学 位 論 文

銀河系中心部の二重螺旋星雲に付随する星間分子雲についての多輝線CO観測による研究

名古屋大学大学院 理学研究科 博士後期課程

素粒子宇宙物理学専攻 A 研

榎谷 玲依

平成 29 年 2 月 24 日

概要

宇宙は多種多様な銀河によって構成される。中でも最も高い分解能で観測ができる我々の銀河の構造と進化の歴史を理解することは、銀河を理解するための基本概念を構築することにつながり、天文学の重要な課題の一つである。銀河の個性は、中心部の物理状態に最も色濃く表れるため、銀河中心を理解することは特に重要である。近年、M. Morris らは銀河系中心部の比較的高銀緯の領域に、二重螺旋星雲と呼ばれる磁場の影響を想起させる二重螺旋状の赤外星雲を発見した (Morris et al. 2006)。この天体は、銀河系中心部の過去の力学的・磁気的活動を理解する上で重要であるが、これまでその温度や密度といった物理量は観測から求められていなかったため、その成因についての議論は想像の域をでなかった。

私は、この天体の起源を解明するために、NANTEN2 電波望遠鏡を用いて二重螺旋星雲を含む銀河系中心部の $4^\circ \times 2^\circ$ (l, b) の領域について、星間一酸化炭素（CO）輝線回転量子数 J=2-1 遷移の観測を行い、二重螺旋星雲に付随する分子雲候補を二つの視線速度 (-35 km s^{-1} と 0 km s^{-1}) で発見した。この付随分子雲候補について、Mopra 望遠鏡と CSO 望遠鏡を用いて ^{12}CO と ^{13}CO 輝線の回転量子数 J=2–1 ならびに J=1–0 遷移の追観測を約三倍の空間分解能で実施し速度解析・多輝線データの解析を行うことで、二重螺旋赤外線星雲に対して二つの分子雲が確かに付随している証拠を得た。

また、二つの付随分子雲は、両者とも銀河面と二重螺旋星雲をつなぐようなリッジ状分子雲を伴うことを発見した。さらに、近赤外線の星間減光の解析を行い、その距離を銀河系中心部の距離であるおよそ 8 kpc と推定した。

私は、以上の結果をもとに、二重螺旋星雲は銀河系中心部の磁場を反映した螺旋状の天体であり、その根本は銀河系中心の超巨大ブラックホールを取り巻く高圧ガス円盤である銀河核周円盤につながっている可能性を示した。また、この推察をもとに、銀河核周円盤の磁場によって自然に引き起こされる磁気タワージェットモデルについて検討を行い、観測結果がこのモデルと矛盾しないことを示した。これによって、二重螺旋星雲が過去の銀河核周円盤の活動により噴出された磁気タワージェットの残骸である可能性を示した。

目 次

第 1 章　背景 **1**

1.1　銀河系 1

1.2　銀河系中心部 2

1.2.1　ガス分布と幾何構造 3

1.2.2　磁場 8

1.3　二重螺旋星雲 14

1.4　本論文の目的 16

第 2 章　多輝線 CO による銀河系中心部の広域観測 **19**

2.1　背景と動機 19

2.2　使用データ 21

2.2.1　なんてん ^{12}CO(J=1–0) データ 21

2.2.2　NANTEN2 ^{12}CO(J=2–1) データ 22

2.3　結果 22

2.3.1　分子雲フィラメントと分子雲ハローの発見 22

2.3.2　分子雲フィラメントとハローの分布 26

2.3.3　分子雲フィラメントとハローの励起状態 27

2.4　議論 28

2.5　まとめ 30

第 3 章　二重螺旋赤外線星雲に付随する分子雲の発見 **33**

3.1　導入と概要 33

3.2　使用データ 34

3.2.1　NANTEN2 ^{12}CO(J=2–1) データ 34

3.2.2　CSO ^{12}CO(J=2–1)・^{13}CO(J=2–1) データ 34

3.2.3　Mopra ^{12}CO(J=1–0)・^{13}CO(J=1–0) データ 35

3.3　結果 36

3.3.1　DHN 付随分子雲候補の発見 36

3.3.2　DHN 付随分子雲候補の詳細な空間・速度分布 38

3.3.3　DHN 付随分子雲の励起状態 42

3.3.4 DHN 付随分子雲の物理状態 43
3.4 議論 46
3.5 まとめ 47

第 4 章 分子雲リッジの発見 **49**
4.1 導入と概要 49
4.2 使用データ 50
4.2.1 NANTEN2 ^{12}CO(J=2–1) データ 50
4.2.2 NANTEN2 ^{12}CO(J=1–0) の広範囲データ 50
4.2.3 NANTEN2 ^{13}CO(J=1–0) の高感度データ 50
4.3 結果 51
4.3.1 CO リッジの発見 51
4.3.2 CO リッジの速度分布 53
4.3.3 0 km s^{-1} 分子雲と二つの CO リッジの励起状態 57
4.3.4 近赤外星間減光の解析による距離の推定 58
4.4 観測結果のまとめ 59

第 5 章 議論 **65**
5.1 先行研究とのまとめ 65
5.2 DHN の起源 66
5.2.1 磁気タワージェットモデル 69

第 6 章 まとめ **73**

謝辞 **82**

付録 **83**
A CO の詳細分布 83
B 解析の詳細 99
C 手前のガスによる吸収の効果 100

図 目 次

1.1 銀河系を上から見た想像図 1

1.2 多波長で見た銀河系 3
1.3 銀河系中心部の CO 分布 4
1.4 銀河系中心部の幾何学モデル 5
1.5 バーポテンシャルモデルの例 6
1.6 電波アークと threads 8
1.7 銀河系中心部の大局磁場構造 9
1.8 銀河系中心部の磁気浮上ループ 10
1.9 磁気浮上ループの数値シミュレーション 12
1.10 磁気タワーと「平行四辺形」の MHD 計算による再現図 13
1.11 infrared DHN 14
1.12 DHN と磁場の関係 15
1.13 DHN と磁場の関係 16
1.14 DHN 形成起源概略図 (先行研究) 17

2.1 観測に用いた電波望遠鏡 20
2.2 CMZ の CO の空間分布図 23
2.3 CMZ の ^{12}CO(J=2–1) の速度チャンネル図 24
2.4 CMZ の ^{12}CO(J=2–1) の銀緯チャンネル図 24
2.5 CMZ の ^{12}CO(J=2–1) の銀経チャンネル図 25
2.6 CMZ の分子雲分布の概略図 26
2.7 銀経-速度図上での MF の分布 28
2.8 銀経-速度図上での分子雲ハローの分布 29
2.9 CMZ の CO 輝線比分布 30

3.1 高分解能観測の観測領域 34
3.2 CMZ の ^{12}CO(J=2–1) 分布と DHN の位置 36
3.3 DHN に付随する可能性のある二つの分子雲 37
3.4 DHN 付随分子雲候補の速度分布 38
3.5 Mopra による DHN 付随雲候補の詳細な空間分布図 39
3.6 二つの DHN 付随分子雲候補の ^{12}CO(J=2–1) のファーストモーメントの図 40

3.7 DHN 座標系から見た二つの DHN 付随分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の X-Y 図と X-V 図 41
3.8 DHN 座標系から見た二つの DHN 付随分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の X-Y 図と X-V 図 42
3.9 DHN 付随分子雲の励起状態 43
3.10 LVG 解析から導出される T と $R_{2-1/1-0}$ の関係のグラフ 44
3.11 LVG 解析を行った領域とそのスペクトル 44
3.12 LVG 解析の結果 45

4.1 CMZ 全域の ^{12}CO(J=2–1) 輝線空間分布と DHN 付随雲 52
4.2 ^{13}CO(J=1–0) 輝線の空間分布図 53
4.3 ^{12}CO(J=1–0) と ^{13}CO(J=1–0) の DHN を含む方向の速度-銀緯図 . . . 54
4.4 3 つの異なる積分速度範囲の ^{13}CO(J=1–0) の空間分布図 55
4.5 リッジ根元部の銀経-速度図 56
4.6 速度-銀緯図の概略図 61
4.7 CO リッジの $R_{2-1/1-0}$ 分布図 62
4.8 A_k 図のダークフィラメントを形作る分子雲を表す図 63
4.9 シミュレーションから求めたダークフィラメントの距離プロット . . . 63

5.1 DHN 方向の 6 cm の電波連続波の分布 66
5.2 磁気タワーの形成概念図 69
5.3 磁気タワージェットモデルを用いた DHN の形成概念図 70

A.1 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な速度チャンネル図 (1) 84
A.2 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な速度チャンネル図 (2) 84
A.3 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な速度チャンネル図 (3) 85
A.4 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な銀緯チャンネル図 (1) 85
A.5 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な銀緯チャンネル図 (2) 86
A.6 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な銀緯チャンネル図 (3) 86
A.7 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な銀経チャンネル図 (1) 87
A.8 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な銀経チャンネル図 (2) 87
A.9 CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) の詳細な銀経チャンネル図 (3) 88

A.10 CSO による DHN 付随雲候補の詳細な空間分布図 88
A.11 Mopra によるの DHN 方向の ^{12}CO(J=1–0) 詳細な速度チャンネル図 . 89
A.12 Mopra と CSO によるの DHN 方向の ^{12}CO(J=1–0) と ^{12}CO(J=2–1) の詳細な速度チャンネル図 (1) 90
A.13 Mopra と CSO によるの DHN 方向の ^{12}CO(J=1–0) と ^{12}CO(J=2–1) の詳細な速度チャンネル図 (2) 91
A.14 −35 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ 分布の速度チャンネル図 92
A.15 0 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ 分布の速度チャンネル図 92
A.16 10 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ 分布の速度チャンネル図 93
A.17 ^{12}CO(J=2–1) の CO リッジの詳細な空間分布図 94
A.18 ^{13}CO(J=1–0) の CO リッジの詳細な空間分布図 95
A.19 CO リッジの詳細な銀経-速度図の銀緯チャンネル図 (1) 96
A.20 CO リッジの詳細な銀経-速度図の銀緯チャンネル図 (2) 97
A.21 $R_{2-1/1-0}$ の高い手前の雲の一例 98
B.1 観測とシミュレーションの比較 99
C.1 各モデルでの LVG 解析による ^{12}CO(J=1–0) と ^{12}CO(J=2–1) の輝度温度のの振る舞いを表すグラフ 101

表 目 次

3.1 LVG 解析結果 46

第 1 章　背景

1.1　銀河系

銀河系は、天の川銀河とも呼ばれる我々の住む太陽系を含む銀河であり、ハッブル分類では SBc に分類される棒渦巻銀河である。銀河系は、棒渦巻銀河の特徴である、バルジ (中央部の球状に分布する古い星々) と、ディスク (円盤状に分布した若い星々や星間物質) から成っており、ディスクは、バーとよばれるバルジを貫くような棒状の星の分布とその両端から伸びる渦状腕を持つ。図 1.1 は、銀河系を真上から見た想像図である (Churchwell et al., 2009, fig.16)。この図は電波、赤外線、可視光の観測結果を反映させ作成した図であり、中央部のバルジ、バー、そして渦状腕の様子とそれらの位置関係が良く分かる。星の観測から考えられているディスクの直径は 30 から 50 kpc(1pc=約 3.26 光年) で、厚みは数百 pc である (e.g., Xu et al., 2015)。

図 1.1: 銀河系を上から見た想像図 (Churchwell et al. 2009 より)。

銀河系全体の質量はおよそ 1-5×10^{12} 太陽質量 [$M_\odot$]、そのうち恒星の質量はその

およそ 6 % にあたる $\sim 6\times10^{10}\ M_\odot$ であると推定されており (e.g., McMillan, 2011)、星間分子雲の質量は恒星質量の 10 % にあたる $\sim 1\times10^{9}\ M_\odot$ である (Heyer & Dame, 2015)。

次に星の母体である分子雲に注目すると、その大部分は銀河系中心部と渦状腕に沿って分布している。腕状に分布する構造については、カリーナ腕、ペルセウス腕などと名前が付けられているが (図 1.1 参照) 腕の本数や構造については、太陽系が銀河系の中にあるため観測の実施とその結果の解釈が難しく、未だに議論がなされている。銀河系中心部に一番近い腕状分子雲分布は、expanding 3 kpc ring と呼ばれるリング構造であり (図 1.1 の Far 3 kpc Arm と Near 3 kpc Arm)、$l = 0$ の銀河系中心方向でも視線速度を持つため、$\sim$50 km s^{-1} で膨張していると考えられている (e.g., Dame & Thaddeus, 2008)。

1.2　銀河系中心部

銀河系の中心部数百 - 1 kpc の領域は一般的に銀河系中心部 (the Galactic Center, GC) と呼ばれ、異常に星が密集して分布し (円盤部の約 100 - 1000 倍の星密度)、ガスが、円盤部では見られない激しい運動を示す、銀河系の特異領域である。図 1.2 は、様々な波長で見た銀河系を表している。(a) は一酸化炭素 (CO) の回転遷移の放射を観測した結果であり星間分子雲の分布を表している。(b) は赤外線の三色合成図で主に星間ダストの分布を表している。(c) は可視光域の三色合成図であり恒星からの光を、(d) はガンマ線を観測した結果であり超新星残骸やパルサーなどを起源とする高エネルギー粒子の分布を反映している。図 1.2 からわかるように、銀河系中心部はほとんどの波長帯で非常に明るいが、唯一、可視光 – 紫外線帯域においてはダストによる星間減光の効果でその姿はほとんど隠されている (図 1.2(c)。また、視線方向の様々な物質が重なっているために、観測された特徴を物理的に一つ一つの天体に区別し、それらの相互関係を調べることが難しい。さらに銀河系中心部は南天にあり、北半球からの観測は難しい。これらの理由からこの領域の理解は円盤部に比べて立ち遅れていた。

銀河系の中心には、他の明るい銀河と同様に超巨大ブラックホールがあると考えられている。このことも銀河系中心部の特徴のひとつといえる。しかしながらこのブラックホール、Sgr A*は、質量が約 $4\times10^{6}\ M_\odot$ と他の銀河の中心のブラックホールと比して質量が小さく、少なくとも現在はあまり活発な活動を示さないことが知

図 1.2: (a) 一酸化炭素分子輝線で見た銀河系。(b) 赤外線で見た銀河系 (赤: IRIS 12 μm、緑: IRIS 25 μm、青: IRIS 60 μm)。(c) 可視光で見た銀河系 (赤: Millinger red、緑: Millinger green、青: Millinger blue)。(d) ガンマ線で見た銀河系 (赤: Fermi band 3、青: Fermi band 4、緑: Fermi band 5)。

られている (Ghez et al., 2008; Gillessen et al., 2009)。Sgr A*の周りには約百 km s^{-1} の速度で回転する銀河系中心核周円盤 (Circum-nuclear disk, CND) と呼ばれる直径約 10 pc の高圧のガスリングが取り巻いており (Bradford et al., 2005)、そのさらに外側数 10 pc の領域は Sgr A と呼ばれる全天で最も明るい電波源が広がる。

