lambda_{\text{obs}} = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-\frac{1}{2}} \lambda_0 \quad (\text{F.2.5})$$

となり、シュバルツシルト半径 $r = 2m$ において観測される波長は無限大になる。

F.3 ブラックホール

式 (F.1.18) と式 (F.2.1) から、シュバルツシルト半径に近づく物体の固有時間 Δt_0 は、無限遠に静止した観測者の固有時間 Δt_{obs} を用いて

$$\Delta t_0 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \Delta t_{\text{obs}} \quad (\text{F.3.1})$$

と表せる。すなわち、遠方の観測者にとって、シュバルツシルト半径 ($r = 2m$) に近づく物体に流れる時間は徐々に遅れ、最終的には ($r = 2m$ では) 止まって観測される。シュバルツシルト場を作る質点に向かって落ち込む物体は、観測者にとって無限の時間をかけてシュバルツシルト半径に到達することになる。シュバルツシルト解は (F.1.24) の様に $r < 2m$ まで延長されるが、いかなる物体も (光すらも) $r = 2m$ の境界を越えるには無限の時間を要する^{*3}。また、シュバルツシルト半径近傍で発せられた光は限りなく大きな赤方偏移を示し、 $r \leq 2m$ で発せられた光は $r > 2m$ の領域に伝播することは不可能である。したがって、 $r \leq 2m$ で起こる事象は $r > 2m$ に位置する観測者には決して見えない。この境界面 ($r = 2m$) を事象の地平面 (event horizon) といい、 $r \leq 2m$ の領域をブラックホール (blackhole) という。

ここで導いたように、シュバルツシルト解の帰結としてのブラックホール (静止した球対称ブラックホール) はシュバルツシルト・ブラックホールと呼ばれ、回転する非球対称なブラックホールはカー・ブラックホールと呼ばれる。ブラックホールの周りを円運動する質点は、自由に安定な軌道を取れるわけではなく、一般相対論的效果により制限がつく。安定に存在できる最小の軌道半径を最内安定軌道 (innermost stable circular orbit; ISCO) という。シュバルツシルト・ブラックホールの場合、ISCO は $3R_s$ であり、カー・ブラックホールの場合は $3R_s$ よりも小さくなる。

^{*3}ただし、質点に向かって落ちつつある物体にとっては有限の時間で $r = 2m$ の境界を越えることができる。

謝辞

本論文は筆者が慶應義塾大学大学院 理工学研究科 基礎理工学専攻 後期博士課程在籍中に行った研究成果をまとめたものです。本研究の遂行にあたり、終始親身にご指導ご鞭撻をいただきました本学 岡 朋治教授には心より感謝いたします。私が今こうして、宇宙の面白さや研究のやりがいを日々実感しながら楽しく天文学を志すことができるのも、先生のおかげに他なりません。本学 中迫雅由教授、檜垣徹太郎専任講師、松尾亜紀子教授には、本論文をご精読いただき、論文を改善するにあたって非常に有益な指摘をして頂きました。深くお礼申し上げます。論文草稿を初めに持参いたしました際、私の拙い説明にも関わらず、お三方ともに「面白い」とおっしゃっていただけましたことを、とても嬉しく思います。

野辺山 45 m 鏡や James Clerk Maxwell Telescope を使用した観測の際は、国立天文台野辺山宇宙電波観測所と東アジア天文台の職員の皆様に大変お世話になりました。深く感謝いたします。研究会などの様々な場で刺激となるような議論をしていただいた、本学 田中邦彦助教、宇宙航空研究開発機構 坪井昌人教授、名古屋大学 榎谷 玲博士をはじめとした関連研究者の方々にも厚くお礼申し上げます。

また、岡研究室での苦楽を共にした後輩や研究員の皆様には、大変お世話になりました。特に、コーヒーの美味しさを教えてくれた岩田悠平くん、席が離れているにも関わらず私の連発するたわいない冗談に反応してくれる徳山碩斗くん、席が隣なのにも関わらず私の連発するたわいない冗談を聞き流す辻本志保さん、その様子を見てはすぐに吹き出してしまう笑いの沸点の低い野村真理子博士には、日々の研究室生活をより有意義で楽しいものにしていただけました。共に博士課程の同級生として励まし合った理論研究室の横倉 諒くんにも感謝しないわけにはいきません。

そして、長い長い学生生活において心の支えとなってくれた多くの友人達に大変感謝しています。全員の名前を挙げることはできませんが、大学入学直後よりの親友で、これまで数え切れないほどの笑いを提供してくれた清水裕太くんと沖 総一朗くんには、特にお世話になりました。これからもよろしく願います。

最後に、いつも暖かく見守ってくれた家族、特に両親に心から感謝します。私が物理学に興味を持ち、研究者を目指すきっかけを作ってくれたのは、アインシュタインの似顔絵が表紙に描かれた某科学雑誌を唐突に買ってきた母でした。それから10年以上が経ち、振り返れば両親には迷惑ばかりかけてきましたが、今はあの時憧れたブラックホールを探したりして元気に過ごしています。そんな研究者として、これからは少しずつでも恩返しができるかなと思います。本当にありがとうございました。