1.2.1　ガス分布と幾何構造

明るい電波源である Sgr A、Sgr B、Sgr C などを含む中心部の半径約 300 pc には、総質量 10^8 $M_\odot$ もの多量の分子ガスが密集しており (銀河系の分子ガス総質量の約 10 % に相当する)、Central Molecular Zone (CMZ; 図 1.3) と呼ばれている (Morris & Serabyn, 1996)。

図 1.3 は、名古屋大学がチリ共和国に設置した口径 4 m ミリ波サブミリ波望遠鏡「なんてん」によって得られた CO 分子の銀河系中心部の空間分布図 (図 1.3 上) ならびに銀経-速度図 (図 1.3 下) である。下図で視線速度 −100–50 km s^{-1} の範囲で銀経

図 1.3: 上図は CO の空間分布図。下図は銀経速度図。

方向に直線状に伸びている 2,3 本の筋のような分子雲は、いずれも銀河系中心部の方向にはあるが距離が近い、手前の雲である。銀河系中心部の激しいガス運動と関連のないこれらの雲は、速度分散が ∼5–7 km s^{-1}(e.g., Sakamoto et al., 1994) と小さく、距離が近いため見かけ上広い角度範囲に分布する。一方、銀河系中心部の分子雲は、円盤部に存在する一般的なガスと比べて速度分散が 30–50 km s^{-1} とはるかに大きく、分子ガスの温度も 50–300 K と数 10 倍高い (e.g., Morris & Serabyn, 1996; Oka et al., 1998; Güsten & Philipp, 1997)。

さらにこの領域の分子雲の特徴としてその速度分布が挙げられる。銀経-速度図上でまず目につくのが、(1) $l = -1°$ から $2°$ の平行四辺形型の CO の分布、(2) この「平行四辺形」の中にある強度が高く、図上で縦に (速度軸方向に) のびる大速度分散を持つ雲 (速度域 0 km s^{-1}– 140 km s^{-1})、(3)「平行四辺形」の外にある強度が高く、大速度分散を持つ雲 ($l = 3°, 5°$ 等) などである。これらのうち、(2) の雲につい

ては、Sgr A、Sgr B、Sgr C、L1.3 度複合体などの名前で知られている天体であり、他波長の観測から活発な星形成を行う領域であることがわかっている。(3) の雲に関しては、星形成は活発ではないが、渦巻銀河によく見られるダストレーン同士の衝突によるものであると考える説や、磁気浮上ループのフットポイントであるとする説が議論されている (後述)。

(1) に見られる「平行四辺形」様の分布は、CO 分子だけでなく中性水素 (HI) ガスの分布でも見られる (Burton & Liszt, 1978)。そのため、この形状は、ガスが銀河系中心部の動力学の影響を色濃く反映した結果であると考えられ、それゆえ 1970 年代の発見当初から多くの研究者の関心を集め、議論がなされてきた。この「平行四辺形」の一番の特徴は、$l = 0°$ 付近の地点で速度が 0 にならない点である。通常、銀河の中のガスは角運動量を持っているため、銀河中心の周りに回転運動を示す。この場合、銀河内のある地点から銀河中心のガスを観測すると、視線方向が銀河回転の方向と直交するため、観測されたガスの視線速度は 0 km s^{-1} となるはずである。

図 1.4: (a) 膨張分子リング説を表す想像図 (Sofue, 1995a, より)。(b) バーポテンシャル説を表す想像図 (Morris & Serabyn, 1996, より)。

銀河系中心部のガスの持つ動径速度成分は、発見当初いくつかの証拠から、膨張運動に対応する速度であると考えられていた。そのため当時、「平行四辺形」は Sgr A、B、$\cdots$ を囲う膨張リングもしくはシェルであると解釈するのが主流であった (Kaifu et al., 1972; Scoville, 1972; Sofue, 1995b,a, 図 1.4(a) 参照。以降、膨張分子リングモデルと呼ぶ)。このモデルでは、多量 ($\sim 10^7$ $M_\odot$) のガスを膨張させるため、中心

外向きの圧力が必要不可欠であり、そのため銀河系中心が過去に $\sim 10^{55}$ erg 級のスターバースト様の爆発現象を引き起こしているとしている。しかしながら、前述の通り現在の銀河中心核はさほど活発ではなく、そのためこのモデル自体は棄却されないが立証は難しいと考えられる。また、このモデルでは銀経-速度図上の構造が、円や楕円でなくなぜ直線的な辺を持つ平行四辺形なのか?という疑問に答えることが難しい。そのため現在では膨張分子リングモデルを支持する研究者は少ないと思われる。ただし、最近の観測には銀河中心核が過去に活発であった可能性を示すものも少なくない。

Rodriguez-Fernandez et al.(2006) Fig. 1 & 2

Molinari et al.(2011) Fig. 5.

図 1.5: 図 (上) は、Rodriguez-Fernandez らの幾何学モデル (Rodriguez-Fernandez et al., 2006)。図 (下) は、Molinari らの幾何学モデル (Molinari et al., 2011)。

一方、J. Binney らは、銀河系中心部を貫くと考えられている星のバー構造の重力ポテンシャルが、銀河中心に流れ込むガスに作用することで引き起こす、特徴的

な二つの楕円軌道群 (x_1 軌道群、x_2 軌道群) によって「平行四辺形」が作り出されるという説を提唱した (図 1.4(b) 参照 Binney et al., 1991)。以降、バーポテンシャルモデルと呼ぶ)。このモデルでは、バーポテンシャルが作り出すガスの楕円軌道が観測に見られる直線的な「平行四辺形」の辺を作り出すとしている。バーポテンシャルモデルは、スターバーストのような特別な現象を必要とせず、当時銀河系に星のバーが存在することが観測から確認され認知されつつあったため、また「平行四辺形」を比較的うまく再現できるため、発表当初よりこれまで広く受け入れられ支持されている。Binney らによって提案されたバーポテンシャルモデルは、その後も観測データに見られる様々な天体との詳細な検討がなされている。図 1.5(上) は、Rodriguez-Fernandez et al. (2006) によって数値シミュレーションをもとに提案された銀河系中心部のガスの幾何学モデル、図 1.5(下) は、Molinari et al. (2011) によって冷たいダストの観測から提案された鞍型の構造であり、どちらもバーポテンシャルモデルをもとに考えられたモデルである (図 1.4(b) の x_2 軌道群が、図 1.5(上左) の Nuclear ring と、図 1.5(下) の鞍型構造に対応している。)。

このように広く受け入れられているバーポテンシャルモデルであるが、未だに説明できていない問題もあることをここで指摘しておく。以下に問題点を列挙する。

i) 銀緯方向の分布がわからない

ii) 「平行四辺形」を完全には再現できていない

iii) 銀経-速度図上の縦に伸びる大速度分散雲の説明ができない

(i) は、Binney et al. (1991) では銀緯 0.°1–0.°5 の薄いディスクとしてバーポテンシャルモデルを考案したためである。その後の追研究においても薄いディスクの再現に留まり、三次元幾何学構造を再現する段階に到達していない。(ii) は、再現された「平行四辺形」の右上の頂点の速度が $\sim$0 km s^{-1} になり菱形に近い形となるためである。これを回避するには、「平行四辺形」の上下辺の軌道と左右辺の軌道を異なるものと考える必要があり、不自然なモデルとなる。(iii) は、バーポテンシャルモデルのみで銀経-速度図上縦に伸びる構造を作るのは、原理的に不可能であるためである。これを、他の明るい銀河にも見られるような、ショック領域であるダストの濃い帯の正接点 (tangential point) であるとする説もあるが (e.g., Binney et al., 1991)、そのような証拠は観測的に見つかっていない。

以上のように、バーポテンシャルモデルは一定の成功を収めたとはいえ、このモ

デルのみで銀河系中心部の三次元幾何構造を示すことは難しく、銀河系中心部の幾何学モデルは未だに不完全であるといえる。バーポテンシャルモデルは、基礎モデルとなりうるが統一モデルとして確立されてはいないのが現状である。

1.2.2　磁場

銀河系中心部の特徴として無視できないのが、本節で説明するその特異な磁気環境である。観測技術が向上した最近約 10 年で、この領域において磁場が非常に重要な役割を果たすことを示す証拠が増えている。

Yusef-Zadeh et al. (1984) Fig1

Larosa et al. (2000) Fig1

図 1.6: 図 (左) は、Yusef-Zadeh et al. (1984) で 20 cm の電波連続波で発見された電波アーク (図左上)。図 (右) は、LaRosa et al. (2000) などで 90 cm の電波連続波で発見された threads の分布。

磁場に関連する具体的な天体の最初の発見は、今からおよそ 30 年前に遡る。Yusef-Zadeh et al. (1984) は、20 cm の電波連続波の観測から電波アークと呼ばれる銀河面に対して垂直に切り立って整列した直線状のシンクロトロン放射分布を発見した (図 1.6 左)。それに続いて銀河系中心部 300 pc 以内の領域に、threads と呼ばれる 20 以上の小さな電波アークのような非熱的フィラメント構造が銀河面から垂直に伸びているのが発見された (Morris & Yusef-Zadeh, 1985; LaRosa et al., 2000; Yusef -

Zadeh et al., 2004, 図 1.6 右)。これらの構造は、その形状と偏波観測の結果 (Tsuboi et al., 1986) から磁力線そのものが浮かび上がっているのであろうと考えられる。さらに、その形状は極めて直線的で、10–80 pc とサイズも大きいため、超新星残骸などでよく見られるものとは大きく異なり銀河中心の特殊な環境のみが生成しうる非常に強い磁場であろうと考えられている。形成起源については諸説あるがいまだに不明である。

しかしながら、すべての非熱的フィラメントは、付随する分子雲を伴っていることが観測から分かっているため、以下の仮定からその磁場の強さが推定されている。銀河系中心部の分子雲は、数十 km s^{-1} の速度分散を持っている。非熱的フィラメントは、このような分子雲に付随しつつ直線的な形状の剛性 (rigidity) を保っていることから、分子雲による圧力と磁力線の磁気圧を等しいとすると (エネルギー等分配を仮定すると) その磁場の強さは少なくとも 1–数 mG となる (Yusef-Zadeh & Morris, 1987a,b, 1988)。これは、銀河系内の星間空間の典型的な磁場強度、数 μG (e.g., Van Eck et al., 2011) と比べると 1000 倍も高い値に相当する。

Nishiyama et al. (2010) Fig.1

Novak et al. (2003) Fig.2

図 1.7: 図 (左) は、(Nishiyama et al., 2010) の近赤外線のダスト偏光観測から得られた磁力線ベクトルの分布。背景画像は、IRSF 望遠鏡によって得られた近赤外線の三色合成図。図 (右) は、(Novak et al., 2003) の赤外線のダスト偏光観測から得られた磁力線ベクトルの分布。

Fukui et al. (2006) Fig.1

図 1.8: (Fukui et al., 2006) によって ^{12}CO(J=1–0) の観測から明らかにされた磁気浮上ループの分布。図上段は、積分速度範囲-180 km s^{-1} から-90 km s^{-1} の空間分布図、図中段は、積分速度範囲-90 km s^{-1} から-40 km s^{-1} の空間分布図、図下段は発見された二つの磁気浮上ループの概形と速度分布を示す。

実際に銀河系中心部の磁場の強さを測定した研究例として、ダストによる星間偏光、偏波の Faraday 回転、Zeeman 効果の観測がある (e.g., Novak et al., 2003; Nishiyama et al., 2010; Law et al., 2011; Killeen et al., 1992)。これらの観測は、図 1.7 に見られるように銀河系中心部の磁場の向きが銀河面に対して水平方向であることを示しており、その強さは 1 mG よりも小さいことが指摘された。この結果は、非熱的フィラメントから見積もられた磁場とは方向も強さも異なるため一見相反するように思われるが、初期に銀河面を貫いていた垂直磁場が銀河回転に引き摺られて大局的には水平磁場になっているが、何らかの機構によって垂直方向の磁力線の束が保存され密になった箇所については (例えばガスの回転の流れをせき止めるような濃いガス雲があった場合、その場所での磁力線の向きは保存され、流れをせき止める効果で停滞したガス及び磁力線が密になり磁場強度が増幅される可能性がある。)、局所的に強い磁場があると考えることができる (e.g., Sofue et al., 1987; Davidson, 1996)。

また、近年、(Crocker et al., 2010) の研究から、非熱的電波の波長帯で放射スペクトル分布にカットオフがあることから、中心部 200 pc 以内の磁場は典型的に少なくとも 50 μG 以上であると推定され、大局的にも磁場が銀河円盤に比べ 10 倍程度強いことが示された。

以上に示した強い磁場は、銀河系中心部の進化に多大な影響を与えていることが推測される。しかしそれを直接示す観測的証拠はなかなかみつからなかった。そういった背景から、例えば磁場を含めない流体シミュレーションなどがこの領域のガス運動・分布の 1 次近似としてよく成り立つと考えられていた。2006 年、Fukui et al. (2006) は、分子雲の観測を基に銀河系中心部から銀経負方向 300–700 pc の領域に二つの巨大な分子雲ループ (ループ 1、ループ 2; 図 1.8) を発見した。それぞれの視線速度は、-180 – -90 km s^{-1} と -90 – -40 km s^{-1} であり、太陽系から銀河系中心部までの距離を 8 kpc であるとすると、ループの高さは 200 – 300 pc にもなる。また、ループ 1 とループ 2 はそれぞれの両端に濃い分子雲のかたまり (フットポイント) を持っており、 このフットポイントの速度分散は 50 – 100 km s^{-1} と非常に大きい。Fukui et al. (2006) では、これらループの起源として Parker 不安定性による磁気浮上ループ説を提案した。Parker 不安定性とは、静水圧平衡にあるガスに凍結した磁場が水平に走る環境下で垂直方向に成長する不安定性であり、Parker (1966) によって理論的に予言されたが、Fukui et al. (2006) はこれを初めて観測によって検証したことになる。Parker 不安定性によって、スケールハイトの数倍の高さを持った大きな磁気ループが形成され、ループから滑り落ちたガスはその根元にたまることが期待される (e.g., Matsumoto, R.; Horiuchi, T.; Shibata, K.; Hanawa, 1988; Shibata & Matsumoto, 1991)。銀河系内では宇宙線による影響で星間ガスはわずかだが電離している ($\sim 10^{-7}$)。よって星間ガスはほとんど中性であるが、磁場に引き摺られて運動をする荷電粒子との衝突によって中性粒子も同じ運動をするため、結果的に磁場はガスによく凍結しているといえる。ここで銀河系中心部に大局的に存在する強い水平磁場が垂直方向の摂動を受けると、Parker 不安定性によってガス・磁場ともにループ状に 100 pc 程度浮き上がる。これが観測された分子雲ループであると考えられる。磁気ループの形成と共に持ち上げられたガスは、やがて重力によってその根元へと落下し、そこで大きなガスのかたまり (フットポイント) を作る。この描像は、発見されたループ 1、ループ 2 の特徴と良く一致している。ループの持つエネルギーからその磁場の強さと Alfven 速度を見積もると、それぞれ 150 μG、24 km s^{-1} となる。この発見は、銀河系中心部の特異な磁場が、その分子雲のダイナミクスに多大な影響を及ぼしていることを示した最初の例であった。

次いで行われた他の分子輝線や赤外線を用いたループの詳細な研究からは、ルー

プ全体の運動エネルギーが 10^{52} erg となることが推定され、フットポイントには衝撃波によって加熱されたと思われる 30 - 100 K もしくはそれ以上の高温で、かつ 10^3 – 10^4 cm^{-3} と高密度なガスがあることが明らかにされた。運動エネルギーへの変換効率を 1% とすると、超新星爆発 1000 個分に相当するが、これを示す星形成はこの領域では観測されていないため、Parker 不安定性による磁気浮上ループ説は強く支持され、今ではその重要性が広く認知されている (Torii et al., 2010a,b; Kudo et al., 2011; Kaneda et al., 2012; Riquelme et al., 2010; Riquelme, 2011; Riquelme et al., 2013)。

Machida et al. (2009) Fig.4

図 1.9: 図は、Machida et al. (2009) の MHD 数値シミュレーションによって再現された磁気浮上ループの分布。白線は磁力線を、赤い部分は上昇、青は下降を示している。

これら観測的な研究以外にも磁気浮上ループの研究は、magneto-hydrodynamical (MHD、磁気流体力学的) 数値シミュレーションによって行われている (Machida et al., 2009; Takahashi et al., 2009)。Machida et al. (2009) は銀河系中心部の銀河回転を考慮した kpc スケールのガス円盤の 3 次元 MHD シミュレーションを実施した。それによると、Parker 不安定性に加えて差動回転によって磁気回転不安定性が成長し、動径方向の磁場成分が卓越した結果、銀河系中心部 1 kpc 以内の範囲で、およそ数百もの数の磁気浮上ループが形成されることが報告された (図 1.9)。

Machida et al. (2009) によって明らかになった磁場を伴う回転円盤の特徴のもう一つは、中心核付近から回転軸に沿って上下に吹き出す「磁気タワー」(magnetic tower) の発生である（図 1.10(a)）。磁気ループはパーカー不安定性によって円盤全

体にわたって発生するのに対して、磁気タワーは、中心に一対つくられる特徴的な構造である。その成因は、回転する中心核周円盤にアンカーされた磁場がパーカー不安定性によって上昇した後、回転によって捩じり上げられ、螺旋状に外向きに伝搬することによると考えられる。基本的にこれは円偏波アルフヴェン波の放出であり、数値計算結果によると回転円盤の軸上に普遍的に形成されることが分かっている。磁気タワーは、回転円盤の磁気的性質を特徴づける第２の観測的性質であると言える。類似のジェット状構造は系外銀河では観測されてきたが、銀河系においてはその観測的な検証は行なわれていなかった。

Fig. 3. Snapshot of the density distribution (blue color) and magnetic field lines at t = 149.5 (∼0.7 Gyr). The blue region shows the volume rendered density, and the curves show magnetic field lines.

図 1.10: (a) Machida et al. (2009) で見られる磁気タワー (Machida et al., 2009, fig.3 より)。白線は磁力線を、赤い部分は上昇、青は下降を示している。(b) Suzuki et al. (2015) で再現された銀経-速度図 Suzuki et al. (2015, fig.5 より)。色は柱密度を表す。

Machida et al. (2009) の大局的な回転円盤の計算は最近、Suzuki et al. (2015) によってより周到な磁気流体力学的数値計算へと発展した。Suzuki et al. (2015) は回転円盤の振る舞いを 10 億年オーダーで追跡し、stochastic にその挙動を解明した。その最も重要な結果は、銀経-速度図における平行四辺形の再現に成功したことである（図 1.10(b)）。ここで使われた星の重力ポテンシャルは軸対称なものである。にもかかわらず、磁気回転不安定性によってガスは動径方向に加速され、パーカー不安定性によるガスの上下への加速とカップルして確率論的に規定される動径運動を

引き起こす。これが、時間変動する平行四辺形形状を生み出すことが示されたのである。バーポテンシャルによらなくても平行四辺形が再現できることが示された意義は大きく、磁場によるガスの駆動の重要性がより一層強く提示されたと言える。また、Suzuki et al. (2015) は、銀河中心ハロー部にガスが高く分布することを示し、本研究で明らかになったハローとフィラメントの起源の解明にも応用できる可能性がある。

このように、パーカー不安定性による磁気浮上ループは、銀河系中心部において普遍的な現象である可能性がある。この研究の重要な点は、$\sim$150 μG の磁場が、星を作る母体であるガスを (ほとんど中性であるにもかかわらず)、数 10 km s^{-1} の速度で駆動し、フットポイントで大速度分散と高温・高密度のガスをつくる点である。すなわち、磁場が星形成史に与える影響は非常に大きいといえる。さらに、銀河系中心部の謎であるガスの高温、大速度分散の起源に新たな解釈を与える可能性もあるといえよう。

1.3　二重螺旋星雲

図 1.11: (a)*Spitzer* 宇宙望遠鏡によって得られた、24 μm の赤外線画像。赤枠は二重螺旋星雲 (DHN) の位置を示す。また、赤十字で Sgr A*、青半楕円で電波アークの位置と概形を示す。(b) 図 (a) の赤枠部の拡大図 (カラースケールを調整)。

二重螺旋星雲 (Double Helix Nebula, DHN) は、Morris et al. (2006) によって発見された、赤外線フィラメントである (図 1.11)。この天体は、銀河系中心核に位置する大質量ブラックホール、Sgr A*の北側約 0.6 から 0.8 度に位置する (図 1.11a)。その形状は、生物の DNA を想起させる、二つのフィラメントがねじれた螺旋構造

をしているように見える (図 1.11b)。距離については不明であったが、その特異な形状から、形成には磁場が深く関与していると考えられ、このことからも銀河系中心部の天体ではないかと考えられてきた。

図 1.12: (a) DHN 周辺の磁場ベクトルの分布 (直線) と 10 GHz の偏光マップ。(b) *Spitzer* 宇宙望遠鏡によって得られた、24 μm の赤外線画像に (a) の直線と等高線を重ねたもの。(どちらも Tsuboi et al. 2010 fig.2 より)

実際に、DHN の強い磁場起源と思われる非熱的電波放射が付随することも知られている (Law et al., 2008; Tsuboi & Handa, 2010, 図 1.12, 図 1.13)。図 1.13 は、偏波観測の結果である。左図において黄-青で見られる広がった構造は、電波アークを根元として伸びる偏光電波プルームである。分解能は低いものの、DHN の方向で強い磁場があること、螺旋に対応する磁力線分布があることが示唆された。*Spitzer* の観測データ (Stolovy et al., 2006) の放射スペクトル分布解析からは、熱的ダスト放射と輝線様放射も含むことが分かっている (Morris et al., 2006)。ここで輝線様成分が PAH の放射だとすると、ダストの温度は最大で 630 ± 40 K である (しかしながらこの結果は仮定によって大きく下がる可能性があることがわかっている)。

Morris らは、この天体の起源について、MSX 望遠鏡から得られた赤外線分布が DHN と Sgr A*とをつなぐように見えるため、Sgr A*の周囲にある銀河系中心核周円盤 (circum-nuclear disk, CND) から発射されたねじれたアルフヴェン波によって駆動されたと提案した (図 1.14a)。一方で、5,10 GHz の電波連続波による偏光観測を基に、DHN は GC ローブ (Sofue & Handa, 1984) の東端部分 (電波アークに付随

図 1.13: (a) 6cm の電波連続波の分布図。(b) *Spitzer* 宇宙望遠鏡によって得られた、24 μm の赤外線画像の DHN の概形に (a) を重ねた図。

する偏光電波プルームの先端) であり、Sgr A*ではなく電波アークにつながっているとする別の可能性が議論されている (Tsuboi & Handa, 2010; Law et al., 2008, 図 1.14b)。

この天体は、銀経 ∼0° というその位置と、特異な形状から、銀河系中心部の特徴や過去の活動性を保持する重要な天体であると考えられるが、これまで分子輝線などの観測は行われておらず、DHN の温度・密度・エネルギー等といった基本的な物理量や速度情報は得られていない。またその距離も測定されていなかった。そのためこれらの説も、ダスト・磁場分布のみからの推論であり、その起源はほとんど解明されていないと言って過言ではない。

1.4　本論文の目的

宇宙は多くの銀河で構成されているため、銀河の理解は天文学の重要な課題の一つである。様々な銀河を統一的に理解する上でもっとも重要なのが、我々の住む銀河系である。銀河系はもっとも観測に適した銀河であると同時に、他の銀河を理解する上での一つのテンプレートとなり得るからである。

銀河進化の研究を行う上で、その個性を色濃く反映する中心部の物理状態を理解することは特に重要である一方、複雑な中心部を解釈することは極めて困難であるというジレンマがある。しかしながら、その全貌は近年のめざましい観測技術の進歩とともに徐々に明らかにされつつある。

私は本論文で、銀河を形作る星の母体である、分子ガスのダイナミクスに焦点を

図 1.14: (a) Morris et al. (2006) で提案された DHN の起源を表した概略図。(b) Tsuboi & Handa (2010) で提案された DHN の起源を表した概略図。図中青色の楕円は電波アークの位置、赤十字は Sgr A*の位置を示す。

当てる。分子ガスから星の形成、さらにはその終焉に起こるガスの放出現象に至るガスのサイクルを追うことは、銀河進化の研究そのものであり、重要である。さらに 1.2.2 で触れたように、この領域のガスは、磁場によって多大な影響を受けている可能性が高く、磁場も含めた議論が必要である。

よって本研究では、特に、二重螺旋星雲 (DHN) の形成と起源に着目した。この天体は、銀河系中心部の過去の力学的・磁気的活動を理解する上で鍵となる天体であるが、これまでその温度や密度といった物理量は観測から求められていなかったため、成因についての議論は想像の域をでなかった。そのため私は、

(1) CO の広域観測による CMZ の分子雲の研究と幾何構造についての考察　(第 2 章)

(2) CO の観測による DHN に付随する分子ガスの探査　(第 3 章)

(3) 多輝線観測による付随分子雲の物理状態の推定　(第 4 章)

(4) 観測結果から考えられる DHN の起源の考察　(第 5 章)

の流れで研究を行った。以下順を追って成果を報告する。

第 2 章　多輝線 CO による銀河系中心部の広域観測

2.1　背景と動機

銀河系中心部 (銀経およそ -2° から 2° の領域) は、様々な天体が視線上に多く重なるため非常に複雑な領域である (1.2 参照)。特に、可視光の波長帯では、視線上手前の星間分子雲による強い減光の影響でその姿は隠され、観測は困難をきわめる (図 1.2c)。このようなことが原因となって、いくつかのモデルは存在するものの、この領域の三次元幾何学構造は未だにはっきりとわかっていない (1.2.1 参照)。しかしながら、星を作るもととなるガスのダイナミクスを理解するためには、この特異領域の幾何学構造を理解することは非常に重要な課題である。またこの領域のガスが持つ大速度分散は、銀河系中心部の強い磁場と関係している可能性がある (1.2.2 参照)。これらを解き明かすために、銀河系中心部の広範囲にわたる星間ガスの観測は非常に重要な意味を持つ。

宇宙において重要な役割を果たす星間物質は、主に水素とヘリウムから成るが、最も存在量が多い元素である水素の観測が特に重要である。水素は星間空間で、多くは中性水素原子 (HI) と水素分子 (H_2) の形で存在する。HI は 21 cm の微細構造線を観測することで分布を知ることが可能である。一方で、H_2 は紫外線域に吸収線を持つが、紫外線を放つような高温領域はほとんどが星の周辺であり、数–数十 K の星間空間では放射しない。よって、H_2 の分布の観測には主に一酸化炭素 (CO) が用いられる。

CO は He に次いで存在量が多く、H_2 の 1 万分の 1 程度存在する分子である。CO は異核 2 原子分子であるため、電子分布に偏りが生じることで電気双極子モーメントを持ち、このため電波領域の回転遷移を持つ。この、$^{12}C^{16}O$ の J=1–0 にあたる、115.2717 GHz の電波の観測は、一般的に水素分子雲をトレースすると考えられる (密度約 10^3 cm^{-3})。1970 年の宇宙空間での CO の初検出以来 (Wilson et al., 1970)、多くの研究者が CO の分布を手掛かりに分子ガスのダイナミクスについての研究を行っている。

銀河系中心部の原子・分子ガス分布も HI、CO を用いて精力的に行われてきた (e.g., McClure-Griffiths et al., 2012)。しかし、いたるところに存在する HI については、

図 2.1: (a) チリ、ラスカンパナス天文台のなんてん望遠鏡。(b) チリ、アタカマ砂漠の NANTEN2 望遠鏡。(c) オーストラリアの Mopra 望遠鏡。(d) ハワイ島の CSO 望遠鏡。

銀河系中心部では吸収の影響が甚大であり、$|l| \leq 1°$、$|b| \leq 1°$ の領域では正しい強度分布を示さない (Burton & Liszt, 1978)。このため、この領域のガスダイナミクスを研究する上で CO の分布は特に重要である。Scoville & Solomon (1974) は、初めて銀河系中心部の $|l| \leq 3°$、$|v| \leq 300$ km s^{-1} の範囲について、$2'$ の角度分解能で CO のストリップ観測を行い、銀河系中心部の分子ガスの速度分布の全容を明らかにした。さらに、Bania (1977) はこれを拡張し、Bally et al. (1987, 1988)、Liszt & Burton (1979)、Bitran et al. (1997) では、マッピング観測から、分子ガスの空間・速度の三次元分布を明らかにした。しかしながらこれらの観測は、角度分解能が $100''$ (∼4 pc に相当; 銀河系中心部までの距離を 8 kpc と仮定) よりも粗く銀河系中心部の分子雲を個々に分解・区別するには分解能が不十分であった。また、観測グリッドサイズがビームサイズを上回っており、サンプリングが不十分であったため正確な物理量を求めることができないという問題があった。Oka et al. (1998) は、野辺山 45 m 電波望遠鏡を用いて初めて $100''$ を切る、$34''$ の分解能で ^{12}CO(J=1–0) の広域観測を行っ

た。しかしながらこのデータもサンプリングが不十分であることと、銀緯方向の観測範囲が $|b| \sim 0\overset{\circ}{.}6$ 以下に限られているという問題があった。一方、Mizuno & Fukui (2004) は、ラスカンパナス天文台標高約 2000 m のなんてん電波望遠鏡を用いて、154″ の分解能で銀河面の CO の広域マッピングを行った (図 2.1)。このデータは-$1\overset{\circ}{.}3 \leq l \leq 3\overset{\circ}{.}5$、$|b| \leq 1\overset{\circ}{.}0$ の範囲についてはフルサンプリングを達成している。分子雲の励起状態を知る上で必要な、CO のさらに高い回転準位からの遷移放射の観測もいくつか例がある (J=2–1: Oka et al., 1996, 1998; Sawada et al., 2001),(J=3–2: Oka et al., 2011, 2012), (J=4–3: Martin et al., 2004), (J=7–6: Martin et al., 2004)。しかしながらこれらの観測もアンダーサンプリングのデータである。

以上で述べたように、多くの CO の観測データはアンダーサンプリングであるという問題を抱えており、そのため正確な物理量を議論するには不十分であった。そこで、我々はチリ、アタカマ砂漠に設置された NANTEN2 4 m 電波望遠鏡を用いて、銀河系中心部の 4°× 2° の範囲について、^{12}CO(J=2–1) を用いておよそ 90″ の角度分解能 (∼4 pc) でフルサンプリングのマッピング観測を行った。NANTEN2 は、なんてんの主鏡を約 3 倍の高精度化し、アストロドームに設置して、標高 4865 m のアタカマ高地に移設したものであり、サブミリ波まで観測できる広域観測望遠鏡である。本章では、この観測データと Mizuno & Fukui (2004) の ^{12}CO(J=1–0) の観測データとを合わせて、銀河系中心部の全域の分子ガス分布とその物理状態についての議論を行う。

2.2　使用データ

2.2.1　なんてん ^{12}CO(J=1–0) データ

^{12}CO(J=1–0) のデータは、Mizuno & Fukui (2004) のデータを用いた。

このデータは、チリ、ラスカンパナス天文台に設置されたなんてん電波望遠鏡を用いて取得された (図 2.1a)。望遠鏡の口径は 4 m であり、115 GHz の周波数でビーム半値幅 (Half-power beamwidth, HPBW) は 2′.6 である。受信機には、SIS ミクサ (Ogawa et al., 1990) を搭載しており、大気を含めたシングルサイドバンドの天頂方向のシステム雑音温度は、およそ 250 K である。分光計には、2048 チャンネルの音響光学型スペクトル分光器を用いており、観測可能周波数範囲は 250 MHz、周波数分解能は 250 kHz である。これは 115 GHz の周波数では、±300 km s^{-1} の速度範囲と 0.65 km s^{-1} の速度分解能に対応する。観測は、ポジションスイッチング法に

て、-1.°3 $\leq l \leq$ 3.°5、$|b| \leq$ 1.°0 の範囲については 2′ グリッドで、それ以外の領域については 4′ グリッドで行われた。速度を 1 km s^{-1} にリグリッドした最終データのノイズレベルは、∼0.25 K である。

2.2.2　NANTEN2 ^{12}CO(J=2–1) データ

230 GHz の ^{12}CO の J=2–1 遷移の観測は、2010 年 7 月から 2011 年 1 月にかけて、ミリ波サブミリ波望遠鏡 NANTEN2 を用いて行われた (図 2.1b)。木星の観測から求めた半値ビーム幅は 90 秒角である。天頂での大気を含む典型的なシステム雑音温度およそ 180 K である。望遠鏡には、DSB の 4 K 冷却超電導受信機が搭載され、分光観測には、バンド幅 1 GHz、周波数分解能 61 kHz のデジタル分光計を使用した。観測した速度範囲は 1300 km s^{-1}、速度分解能は 0.08 km s^{-1} である。観測は on-the-fly (OTF) マッピングモードで行われ、空間方向にガウス関数を用いた平滑処理を行った。総観測時間はおよそ 250 時間であり、最終的な r.m.s. ノイズは 0.65 km s^{-1} の速度分解能で 0.35 K である。本論文において、速度は常に局所慣性系を参照する。

2.3　結果

2.3.1　分子雲フィラメントと分子雲ハローの発見

図 2.2 (上) は、 ^{12}CO(J=2–1) で今回観測した全領域の積分強度図である。積分した速度範囲は、観測した全速度範囲にあたる −300 km s^{-1} から 300 km s^{-1} である。図 2.2 (下) は、Mizuno & Fukui (2004) の ^{12}CO(J=1–0) のデータの、上図と同じ空間・速度範囲の積分強度図である。これらの図から、CMZ は二輝線でほとんど同じ概形を示していることがわかる。また、これまで比較的分解能の高いデータがなかった $|b| \geq$ 0.°6 の領域にも薄く伸びた分子雲が存在していることがわかる。^{12}CO(J=2–1) のデータは、角度分解能が高く、小さい分子雲まで分解ができていることが見てとれる。そのため、このデータは分子雲の細かい構造などを見るのに都合が良い。一方、 ^{12}CO(J=1–0) のデータは、ノイズレベルが低く、分子雲を探す上で最も基本的な輝線であるため、放射の弱い薄い雲を探すのに適している。

図 2.3 は、^{12}CO(J=2–1) の空間分布の速度チャンネル図である。それぞれのチャンネルの積分速度範囲は、図中左上に示している。(さらに詳細な速度チャンネル図については、図 A.1–図 A.3 参照。) この図からは、縦（銀緯）方向に伸びる分子雲を見い出すことができる。中には $|b| \geq$ 0.°6 領域までのびた分子雲もいくつかある。これらのいくつかはすでに先行研究で議論されている天体であるが、それら全てを

合わせてここでは、分子雲フィラメントと呼ぶ。さらに、図からは濃い茶色で示されたCMZのメインの分子雲の外側を、薄い分子雲 (強度 30 K km s^{-1} 程度) が取り囲んでいるのがわかる。この分子雲を以後、分子雲ハローと呼ぶ。分子雲フィラメント、ならびにハローは、一部の分子雲フィラメントを除いて、我々のNANTEN2による (特にb方向に) 広範な感度の良い観測によって初めて明らかにされた天体である。

図 2.2: (上) ^{12}CO(J=2–1) の空間分布図。積分した速度範囲は、観測した全速度範囲にあたる −300 km s^{-1} から 300 km s^{-1} である。(下) ^{12}CO(J=1–0) の空間分布図。積分した速度範囲は、観測した全速度範囲にあたる −300 km s^{-1} から 300 km s^{-1} である。

図 2.4 は、^{12}CO(J=2–1) の銀経-速度図である。それぞれの銀緯積分範囲は、図中

図 2.3: ^{12}CO(J=2–1) の空間分布の速度チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分速度範囲は、図中左上に示している。

図 2.4: ^{12}CO(J=2–1) の銀経-速度図の銀緯チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分銀緯範囲は、図中左上に示している。

左上に示した。(さらに詳細な銀経-速度図については、図 A.4 - 図 A.6 参照)。この図で、横 (銀経) 方向に直線上にのびて分布する CO は、おおむね銀河系中心部よりも距離の近い手前の雲からの放射によるものである。図 2.4 中段には、平行四辺形型の分子雲の分布とその中を埋める濃い分子雲の集合体が見られる。この濃い分子雲が CMZ の主体となる Sgr A、B、C などを含むものである。上段には「平行四辺形」の下辺の名残が、下段には「平行四辺形」の上辺の名残が見える。これらの特徴は、中心部の Sgr A、B、C を含むメインの分子雲塊の周りを、薄い雲が (銀経-速度図上で平行四辺形型に) 取り巻いており、この周囲の分子雲は手前側と奥側で銀河面からの高さが異なっている（この分子雲の面と銀河面とが並行でなく傾いている）という描像を与える。

図 2.5: ^{12}CO(J=2–1) の速度-銀緯図の銀経チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分銀経範囲は、図中左上に示している。

図 2.5 は、^{12}CO(J=2–1) の速度-銀緯図である。それぞれの銀経積分範囲は、図中左上に示した。(さらに詳細な速度-銀緯図については、図 A.7 - 図 A.9 参照。) この図で、縦 (銀緯) 方向に直線上にのびて分布する CO は、おおむね銀河系中心部よりも距離の近い手前の雲からの放射によるものである。各図の中央 (銀緯 0 ° 付近) に存在する白の等高線で描かれた濃い分子雲が CMZ の本体にあたる。$|v| \geq 100$ km s^{-1}

の濃い茶色の分子雲は図 2.4 で平行四辺形を形取っていた分子雲に対応している。これらの分子雲は、薄い茶色の分子雲ハローによって囲まれ、高銀緯まで広がっていることが見て取れる。また、図 2.5 中段左の図は、図 2.4 でも見られた速度負側で銀緯が下がり、速度正側で銀緯が上がるという平行四辺形型分子雲の面の傾きをよく表している。

2.3.2　分子雲フィラメントとハローの分布

本研究により発見された、分子雲フィラメントとハローの空間分布を図 2.6 にまとめる。

図 2.6: (a) 分子雲フィラメントとハローの分布の概略図。灰色の等高線で分子雲ハローを、黒等高線で CMZ の主成分を示す。分子雲フィラメントはその視線速度で赤 (速度正)、黒 (速度 ∼ 0)、青 (速度負) に色分けした線で示した。また、Sgr A*などのいくつかの有名な天体の位置は黒十字で示した。(b) *Spitzer* 宇宙望遠鏡によって得られた 8 μm の赤外線放射分布図に (a) の概略図を重ねた図。

各分子雲フィラメントは、図 2.6a に示されるように、視線速度の順で Molecular Filament (MF) 1, $\cdots$, 6 と名付ける。ただし、黒線で示されている「DHN ridge」に関しては、他の 6 本のフィラメント状分子雲と性質が大きく異なると思われるため、除外した (詳しくは 3 章以降を参照)。

図 2.6(b) から、MF1、DHN ridge の二つのフィラメント状分子雲は、8 μm の付随赤外線雲を持つことがわかる。MF3 と MF4 は、「GC トルネード」としてすでに報告されていた分子雲と同様のものであり (Sofue, 2007)、分子雲を垂直に貫く磁束管が差動回転の影響を受けることで捻られて竜巻状になったとの解釈が論じられている。MF5 と MF6 は 24 μm の赤外線で非常に明るく輝く天体である AFGL5376 に関係していると考えられている (Uchida et al., 1994)。Uchida らによると、この付近の領域には、AFGL5376 と GC ローブの西側部が存在しており、銀経-速度図に見られる平行四辺形の膨張分子リングに付随する MF6 が、その外側に存在していた MF5 と衝突したことでショック領域が形成され、これが AFGL5376 と GC ローブの西側を作ったとしている。しかしながら、この膨張分子リングモデルには議論の余地がある (1.2.1 参照)。

図 2.7 は、分子雲フィラメントの銀経-速度図上での位置を示している。すべてのフィラメントは「平行四辺形」の頂点に存在することがここからわかる。

図 2.8 は、分子雲フィラメントとハローを含む高銀緯領域の空間分布と銀経-速度図上での位置を示している。ここから、分子雲ハローは、主に「平行四辺形」の辺に多く存在することがわかる。

2.3.3　分子雲フィラメントとハローの励起状態

図 2.9 は、^{12}COJ=2–1/J=1–0 の輝線強度比 ($R_{2-1/1-0}$) の銀経-速度分布図である。各図の積分銀経範囲は図中左上に示してある。色は、輝線強度比を、等高線は、^{12}CO(J=2–1) を表す。$R_{2-1/1-0}$ は、分子雲の励起状態の高さを表す指標となるため非常に有用である。一般に銀河円盤での典型的な比は 0.5–0.7 程度である (Sakamoto et al., 1994; Hasegawa et al., 1998)。しかしながら、^{12}CO(J=1–0) は ^{12}CO(J=2–1) よりも光学的に厚いため、より自己吸収を起こしやすい。これによって、特に $|l| \leq 1\overset{\circ}{.}0$、$|v| \leq 100$ km s^{-1} の領域は、自己吸収の効果で $R_{2-1/1-0}$ の値が高くなる可能性があることに注意が必要である。中段右図の $l \leq 1\overset{\circ}{.}4$、$|v| \leq 100$ km s^{-1} の領域に注目すると、手前のガスは、水色で示される 0.3–0.4 の低い比の値を示すことがわかる。一

図 2.7: (a-c)^{12}CO(J=2–1) の銀経-速度図。積分銀経範囲は、図左下に示されている。また、MF1-6 の位置を破線の四角で示した。

方で、すべての分子雲フィラメントは 0.5 以上の高い比の値を示している。また、最も高い領域では 1.0 以上となっていることがわかる (Torii et al., 2014a)。分子雲ハローの大部分は「平行四辺形」の辺上に分布するため、比の値は 0.5–0.6 と手前のガスより高い。以上のことから、分子雲フィラメントとハローは、銀河系中心部の強い乱流の影響を受け、分子雲の励起状態が銀河円盤の分子雲に比べて高くなっていると推測される。

2.4　議論

NANTEN2 の観測によって発見された分子雲フィラメントとハローは、これまで高銀緯領域であるためあまり注目されていなかった薄く広がった分子ガスである。しかしながら、スペクトルの積分強度 $W_{\rm CO}$ と水素分子の柱密度 $N(H_2)$ の経験的な比率である X ファクター (詳細は次章) として 0.7×10^{20} cm^{-2}(K km s^{-1})$^{-1}$ を採用し (Schultheis et al., 2014; Torii et al., 2010b)、その分子質量を見積もると、ハローとフィラメントの合計で $\sim$4$\times$10^6 $M_\odot$ となり、CMZ 全体の質量の約 10% に相当す

図 2.8: (a) 下: ^{12}CO(J=1–0) の銀経-速度図。積分銀緯範囲は、図左上に示されている。また、分子雲ハローの位置を破線の楕円で示した。上: ^{12}CO(J=1–0) の空間分布図。積分速度範囲は、図左上に示されている。下図の積分範囲に含まれていない領域は、黒四角でマスクされた領域に対応する。(b) 下: ^{12}CO(J=2–1) の銀経-速度図。積分銀経範囲は、図左上に示されている。上: ^{12}CO(J=2–1) の空間分布図。積分速度範囲は、図左上に示されている。下図の積分範囲に含まれていない領域は、黒四角でマスクされた領域に対応する。

る (Enokiya et al., 2014b)。このため、このガスの存在は、銀河系中心部のガスの運動学を検討する上で無視できないものであるといえる。

これらの起源として考えられるのが、この領域の特異な磁気環境による影響である。Fukui et al. (2006) が示したように、この領域の強い磁場は、ガスを駆動し、この領域のガスのダイナミクスに多大な影響を与える可能性がある。Suzuki et al. (2015) では、銀河系中心部全域の 3 次元軸対称 MHD シミュレーションを行い、磁気回転不安定性 (Magneto-rotational instability; MRI) や Parker 不安定性といった磁場に関連する不安定性がガスのダイナミクスに影響を与えることを示した。彼らはこれによって、ガスの動径方向の速度幅が増し、銀経-速度図上の「平行四辺形」を形成したという可能性を指摘している (1.2.2)。ハローやフィラメントの近くには、活発な星形成を行っている痕跡が見られないため、以上のようなプロセスで磁場によって駆動された分子雲である可能性が十分に考えられる。

いずれにしろ、ハローとフィラメントの成り立ちの解明は、銀河系中心部の三次

図 2.9: $R_{2-1/1-0}$ の銀経-速度分布のチャンネル図。色は、CO の輝線強度比を表す。各チャンネルの積分銀経範囲は図中左上に示してある。等高線は、 ^{12}CO(J=2–1)。MF1–6 の位置を記入した。

元幾何学構造の解明に大きな影響を与える可能性があり、今後の重要な課題である。

2.5　まとめ

NANTEN2 望遠鏡による CMZ の ^{12}CO(J=2–1) による全面観測により、これまで見つかっていなかった高銀緯に分布するハロー状分子雲 (分子雲ハロー) と、銀河面から高銀緯まで伸びるフィラメント状分子雲 (分子雲フィラメント) の存在が初めて確認された。

これらの総質量は $\sim 4\times10^6\ M_\odot$ であり、CMZ 全体の質量の約 10% に相当し、無視できない存在であるといえる。

これらの起源としては、この領域に特有な強い磁場による不安定性を通したガスの駆動が考えられるが、詳細については今後検討課題である。

本研究では、第 3 章以降 DHN ridge に焦点をあてて詳細な解析結果を提示する。

第 3 章　二重螺旋赤外線星雲に付随する分子雲の発見

3.1　導入と概要

Spitzer 宇宙望遠鏡のデータより、Sgr A*から北に 0°.6–0°.8 の位置に二重螺旋星雲 (Double Helix Nebula, DHN) が発見された (Morris et al., 2006)。Morris et al. (2006) は、DHN は、Sgr A*の周囲にある銀河系中心核周円盤 (circum-nuclear disk, CND) につながっているねじれたアルフヴェン波によって駆動されたと提案した。一方で、5, 10 GHz の電波連続波による偏光観測を基に、DHN は GC ローブ (Sofue & Handa, 1984) の東端部分であり、Sgr A*ではなく電波アークにつながっているとする別の可能性が議論されている (Tsuboi & Handa, 2010; Law et al., 2008)。さらに最近、銀河系中心部の非熱的電波スペクトルにカットオフがあることから、銀河系中心部 200 pc 以内の磁場の強さは典型的に少なくとも 50 μG 以上であると推定された (Crocker et al., 2010)。これらの観測的研究は、磁場が銀河系中心部のガス運動学において極めて重要な役割を果たす可能性があることを示唆する。

銀河系中心部の様々な特徴的な天体の中から、ここでは DHN に焦点を当てる。先行研究において DHN は赤外波長域と電波連続波でのみ観測され、その質量や内包するエネルギー量は観測的に評価されてこなかった。それゆえ DHN の基本的な物理量はあいまいなままであった。そこで私は、DHN の物理状態をよりよく理解し、付随している可能性のある候補天体を判別する情報を得るために、4 m 電波望遠鏡 NANTEN2 を用いて CO の回転遷移による、CMZ の掃天観測を行い、DHN に付随する可能性のある分子雲の探査を行った。観測は CMZ の全範囲に渡って 180 並びに 90 秒角の角度分解能で行い、DHN の赤外線分布との直接比較を可能にした。さらに NANTEN2 によって発見した DHN 付随分子雲候補について 2 基の電波望遠鏡を用いて約 3 倍の角度分解能で追観測を行った。

本章以降では、DHN に付随する分子雲の発見とそこから示される銀河系中心の活動性について議論を行う。本章では、DHN 付随分子雲の発見と、高分解能の追観測によって明らかにされたその物理的特徴について説明を行う。第 4 章では、DHN 付随分子雲と銀河系中心部の他天体との関連について議論を行う。また、DHN の距離についての考察を行う。第 5 章では、他波長観測との比較を通し、DHN の起源につ

いての総合的な議論を行い、第 6 章でまとめを行う。

3.2　使用データ

3.2.1　NANTEN2 ^{12}CO(J=2–1) データ

^{12}CO(J=2–1) のデータとして、2.2.2 のデータを用いた。

3.2.2　CSO ^{12}CO(J=2–1)・^{13}CO(J=2–1) データ

図 3.1: 図は *Spitzer* 望遠鏡から得られた波長 24 μm の赤外線分布。白線は CSO 望遠鏡を用いて観測した領域、白破線は、Mopra 望遠鏡を用いて観測した領域を表す。

^{12}CO(J=2–1) と ^{13}CO(J=2–1) 遷移の観測は、10.4 m の Caltech Submillimeter Observatory (CSO) 望遠鏡を用いて 2011 年の 6 月に行った図 2.1(d)。ビーム半値幅 (Half Power Beam Width; HPBW) は、230 GHz 帯において 33″ で銀河系中心部の距離では 1.4 pc に対応する。望遠鏡に搭載された SIS 受信機から得られたシステム雑音温度は、230GHz 帯で典型的に ∼400–500 K であり、^{12}CO(J=2–1) と ^{13}CO(J=2–1) 遷移が同時に観測可能である。分光系は 8192 チャンネルの高速フーリエ変換分光計であり、230 GHz においてその観測可能速度範囲は ∼1300 km s^{-1}、速度分解能は 0.16 km s^{-1} である。図 3.1 に示す 9 つの 4′× 4′ の領域を、on-the-fly (OTF) モードで

実施した。観測グリッドは 15″ である。このデータについて速度分解能 0.79 km s^{-1}、ガウス関数を用いて空間分解能 45″ に平滑化処理を行うことで、良好なノイズレベルを達成した。指向精度の確認と調整は、1 時間おきに SiO メーザーを観測することで行い、5″ 以内の指向精度を達成した。得られたスペクトルは、ビーム能率を 0.698 として T_{mb} スケールに変換した。最終マップでは、ノイズレベルはチャンネルあたり ∼0.08 K であった。

3.2.3　Mopra ^{12}CO(J=1–0)・^{13}CO(J=1–0) データ

^{12}CO(J=1–0) と ^{13}CO(J=1–0) 遷移の観測は、口径 22 m の ATNF Mopra ミリ波望遠鏡を用いて、2011 年の 10 月にオーストラリアにて行った図 2.1(c)。ビーム半値幅 (HPBW) は、110 GHz 帯において 33″ であり、CSO の J = 2-1 遷移の観測と等しい。同じく OTF モードで観測は実施され、観測領域は図 3.1 に示す 8 つの 4′× 4′ の領域である。典型的な SSB システムの雑音温度は 500 K であった。分光計には The Mopra backend system — MOPS と呼ばれる、二つの直交した偏波でそれぞれ 137.5 MHz の帯域、4096 チャンネルを持つシステムを用いた。有効速度分解能と観測可能速度範囲は、150 GHz においてそれぞれ 0.088 km s^{-1} と 360 km s^{-1} であった。指向精度の確認と調整は、1 時間おきに 86 GHz 帯の SiO メーザーを観測することで行い、7″ 以内の指向精度を達成した。スペクトルは、15″ ごとにグリッドされ、ガウス関数を用いて 45″ のビームサイズに平滑化を行った。

絶対強度の校正のために Orion-KL (R.A., decl.) = (5^h 35^m 14.5^s, − 5° 22^m 29.6^s) を観測し、Ladd et al. (2005) との比較を実施した。Ladd et al. (2005) にてビーム能率は、観測された Orion-KL のピークアンテナ温度を、Ladd et al. (2005) の図 6 で示された補正絶対強度である 100 K で割ることで 0.38 と推定されたためこれを用いた。最終的に速度分解能はスペクトルの温度校正後、0.86 km s^{-1} となるようにガウス関数を用いて平滑化を行った。典型的なノイズレベルは ^{12}CO(J=1–0) で 0.14 K、^{13}CO(J=1–0) で 0.07 K であった。なお、CSO と Mopra の観測において用いられた OTF スキャンの参照点には、両遷移において ±100 km s^{-1} の範囲で ∼0.05 K のノイズレベルで有意な放射が検出されなかった、(l, b) = (359.°334, 1.°800) の点を用いた。

3.3　結果

3.3.1　DHN 付随分子雲候補の発見

図 3.2 は、NANTEN2 で観測された l が $\pm 2°$、b が $\pm 1°$ の範囲の ^{12}CO(J=2–1) 放射の積分強度分布図である。CMZ の主要成分は $|b| \leq 0.°5$ の範囲に分布している。DHN の位置は、図中 $(l, b) = (\sim 0.°0, \sim 0.°75)$ に黒枠で示した。^{12}CO(J=2–1) の全観測範囲の詳細な速度チャンネル図は、図 A.1 から図 A.3 に示している。我々はこれらの図中の速度構造の解析を行った結果、2 つの速度帯で DHN 付随分子雲候補を発見した。

図 3.2: ^{12}CO(J=2–1) の空間分布図。積分速度範囲は、図左上に示してある。図中、黒枠は DHN の位置を示す。

図 3.3(a) と (b) は、２つの DHN 付随分子雲候補を示しており、速度帯はそれぞれ -35 km s^{-1} 周辺と 0 km s^{-1} 周辺である（以降これらをそれぞれ、-35 km s^{-1} 分子雲、0 km s^{-1} 分子雲と呼ぶこととする）。これら二つの直線状分子雲はどちらも DHN に沿って分布しており、-35 km s^{-1} 分子雲が b = 0.°86 まで、0 km s^{-1} 分子雲が 0.°83 まで達している。-35 km s^{-1} 分子雲は DHN の西端外側に隣接して付随するように分布する一方で、0 km s^{-1} 分子雲は DHN の東端に沿ってその中心軸を持つように分布している。両者とも、もし銀河系中心部の距離 (8 kpc) の天体ならば、10–20 pc に対応する幅を持つ。

図 3.4(a) と (b) では、二つの分子雲の詳細な速度分布を示す。ここから、二つの分子雲は両者とも東から西の方向へおよそ 0.4 km s^{-1}pc^{-1} の速度勾配を持つことが

図 3.3: *Spitzer* 宇宙望遠鏡より得られた 24 μm の DHN の赤外線イメージに ^{12}CO(J=2–1) の等高線を重ねた図。等高線の積分速度範囲はそれぞれの図の左上に示す。(a) -35 km s^{-1} 分子雲。(b) 0 km s^{-1} 分子雲。

わかる。仮にこの速度勾配を回転によるものと考えると、回転方向は銀河系中心核周円盤 (CND) の回転方向と等しいが、速度は 2 桁ほど CND の方が大きい。

次に、分子雲の質量の推定を行う。ここでは、^{12}CO(J=1–0) スペクトルの積分強度 $W_{\rm CO}$ と水素分子の柱密度 $N(H_2)$ の経験的な比率である X ファクター、

$$X = N(H_2)/W_{\rm CO} \tag{3.1}$$

を用いて水素分子の柱密度を推定した。今回、この経験的な比である X ファクターは、0.7×10^{20} cm^{-2}(K km s^{-1})$^{-1}$ を採用した (Schultheis et al., 2014; Torii et al., 2010b)。水素分子の柱密度から、分子雲の質量は次の式で求められる。

$$M_{\rm CO} = \mu m_H \Sigma d^2 \Omega N(H_2) \tag{3.2}$$

μ 、m_H、d、Ω はそれぞれ平均分子量、水素原子の質量、太陽系から分子雲までの距離、観測グリッドの立体角である。ここでは平均分子量を 2.8、水素原子の質量を 1.67×10^{-27} kg、太陽系から分子雲までの距離は全ての成分が銀河系中心部にあると仮定し 8 kpc を採用して、NANTEN2 の ^{12}CO(J=1–0) の輝線を用いておおよその分子雲質量を推定した。この方法で導出された分子雲質量は、-35 km s^{-1} 分子雲の $0\overset{\circ}{.}60 \leq$ b $\leq 0\overset{\circ}{.}86$ の範囲で 4×10^3 $M_\odot$、0 km s^{-1} 分子雲の $0\overset{\circ}{.}60 \leq$ b $\leq 0\overset{\circ}{.}83$ の範囲で 1×10^4 $M_\odot$ であった。

図 3.4: 色は各ピクセルの分子雲が持つピーク速度、等高線は ^{12}CO(J=2–1) の分布を表している。また、各図の中心速度は図左上に示した。(a) −35 km s^{-1} 分子雲の速度分布。(b) 0 km s^{-1} 分子雲の速度分布。

3.3.2　DHN 付随分子雲候補の詳細な空間・速度分布

ここまでを簡潔にまとめると、∼100″ の空間分解能の NANTEN2 望遠鏡を用いて銀河系中心部の 4 度 ×2 度の範囲を ^{12}CO(J=2–1) 輝線で観測し、視線速度 ∼ −35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} に DHN と一致する二つの分子雲を発見した。さらにその速度分布と質量を示したことが主な結果である。しかしながら、銀河系中心部の距離で ∼4 pc に対応する 100″ の空間分解能は、約 1–2 pc である DHN のヘリカルフィラメントのサイズと比べるとかなり粗く、24 μm の画像と分子放射を比較することは不可能であった。

本節では、CSO と Mopra 望遠鏡を用いた DHN の新しい分子輝線観測の結果について報告する。その空間分解能は ∼33″(∼1.3 pc) であり、−35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲をより詳細に記述し、それらが DHN に付随しているかどうかを明らかにすることが可能である。

図 3.5 で、^{12}CO(J=1–0) と ^{13}CO(J=1–0) の −35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} の分子雲の積分強度分布図を示した。図 3.5(a)、(b) で −35 km s^{-1} 分子雲は −36 から −30 km s^{-1} の間で赤外線 DHN 全体を覆うように分布している。−35 km s^{-1} 分子雲は、24 μm の放射が極端に弱くなりヘリカル構造が目で追えなくなる DHN の頭頂部を超え、b ∼ 0.°86 まで伸びている。−35 km s^{-1} 分子雲は、ちょうど DHN の西側と北側でもっとも強度が強くなっており、空間的に DHN の西側のエッジを補完するように分布し

図 3.5: いずれも Mopra 望遠鏡で観測されたデータを使用している。点線は DHN の概形を表している。(a) ^{12}CO(J=1–0) の −35 km s^{-1} 分子雲の詳細な空間分布図。(b) ^{13}CO(J=1–0) の −35 km s^{-1} 分子雲の詳細な空間分布図。(c) ^{12}CO(J=1–0) の 0 km s^{-1} 分子雲の詳細な空間分布図。(d) ^{13}CO(J=1–0) の 0 km s^{-1} 分子雲の詳細な空間分布図。

ていることから付随の可能性がある。図 3.5(c) と (d) では、0 km s^{-1} 分子雲が DHN と非常に良い一致を示し、ヘリカル分布をトレースするように放射が強くなっている。0 km s^{-1} 分子雲の幅は、約 4 pc で DHN のそれと等しい。0 km s^{-1} 分子雲もまた、赤外線 DHN が検出されていない $b \sim 0\overset{\circ}{.}86$ まで伸びている。CO と DHN の分布のこの素晴らしい一致は、0 km s^{-1} 分子雲が DHN と物理的に付随している強い証拠である一方、−35 km s^{-1} 分子雲はこれだけではまだはっきりした付随の証拠とはいえない。

付録 A の図 A.10 に COJ=2–1 の分布を示す。また、付録 A の図 A.11 から図 A.13 では、^{12}CO(J=1–0) と ^{12}CO(J=2–1) のチャンネルマップを示した。図 A.11 より 8–15 km s^{-1} の別の分子雲（以降 10 km s^{-1} 分子雲）が DHN と空間的に重なっているのがわかる。しかしながらガス分布は DHN と一致しない、それゆえこの分子雲は DHN に付随していないであろう。Enokiya et al. (2014a) はこの分子雲を広域観測データでも確認しているが、この分子雲と DHN と関係はない可能性があると議論している。

図 3.6(a) と (b) は −35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} 分子雲のプロファイルのファーストモーメントの分布を表している。ここでは存在量が多いため無関係な成分が入り混じりや

すい ^{12}CO(J=1–0) 輝線ではなく、よりシンプルなプロファイルを示す ^{12}CO(J=2–1) のデータを使用した。また、^{13}CO は検出できるガスの総放射量が小さくノイズが高いためこの解析には使用しなかった。−35 km s^{-1} 分子雲は、(l, b) ∼(0.°05, 0.°65–0.°75) にて DHN と空間的に一致する 2 km s^{-1} の速度ジャンプが見られる。付録 A の図 A.12 に見られるように、−35 km s^{-1} 分子雲は DHN とほぼ平行に分布する三つのフィラメント状の分子雲で成り立っている。そのうち二つは −35 km s^{-1} の速度であり、DHN と空間的に一致する残りの一つはおおむね −31 km s^{-1} の速度を持つ。図 3(a) に見られる確かな速度ジャンプはこれらのフィラメント状構造に起因するものである。図 3(b) では、(b ∼ 0.°75–0.°80) の DHN の頭頂部において 0 km s^{-1} 分子雲が東から西方向へ 1 km s^{-1}pc^{-1} の速度勾配を持つ。0 km s^{-1} 分子雲の低銀緯部では、速度分布はさらに複雑である。また、b ∼0.°68 においてほぼ DHN のストランドの交差点付近で 2 km s^{-1} の速度ジャンプが見てとれる。

図 3.6: 二つの DHN 付随分子雲候補の ^{12}CO(J=2–1) のファーストモーメントの図。黒破線は DHN の概形を示す。(a) −35 km s^{-1} 分子雲の速度分布図。積分速度範囲は図上に示す。(b) 0 km s^{-1} 分子雲の速度分布図。積分速度範囲は図上に示す。

−35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲の速度分布をより詳細に示すため、我々は DHN に平行な新たな座標系を導入した。赤外線の放射を線形フィットした結果、赤外線雲は銀緯に対して-11.6 度のポジションアングルで傾いていた。ここで、(l, b) = (0.°03, 0.°72) の点を参照点とし、DHN 座標系を定義した。図 3.7(a) と (c) は、この座標系での ^{12}CO(J=2–1) の二つの速度での分子雲の分布を示している。また図 3.7(b) と (d) は、同じ座標系においてに位置速度を表している。図 3.7(b) で、−35 km s^{-1} 分子雲のトップは他の部分より大きい 5 km s^{-1} の速度幅を持っている。図 3.7(d) で 0 km s^{-1} 分子雲は、Y 軸に沿って-5′ と 0′ の間で曲がりくねった速度分布を持っており、これが図 3.6(b) の b ∼ 0.°68 で見られた大きな速度

ジャンプを形成している。

図 3.7: (a) DHN 座標系から見た -35 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の空間分布図。(b) DHN 座標系から見た -35 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の位置-速度図。積分 X 範囲は、図 (a) に破線で示した。(c) DHN 座標系から見た 0 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の空間分布図。(d) DHN 座標系から見た 0 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の位置-速度図。積分 X 範囲は、図 (a) に破線で示した。

図 3.8 は、^{12}CO(J=1–0) と ^{12}CO(J=2–1) の広い範囲 (-45 – $+20$ km s^{-1}) の DHN 座標系での位置速度図を表している。0 km s^{-1} 分子雲と 10 km s^{-1} 分子雲はおそらく手前のガスであると思われる薄いガスに覆われている。しかし ^{12}CO(J=2–1) では、基本的に -35 km s^{-1} 分子雲の速度帯では手前のガスからの放射は見られない。Y 軸 ~5–8′、速度 -18–-10 km s^{-1} の分子雲は、付録 A の図 A.11 の中で DHN の北西方向に見えるものである。これが DHN と関係があることを示す形態学的な証拠は見られない。Y 軸 ~8–11′、速度 -30–-20 km s^{-1}(銀緯 ~0.°9) の分子雲が図 3.8(a) で見られる。この分子雲は -35 km s^{-1} 分子雲と空間的に連結している可能性が付録 A の図 A.11 から見てとれる。Y 軸 ~ -10–-8′ に広がる広い速度幅を持つ成分は、Enokiya et al. (2014a) にて同定された連結分子雲 (後述) であり、これは -35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲をつないでいる可能性がある。

図 3.8: (a) DHN 座標系から見た -35 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の空間分布図。(b) DHN 座標系から見た -35 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の位置-速度図。積分 X 範囲は、図 (a) に破線で示した。(c) DHN 座標系から見た 0 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の空間分布図。(d) DHN 座標系から見た 0 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1) の位置-速度図。積分 X 範囲は、図 (a) に破線で示した。

3.3.3　DHN 付随分子雲の励起状態

次に、-35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲の励起状態についての議論に移る。図 3.9 は-35、0、10 km s^{-1} 分子雲の、^{12}CO(J=2–1)、^{12}CO(J=1–0) の速度積分強度比の分布を示している。個々の速度チャンネル図についての輝線強度比図は、付録 A の図 A.14 から図 A.16 に示した。-35、0、10 km s^{-1} 分子雲の比の値は、どれも典型的に 0.8 で、1.1 以内を示す一方で、図 A.15 に示す -7–-4km s^{-1} にいる手前のガスからの輝線強度比は 0.4 以下である。

図 3.10 は、(Large Velocity Gradient; LVG) 計算を使って導出された密度 $n(\mathrm{H_2})$ と温度 (T_k) の関数として求めた輝線強度比の振る舞いを示すカーブである（詳しくは次節を参照)。輝線強度比が 0.8 の場合、20 K より高い温度、または 10^3 cm^{-3} より高い密度を持つことが示されている。一方、0.4 の場合、$\sim$10 K の低温で 10^2 cm^{-3} 以下の低密度しか許されない。分子雲の励起状態が高いことは CMZ の分子雲の特徴の一つである。それゆえ観測された高い輝線強度比は、Enokiya et al. (2014a) で議論されたように 0 km s^{-1} と -35 km s^{-1} の DHN 付随分子雲候補が銀河系中心部

図 3.9: 色は $R_{2-1/1-0}$、等高線は ^{12}CO(J=2–1) を表す。積分速度範囲は各図の左上に示している。(a) −35 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ の空間分布図。(b) 0 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ の空間分布図。(c) 10 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ の空間分布図。

の近くに存在することをサポートする。図 3.9(c) の 10 km s^{-1} 分子雲も高励起を示すため銀河系中心部の天体であるかもしれないが、上で論じたように 10 km s^{-1} 分子雲の空間分布は赤外線 DHN とかけ離れているため、この天体は独立で DHN には関係のない分子雲であると提案される。ここで、低励起の手前のガスによる吸収の効果により CO 強度が減少することで DHN 分子雲の輝線強度比を変化させる効果があることに注意したい。我々は、付録 C において LVG 仮定を用いて吸収のモデル計算を行い、たとえ吸収の効果があったとしても DHN 分子雲の輝線強度比は 0.9 以上になることを示した。

3.3.4　DHN 付随分子雲の物理状態

ここでは −35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} 分子雲の合計分子質量を再度求めたいと思う。X ファクター 0.7×10^{20} (Schultheis et al., 2014; Torii et al., 2010b) を用いると、−35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} 分子雲の合計分子質量は、それぞれ 0.8×10^4 $M_\odot$ と 3.3×10^4 $M_\odot$ となり、先行研究にて NANTEN2 望遠鏡の観測から得られていた値と矛盾しない結果となった (Enokiya et al., 2014a)。前節で述べたように、手前のガスによる吸収は CO 強度を選択的に減らす効果がある。付録 C にて示した我々のモデル計算から、この効果によって、導出された分子質量が 30–80 % 程度低く見積もられている可能性

図 3.10: LVG 解析から導出される、T_k と $n(\mathrm{H_2})$ に対する $R_{2-1/1-0}$ の挙動を示すグラフ。

があることがわかった。

図 3.11: 左: A–E の矢印で示される 5 つの点は、LVG 解析を行った点である。図は ^{12}CO(J=2–1) の空間分布図である。右: 点 A–E におけるスペクトル。黒は ^{12}CO(J=1–0)、赤は ^{12}CO(J=2–1)、青は ^{13}CO(J=1–0)、緑は ^{13}CO(J=2–1) のプロファイルである。

次に -35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} 分子雲の T_k と $n(\mathrm{H_2})$ について議論しよう。我々は、ここではこれらの値を推定するために LVG 解析を用いた (Goldreich & Kwan, 1974)。この解析では異なった J レベルの CO 輝線強度比が必要である。そこで今回我々は、^{12}CO(J=2–1)、^{13}CO(J=1–0) 並びに ^{13}CO(J=2–1) を用いて、^{12}CO(J=1–0) を使わなかった。なぜならば、^{12}CO(J=1–0) は熱化しやすいため、他の三つの輝線とは大きく異なり、選択的に薄く広がった外周部の分子ガスのみトレースするためである。

図 3.12: 図 3.11 で示した 5 点における LVG 解析の結果の、密度-温度面における等高線図。各強度比、^{13}CO(J=2–1)/^{13}CO(J=1–0) は実線で、^{13}CO(J=2–1)/^{12}CO(J=2–1) は破線で示されている。各パネルの色のついた部分は、二つの輝線強度比があるエラーの範囲内で重なる領域である。詳しい結果は表 1 にまとめてある。

我々は、図 3.11 に示すように −35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 雲の中から A から E の五つの領域を選びこの LVG 解析を実施した。この解析では、図 3.11 のプロファイルの破線で示した速度範囲のみを積分して求めた輝線強度の比を用いて実施した。

ここでは、存在量、[^{12}CO]/[^{13}CO] = 24 (Langer & Penzias, 1990; Riquelme et al., 2010)、CO 存在割合、X(CO) = [^{12}CO]/[H$_2$] = 10^{-4} (e.g., Frerking et al., 1982; chun ming Leung et al., 1984) の値を適用した。また速度勾配は、観測から得られた値である速度変化量の ∼2 km s^{-1} と DHN の幅 ∼5 pc を用いて 0.4 km s^{-1}pc^{-1} を仮定した。それゆえ得られた $X(\mathrm{CO})/(dv/dr)$ は 2.5×10^{-4} (km s^{-1}pc^{-1})$^{-1}$ である。図 3.12 は計算結果を表す。ここでは ^{13}CO(J=2–1)/^{13}CO(J=1–0) と ^{13}CO(J=2–1)/^{12}CO(J=2–1) の二つの輝線強度比の分布が示されている。これらのすべての結果は表 3.1 にまとめた。ここで誤差は、(1) 1 シグマのスペクトルのベースラインのゆらぎ、(2) 10 % の Mopra 望遠鏡と CSO 望遠鏡の間の相対温度校正誤差（この誤差は今回の解析では、J=2–1 と J=1–0 の比較すなわち ^{13}CO(J=2–1)/^{13}CO(J=1–0) でのみ考慮した）、(3) ^{12}CO(J=2–1) の輝線の手前の冷たいガスによる最大 50 % の吸収効果（この誤差は

表 3.1: LVG Results

Region	l	b	$n(\mathrm{H_2})$ ($\mathrm{cm^{-3}}$)	T_k (K)
A	$-0\overset{\circ}{.}02$	$0\overset{\circ}{.}74$	$1.3^{+0.3}_{-0.5} \times 10^3$	17^{+30}_{-5}
B	$0\overset{\circ}{.}04$	$0\overset{\circ}{.}81$	$1.9^{+1.1}_{-1.3} \times 10^3$	43^{+127}_{-25}
C	$0\overset{\circ}{.}03$	$0\overset{\circ}{.}72$	$6.9^{+1.1}_{-3.2} \times 10^2$	20^{+58}_{-7}
D	$0\overset{\circ}{.}04$	$0\overset{\circ}{.}77$	$9.3^{+1.7}_{-5.0} \times 10^2$	34^{+96}_{-15}
E	$0\overset{\circ}{.}04$	$0\overset{\circ}{.}63$	$2.1^{+0.3}_{-1.1} \times 10^3$	33^{+36}_{-10}

^{13}CO(J=2–1)/^{12}CO(J=2–1) でのみ考慮した。）の三点を考慮して求めた。^{13}CO の吸収効果は無視した。また今回の解析でカバーした $n(\mathrm{H_2})$ と T_k の範囲は、それぞれ 10^2–10^4 cm^{-3} と 7–200 K である。五領域すべてで T_k= 20–40 K、$n(\mathrm{H_2}) \sim 10^3$ cm^{-3} であり、典型的な銀河円盤の分子雲の温度 T_k~10 K に比べて有意に高い結果を得た。~100 K の高温は領域 B と D でのみ可能である。これら二領域は、DHN のトップに位置する。

3.4　議論

我々の Mopra と CSO を用いた DHN の詳細な観測は、−35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲の両方が DHN に付随していることを示した。0 km s^{-1} 分子雲の空間分布は DHN の赤外線分布と極めてよく一致する。−35 km s^{-1} 分子雲の付随は 0 km s^{-1} の付随に比べるとややはっきりしないが、CO ガスと DHN との反相関や、DHN に沿った速度変化は付随を示唆する。^{12}CO(J=2–1)/J=1–0 で示される高い励起状態 (図 3.9) と約 30 K と推定される高い温度 (図 3.12) は二つの分子雲が CMZ に存在することを支持する。

DHN 付随分子雲の高い温度は、これらの雲が CMZ の分子雲に付随することをサポートする。高温を保持するために必要なエネルギー注入率は 1×10^{36} erg/s と推定される (Goldsmith & Langer, 1978)。ここで、二つの DHN 付随分子雲の体積を大まかに見積もるために両分子雲は長さ 30 pc の円筒形であると仮定する。−35 km s^{-1} 分子雲の半径は 10 pc、0 km s^{-1} 分子雲の半径は 5 pc とし、さらに円筒の中は一様な密度 10^3 cm^{-3}、温度 30 K のガスで満たされていると仮定する。30 K の分子ガス温度は CMZ の典型的な分子ガスの温度の範囲内であることから、分子ガスの加熱

機構はCMZ中で作用しているのと同じであることを仮定することは合理的である。ただしCMZのガス加熱機構については未だに活発な議論がなされている。

一つの可能性はCMZ中の大質量星からのUV放射による加熱である。4つのIRASのバンドの積分流束と、Sanders & Mirabel (1996) の表1を用いると、DHN方向 (l = 0.°00–0.°08, b = 0.°60–0.°85) の合計赤外線光度は 8.5×10^5 $L_\odot$ = 3.3×10^{39} erg/s と見積もられ、上で推定されたガスの冷却エネルギーよりも3.5桁大きくなる。図3.1の24 μm の画像では、DHNの周りに薄く広がった放射がだいたいDHN本体の50 %程度のフラックス密度で分布している。それゆえ、もしこの広がった放射の寄与を考慮するなら、合計赤外線光度は冷却エネルギーよりもさらに大きくなる可能性がある。それゆえ星による加熱は観測された暖かいガスを説明しうる。

宇宙線もまたDHN付随雲の加熱源となる可能性がある。宇宙線電子の分布を探るために用いられる非熱的電波放射は、偏光ローブの北部など含め (Tsuboi & Handa, 2010) 高銀緯まで伸びた分布を示している (Yusef-Zadeh et al., 2013)。

その他に分子雲を加熱する方法として、イオン-中性粒子摩擦、あるいは磁気リコネクションを通したガス乱流の運動学的エネルギーの散逸加熱がある。銀河面に近いCMZの低銀緯領域では、強力な磁力線を伴う非常に乱れた分子ガスは多くのエネルギーを有するが、DHN付随分子雲の速度幅はせいぜい数 km s^{-1} 程度でありCMZの典型的な値よりかなり小さい。そのためこの方法はDHN付随雲の分子ガスの加熱機構としてはふさわしくないように思われる。

3.5　まとめ

本章の内容を以下にまとめる。

NANTEN2望遠鏡を用いたCMZのサーベイから、DHNに付随する分子雲候補を二つの速度帯 (-35 km s^{-1} と 0 km s^{-1}) で発見し、分子雲が速度勾配を持つことを見出し、その質量をそれぞれ 4×10^3 $M_\odot$(-35 km s^{-1} 分子雲)、1×10^4 $M_\odot$(0 km s^{-1} 分子雲) と推定した。

DHN付随候補分子雲とDHNの関連をさらに深く探るため、CSOとMopra望遠鏡を使い、銀河系中心部の距離 (8 kpc) で ~1.3 pc にあたる 33″ の角度分解能で、DHN方向を ^{12}CO(J=1–0)、^{13}CO(J=1–0)、^{12}CO(J=2–1)、^{13}CO(J=2–1) で追観測を実施した。

この観測から、-35km s^{-1} 分子雲、0 km s^{-1} 分子雲は両方ともDHNに付随して

いることがわかった。0 km s^{-1} 分子雲は、DHN の赤外線分布に非常によく一致するため付随が明らかである。−35 km s^{-1} 分子雲の付随に関しては、0 km s^{-1} 分子雲に比べるとはっきりしないが、DHN と分子雲の間に相補的な空間分布が見られ、また、−35 km s^{-1} 分子雲の DHN の節に沿った速度変化は両者の物理的付随を示唆する。

この観測から求められた、−35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲の質量はそれぞれ 0.8×10^4 $M_\odot$、3.3×10^4 $M_\odot$ である。二つの分子雲は銀河系中心部の雲に典型的な高温 (>30 K) である。それゆえ CMZ の加熱機構と同様の機構が DHN の加熱に関しても同じく支配的であろうと考えられる。星による UV 放射と宇宙線による加熱がガス加熱の有力な候補であると思われる。

第 4 章　分子雲リッジの発見

4.1　導入と概要

前章までで、DHN に付随すると思われる分子雲の発見とその質量、速度構造、付随の確からしさなどについて詳細に説明を行った。これらの結果を受けて、我々はチリ、アタカマ砂漠の NANTEN2 4 m 電波望遠鏡を用いて、新たに二つの観測を実施した。一つは (1) CMZ 全域の ^{12}CO(J=1–0) 輝線での OTF 観測であり、もう一つは (2) ^{13}CO(J=1–0) の銀河面と DHN との両方を含む領域の高感度観測である。

DHN の起源を理解する上でまず基本となるのは、先行研究で提案された二つの説のどちらが妥当であるか、もしくはどちらも妥当ではないかの検討である。すなわち、DHN から (CND と電波アーク双方が存在する) 銀河面へと続く領域に、何らかの痕跡がないかを探ることが非常に重要であるといえる。この領域は、銀河系中心の超巨大ブラックホール (Sgr A*) の真北 ($l \sim 0\overset{\circ}{.}0$) であるため視線方向の物質の重なりが非常に強く、痕跡を探るには速度情報から位置の切り分けが行える分子輝線観測が最も適している。なかでも星を作る母体であり、星間物質の主要成分の一つである分子雲をトレースできる CO の観測が重要である。なお、同じく主要成分の一つである原子ガスをトレースする HI は、この領域ではほぼ全域で前景成分が重なっているため、銀河系中心部の放射分布を信頼できるレベルで得ることはほとんど不可能である。これらの理由から、本研究では CO の観測が非常に重要である。銀河系中心部を CO で観測した例はいくつかあるが、近年の観測例はどれも CMZ の中心成分 ($|b| \leq 0\overset{\circ}{.}6$) のみを観測したものであり、DHN を含む領域の観測データは 20 年近く前のものであったため分解能が低く (Bitran et al., 1997)、アーカイブデータでは DHN 付随雲を十分に分解できなかった。また、CO の輝線強度比は、観測データのサンプリングで値が変動しやすいため、分子雲の励起状態を議論するには複数輝線のフルサンプリングのデータが必要不可欠である。以上の理由から、本研究では、CMZ 全域について、銀河系中心部の分子雲を分解できる解像度で観測が可能な、NANTEN2 望遠鏡によるフルサンプリングの OTF 観測を行った (上記 (1) の観測)。また、^{12}CO 輝線は比較的密度の低い (∼10-100 cm^{-3}) 分子雲の外層をトレースするため、$l \leq 0\overset{\circ}{.}4$、$b \leq 0\overset{\circ}{.}2$、$v \leq 20$ km s^{-1} の領域 (Sgr A*も含まれる) で自己吸

収をおこし見通すことができない。そのため、約 1 桁密度の高い領域まで見通すことができる ^{13}CO 輝線を用いて、この領域に限った高感度観測を行った (上記 (2) の観測)。

本章では、二つの DHN 付随分子雲と銀河系中心核周円盤 (CND) とを結ぶ、分子雲リッジの発見とその質量、速度構造などの詳細について報告を行う。また、これまで不明であった DHN までの距離についても、近赤外線のデータと分子雲のデータを用いた解析結果をもとに議論を行い、DHN が銀河系中心部にあることを検証する。

4.2　使用データ

4.2.1　NANTEN2 ^{12}CO(J=2–1) データ

^{12}CO(J=2–1) のデータとして、2.2.2 のデータを用いた。

4.2.2　NANTEN2 ^{12}CO(J=1–0) の広範囲データ

広範囲の ^{12}CO(J=1–0) と ^{13}CO(J=1–0) 遷移の観測は、NANTEN2 望遠鏡を用いて OTF マッピングモードで行われた。2011 年 5 月から 2013 年 1 月にかけて、$|l| \leq 10\overset{\circ}{.}0$ 、$|b| \leq 1\overset{\circ}{.}0$ の領域を観測した。天頂方向の大気を含む典型的なシステム雑音温度は、DSB で 200–270 K であり、デジタル分光計のバンド幅は 1 GHz(= 2600 km s^{-1})、周波数分解能は 61 kHz(= 0.16 km s^{-1}) である。^{12}CO(J=1–0) と ^{13}CO(J=1–0) のデータは同時に観測が可能である。このデータを、空間分解能 200 秒角になるまでガウス関数で平滑化処理を行った最終的なデータの r.m.s. ノイズは、^{12}CO、^{13}CO でチャンネルあたり各々0.5–1.0 K、0.30–0.35 K であった。

4.2.3　NANTEN2 ^{13}CO(J=1–0) の高感度データ

110 GHz の ^{13}CO(J=1–0) 遷移の高感度観測は、NANTEN2 望遠鏡を用いて OTF マッピングモードで 2011 年 4 月から 6 月にかけて行われた。観測領域は、図 4.1 において大きい黒枠で示された、$|l| \leq 0\overset{\circ}{.}25$、$-0\overset{\circ}{.}5 \leq \mathrm{b} \leq 1\overset{\circ}{.}0$ の領域である。搭載された 4 K 冷却 SIS ミクサの DSB のシステム雑音温度はおよそ 270 K であった。分光計には、バンド幅は 1 GHz(= 2600 km s^{-1})、周波数分解能は 61 kHz(= 0.16 km s^{-1}) のデジタル分光計を使用した。対応する速度範囲、分解能はそれぞれ 260 km s^{-1}、0.17 km s^{-1} である。このデータを、ガウス関数で速度分解能 0.51 km s^{-1}、空間分解能 190 秒角に平滑化処理を行った最終的なデータの r.m.s. ノイズはおよそ 0.13 K

である。なお、本研究では使用しなかったが、同じ領域の ^{12}CO(J=1–0) のデータも同時観測が可能であったため取得された。

4.3　結果

観測から得たデータの中で最も分解能が高く広範な NANTEN2 の ^{12}CO(J=2–1) のデータを用いて、DHN と銀河面をつなぐ領域を注意深く解析することで、これまでに報告した二つの DHN 付随分子雲に加えて、それらに連結し一体の構造である可能性がある二つの分子雲を新たに発見した。この節ではこの分子雲の空間、速度分布について詳説する。

4.3.1　CO リッジの発見

図 4.1 は、二つの DHN 付随分子雲候補を含む二つの速度帯の ^{12}CO(J=2–1) の広域分布図である。二つの DHN 付随分子雲は黒小枠で示している。図 4.1(a) 中で黒大枠で示したリッジ状の分子雲が、-35 km s^{-1} 分子雲のちょうど下から銀河面 (l = -0.°1 – 0.°2) までのびている。これを以降 -35 km s^{-1} リッジと呼ぶ。-35 km s^{-1} リッジは銀緯 0.°2 以下では銀河面の成分とつながって見えるため判別することができない。図 4.1(a) の ^{12}CO の放射の大部分は、図 3.2 の CMZ の主要成分と似た分布をしているため CMZ 起源のものであるといえる。図 4.1(b) で 0 km s^{-1} 分子雲は黒小枠内ではっきりと見える。ここでも $l = -0.°0$–$0.°2$、銀緯 0.°6 からおよそ 0.°2 の領域に細く垂直に伸びたリッジ状の分子雲を見ることができる。これを以降 0 km s^{-1} リッジと呼ぶ（黒大枠）。このリッジ位置はちょうど 0 km s^{-1} 分子雲の真下であり、0 km s^{-1} 分子雲の数倍の幅を持つ。このリッジは b = 0.°2 以下で手前のガスによる自己吸収の影響を受けていることがわかる。その証拠に光学的に薄い ^{13}CO(J=1–0) 放射 (図 4.2(b)) では、0 km s^{-1} リッジは $b = 0.°0$ まで伸びている。このように 0 km s^{-1} の速度帯での強度分布図は、多くの手前の分子雲が混入した複雑なものである。しかしながらいくつかの高銀緯に存在する ^{12}CO の分子雲は、明らかに銀河系中心部ではなく手前のものだということがわかる。例えば、(l, b) = (-1.°7–$-$0.°9, $-1.°0$–$-0.°2$)、($-1.°0$–$-0.°6$, $-1.°0$ –$-0.°5$) さらに (0.°4–0.°9, 0.°5–0.°8) に存在する分子ガスなどである。一方で、CO 放射の主要部である (l, b) = ($-1.°2$–$+1.°8$, $-0.°5$–$+0.°4$) はほとんどが CMZ 起源である。(l, b) = (0.°3, 0.°5–0.°7)、速度およそ -35 km s^{-1} の ^{12}CO 分子雲は空間的に、-35 km s^{-1} リッジにつながっているように見える。ただし、図 4.7(a) に示す $R_{2-1/1-0}$ の比の強度は、この分子雲で特に強くなっていないため両者のつな

図 4.1: CMZ 全域の ^{12}CO(J=2–1) 輝線空間分布図。積分速度範囲は各図の左上に示してある。小枠は、図 3.3 と同じ領域で DHN の位置を示す。大枠は、4.2.3 の観測を実施した領域である。(a) −35 km s^{-1} 分子雲を含む速度帯の積分強度図。(b) 0 km s^{-1} 分子雲を含む速度帯の積分強度図。

がりは強く支持されない。

図 4.2(a) と (b) は ^{13}CO(J=1–0) 放射の二つのリッジ方向の分布図を示している。図 4.2(a) で −35 km s^{-1} リッジは $l = 0\overset{\circ}{.}0$ の銀河面でピークを持つが、$b = 0\overset{\circ}{.}1$ 以下では CMZ の成分と入り混じっており判然としない。$b = 0\overset{\circ}{.}15$ 以上では、−35 km s^{-1} リッジは $l = -0\overset{\circ}{.}10$–$0\overset{\circ}{.}00$ と $l = 0\overset{\circ}{.}05$–$0\overset{\circ}{.}15$ の二股に分かれたように分布しており、$(l, b) = (0\overset{\circ}{.}0, 0\overset{\circ}{.}3)$ で両者は合流している。$b = 0\overset{\circ}{.}35$ 以上では $0\overset{\circ}{.}55$ まで ^{13}CO 放射は続いていることがわかる。0 km s^{-1} リッジは図 4.2(b) に見られる。$(l, b) = (-0\overset{\circ}{.}05, 0\overset{\circ}{.}20)$ に見られる非常に強いピークは手前のものであり、これは図 4.8(a) と (d) の近赤外

図 4.2: 左: ^{13}CO(J=1–0) 輝線の空間分布図。積分速度範囲は各図上に示す。点線は、図 3.3 と同じ領域で DHN の位置を示す。(a) -35 km s^{-1} リッジの速度帯の ^{13}CO(J=1–0) 輝線の空間分布図。(b) 0 km s^{-1} リッジの速度帯の ^{13}CO(J=1–0) 輝線の空間分布図。 (c) *Spitzer* 宇宙望遠鏡によって得られた 24 μm の赤外線マップに (a) の等高線を重ねた図。(d) *Spitzer* 宇宙望遠鏡によって得られた 24 μm の赤外線マップに (b) の等高線を重ねた図。青い線は電波プルームの、赤四角は CND の位置と概形を表す。

線の減光マップで確かめることができる。このピークを抜きに考えても、リッジを $b = -0\overset{\circ}{.}1$ から $0\overset{\circ}{.}3$ に見ることができる。図 4.2(c) と (d) は *Spitzer* 宇宙望遠鏡によって得られた赤外線イメージと比較したものである。ここで、二つの CO リッジは赤外線の分布と、$l = -2\overset{\circ}{.}0$–$2\overset{\circ}{.}0$、$b \leq 0\overset{\circ}{.}3$ という銀河系中心部以外の成分の混入が比較的強くない領域で一致していることに言及しておく。特に、赤外線の DHN と銀河面へ伸びるそのフィラメント (図 4.2) の方向でよく一致している。我々が導出した分子雲質量は、X ファクター 0.7×10^{20} cm^{-2}/Kkm s^{-1}(Schultheis et al., 2014; Torii et al., 2010b) ならびに距離 8 kpc を仮定すると、-35 km s^{-1} リッジで 2×10^5 $M_\odot$、0 km s^{-1} リッジで 1×10^5 $M_\odot$ であった。リッジの詳細な空間分布については図 A.17 と図 A.18 に示した。

4.3.2　CO リッジの速度分布

図 4.3(a) と (b) はそれぞれ ^{12}CO(J=1–0) と ^{13}CO(J=1–0) の速度-銀緯図である。積分範囲はどちらも銀経 $0\overset{\circ}{.}0$ から $0\overset{\circ}{.}1$ である。二つの CO リッジは FWHM が 5-10

図 4.3: (a) ^{12}CO(J=1–0) 輝線の DHN を含む方向の速度-銀緯図。(b) ^{13}CO(J=1–0) 輝線の DHN を含む方向の速度-銀緯図。黒線は、-35 km s^{-1} リッジと 0 km s^{-1} リッジの速度範囲を示す。矢印は連結分子雲を表している。

km s^{-1} の細長い構造をしているように見える。-35 km s^{-1} リッジは、$b = 0\overset{\circ}{.}2$–$0\overset{\circ}{.}35$ で速度幅およそ 20 km s^{-1} 以内、0 km s^{-1} リッジは $b = 0\overset{\circ}{.}2$–$0\overset{\circ}{.}6$ で 15 km s^{-1} の速度幅を持っている。図 4.3(a) では速度 0 km s^{-1}、-30 km s^{-1}、-50 km s^{-1} の $|b| \leq 0\overset{\circ}{.}2$ で強い自己吸収を見ることができるが、光学的に薄い ^{13}CO(図 4.3(b)) では自己吸収は見られない。自己吸収は手前の低励起のガスの影響で起こる。0 km s^{-1} リッジは、$b = 0\overset{\circ}{.}0$ の銀河面まで伸びている。$b = 0\overset{\circ}{.}2$ 以下で最も明るく速度幅が広いのは、CMZ である。もう一つの速度幅の広い分子雲が $b = 0\overset{\circ}{.}5$ で -35 km s^{-1} リッジと 0 km s^{-1} リッジをつないでいるのがわかる（図 4.3 中の 2 つの黒矢印で示した。また、図 4.4(b) と 9(b) でも connecting feature として示した。以降この分子雲を連結分子雲と呼ぶ。)。また、-35 km s^{-1} リッジと 0 km s^{-1} リッジの間、$b = 0\overset{\circ}{.}5$ 以下の位置-速度空間は、弱い CO 放射で満たされている。

二つのリッジの間の連結分子雲については、三つの異なる速度帯の ^{13}CO(J=1–0) の積分強度図をもって図 4.4 で詳しく示す。図 4.4(a) は、-65 から -40 km s^{-1} の積分範囲で、図の中心に見える分子雲は以降 -50 km s^{-1} 分子雲と呼ぶこととする。図

図 4.4: 3 つの異なる積分速度範囲の ^{13}CO(J=1–0) の空間分布図。積分速度範囲は各図上に示されている。破線は、図 3.3 と同じ領域で DHN の位置を示す。

4.4(b) は、−30 から −10 km s^{-1} の積分範囲で、図中央のピーク $(l,\ b) = (0\overset{\circ}{.}0,\ 0\overset{\circ}{.}5)$ は、連結分子雲である。また、$(l,\ b) = (-0\overset{\circ}{.}12,\ 0\overset{\circ}{.}45)$ と $(l,\ b) = (0\overset{\circ}{.}25,\ 0\overset{\circ}{.}55)$ の二つの分子雲は、どちらも連結分子雲に関係がある可能性のある雲である (図 A.1 参照)。−50 km s^{-1} 分子雲は、$(l,\ b) = (-0\overset{\circ}{.}1,\ 0\overset{\circ}{.}3)$ から $(0\overset{\circ}{.}14,\ 0\overset{\circ}{.}55)$ を通り 40 度の角度を持って銀河面まで伸びている。図 4.4(c) は、4 から 16 km s^{-1} の積分範囲で、図上部に見える分子雲は以降 10 km s^{-1} 分子雲と呼ぶこととする。10 km s^{-1} 分子雲は、アーク状で $l = 0\overset{\circ}{.}1$、$b = 0\overset{\circ}{.}7$ から $l = -0\overset{\circ}{.}1$ まで伸びており、l=−0.1 からは銀河面の方向に垂直に伸びている。連結分子雲は、空間分布の明らかな違いから図 4.4(a) の-50 km s^{-1} 分子雲や 7(c) の 10 km s^{-1} 分子雲とは関係していないように思われる。

二つの CO リッジ方向の CO 分布は、他成分による混入と視線上の距離の異なるガスによる自己吸収が原因で、特に視線速度 0 km s^{-1} 周辺の速度帯では非常に複雑になっている。そのため二次元分布だけで各々の分子雲の相互関係を見出すのは容易でない。図 4.5(a) は $b = 0\overset{\circ}{.}1$–$0\overset{\circ}{.}3$ の積分範囲の広範囲の ^{12}CO(J=2–1) 放射の銀経-速度図である。図中の $(l,\ v) = (-0\overset{\circ}{.}6,\ -150\ \mathrm{km\ s^{-1}})$ から $(0\overset{\circ}{.}2,\ -30\ \mathrm{km\ s^{-1}})$ 連続成分は、CMZ(Sofue, 1995a; Tsuboi et al., 1999; Molinari et al., 2011) と同じ速度帯にあ

図 4.5: $0\overset{\circ}{.}1 \leq b \leq 0\overset{\circ}{.}3$ の積分範囲の -35 km s^{-1} リッジと 0 km s^{-1} リッジ方向の CO の銀経-速度分布図。(a) ^{12}CO(J=2–1) の広域銀経-速度図。(b) 図 (a) の赤枠の拡大図。黒線は (c) の領域を示す。 (c) ^{13}CO(J=1–0) の銀経-速度分布図。

り CMZ に属する雲である。図 4.5(b) と図 4.5(c) は、^{12}CO(J=2–1) と ^{13}CO(J=1–0) 放射分布の図 4.5(a) の赤枠の拡大図である。図 4.5(b) は、-35 km s^{-1} リッジが $l = -0\overset{\circ}{.}05$ と $0\overset{\circ}{.}10$ の二箇所で橋渡し分子雲を通して 0 km s^{-1} リッジにつながっていることを示している。-30 km s^{-1} で橋渡し分子雲の強度が一度弱くなっているのは、Norma 腕による自己吸収が原因である。この分子雲の分布は、二つのリッジが二つの橋渡し分子雲を通してお互いにつながっていることを支持する。また、図 4.5(b) より、$l = 0\overset{\circ}{.}1$ の橋渡し分子雲は -70 km s^{-1} まで伸びているように思われる。^{12}CO(J=2–1) と ^{13}CO(J=1–0) の詳細な速度分布は図 A.19 と図 A.20 に示した。

以上に示した複雑な構造を総合するために、図 4.6(a) では ^{13}CO(J=1–0) の二つの

リッジ方向の銀経-速度図を示した。銀河系中心部の雲に比べて狭い速度幅と広い空間分布を持つため、この図で横方向の線状に現れる手前の雲については、図 4.6(a) 中の+10 km s^{-1}、0 km s^{-1}、−30 km s^{-1}、−50 km s^{-1} の緑色の線で示した。図 4.6(b) は図 4.3(b) の概略図を示している。手前の雲についてはこの図では緑色の斜線網掛けで示した。この図では二つの橋渡し分子雲は弱すぎて見えないが、$b = 0\overset{\circ}{.}5$ では連結分子雲によって −35 km s^{-1} リッジが 0 km s^{-1} リッジにつながっていることを示している。黒の斜線網掛けで示された −50 km s^{-1} 分子雲と 10 km s^{-1} 分子雲は手前の雲かもしれないが、それらの視線上の位置は今回の結果だけでは判別できない。

4.3.3　0 km s^{-1} 分子雲と二つの CO リッジの励起状態

銀河系中心部の雲は、この領域の高温状態を反映して一般的に銀河系円盤の分子雲よりも高い励起状態示す (e.g., Morris & Serabyn, 1996; Torii et al., 2010a; Kudo et al., 2011)。そのためガスの励起状態は、概してその分子雲が銀河系中心部の位置にいるかの指標として用いられる。Sawada et al. (1999) によれば、CMZ での ^{12}CO(J=2–1) と J=1–0 の強度比の平均的な値は 0.96±0.01 とされている。なお、彼らの ^{12}CO のデータは 9 分角のビーム半値幅に対して 7.5 分角間隔で $l = \pm 3\overset{\circ}{.}0$、$b = \pm 1\overset{\circ}{.}0$ の領域で取得されており、速度分解能は 2 km s^{-1}、観測速度範囲は ±300 km s^{-1} である。しかしながら、CO 強度比は観測に用いられた速度分解能と空間標本抽出率に敏感である。我々の行った NANTEN2 望遠鏡による、2.6 分角のビーム幅に対して 1 分角間隔というフルサンプリングの OTF マッピングモード観測では、^{12}CO(J=2–1)/J=1–0(以降 $R_{2-1/1-0}$) は、CMZ では典型的に 0.7 以上、高いところでは 1.0 を超え、いわゆる銀経-速度図上の「平行四辺形」と呼ばれる広い領域 (e.g., Binney et al., 1991) では 0.5 から 0.6 という結果となった。また、例えば $(l, b, v) = (0\overset{\circ}{.}2–1\overset{\circ}{.}0,\ 0\overset{\circ}{.}5–0\overset{\circ}{.}7,\ -10–+10$ km s$^{-1})$ といった手前のガスでは、0.4 から 0.5 という低い比の値を示す一方、$(l, b, v) = (-1\overset{\circ}{.}7–-1\overset{\circ}{.}2,\ -0\overset{\circ}{.}8–-0\overset{\circ}{.}2,\ -5\overset{\circ}{.}1–+2\overset{\circ}{.}5)$ のような *Spitzer* 衛星の 8μm 画像で見られるフィラメントと一致する手前の CO ガスなどは 0.8 という比較的高い比を持つ。これらの CMZ 方向の $R_{2-1/1-0}$ の分布に関しては別の論文で報告する予定である。

図 4.7 は、今回観測した全 lb 空間の DHN 付随分子雲候補を含む速度帯の $R_{2-1/1-0}$ である。図 4.7(a) は $(l, b) = (-0.2–+0.1,\ 0.4–0.5)$ の −35 km s^{-1} リッジの領域で 0.7 以上という強度比の値を示しており、$b = 0\overset{\circ}{.}2$ 以上の領域にはっきりと −35 km s^{-1} リッ

ジをみてとれる。この図からは、主に比が高い場所は CMZ に属する領域や *Spitzer* 衛星から得られたイメージで見られる熱源に一致する方向であることを示している (図 A.21)。図 4.7(a),(b) の $(l,\ b,\ v) = (-0\overset{\circ}{.}5\text{–}+0\overset{\circ}{.}5,\ -0\overset{\circ}{.}2\text{–}+0\overset{\circ}{.}2,\ -20\ \mathrm{km\ s^{-1}}\text{–}20\ \mathrm{km\ s^{-1}})$ のような領域は比が自己吸収の影響を受けている可能性がある。図 4.7(c) は $R_{2-1/1-0}$ の銀経-速度図を示している。この図より、二つの CO リッジならびに橋渡し分子雲は 0.7 を超える高い比の値を持つことがわかる。これは、その他の 0.3 から 0.5 の比の値を示す手前のガスとは明らかに様相が異なっており、ここから我々は CO リッジの距離は銀河系中心部であるということを提案する。

4.3.4　近赤外星間減光の解析による距離の推定

我々はこれまでとは独立に異なった手法で CO 分子雲とリッジの距離決定を行うため、2MASS データより得られた近赤外減光分布 (Dobashi, 2011) の解析と CO 分布との比較を行った。

図 4.8(a) は CO 分子雲とリッジ方向の K バンド減光 A_k の分布図である。この図から 0 km s^{-1} リッジとその他いくつかのフィラメント状の領域で有意に強い減光がみられる。我々はこのそれぞれの方向についてそれに対応する CO 分子雲の同定を行った。図 4.8(b) から (d) はそれぞれ、−6 から −3km s^{-1}、−3 から 0 km s^{-1}、0 から 10 km s^{-1} の三つの速度帯の ^{13}CO(J=1–0) の積分強度分布を表している。図 4.6(c) から 0 km s^{-1} 分子雲ならびにリッジとよく一致する減光フィラメントが、$(l,\ b) = (0\overset{\circ}{.}00\text{–}0\overset{\circ}{.}25,\ 0\overset{\circ}{.}3\text{–}0\overset{\circ}{.}85)$ の、図 4.8(a) 中の破線で示された領域でみられる。その他のフィラメント状の成分は、図 4.8(b) から (d) の中にその対応分子雲を持つ。$(l,\ b) = (0\overset{\circ}{.}1,\ 0\overset{\circ}{.}3)$ の減光は図 4.8(b) の速度範囲に、$(l,\ b) = (-0\overset{\circ}{.}15\text{–}0\overset{\circ}{.}10,\ +0\overset{\circ}{.}1\text{–}0\overset{\circ}{.}3)$ と $(-0\overset{\circ}{.}1\text{–}+0\overset{\circ}{.}1,\ +0\overset{\circ}{.}0\text{–}0\overset{\circ}{.}2)$ の減光は図 4.8(c) の速度範囲に、$(l,\ b) = (-0\overset{\circ}{.}25,\ 0\overset{\circ}{.}0)$ の減光は図 4.8(d) の速度範囲にそれぞれ ^{13}CO の対応天体を持つ。これら速度の異なる全ての対応 CO 分子雲を、一つにまとめて減光の図に重ねて描いた図が図 4.8(e) である。

0 km s^{-1} 分子雲の距離を決定するため、我々はブザンソン銀河モデル (Robin et al., 2012) というステラーポピュレーションシンセシスを用いた。このモデルは、銀河系の主要な星の種族の進化と形成についての現実的な仮定を基に作られており、三次元減光モデル Marshall et al. (2006) から決定された星のバーと薄いバルジを含んだものである。これを用いると与えられた任意の視線上の星の量をシミュレートする

ことが可能であり、シミュレートされた一つ一つの星についての測光、運動学さらに金属量が計算される。それぞれの種族について星形成率の歴史、年齢、初期質量関数が仮定され、ここから絶対等級の分布関数と有効温度さらには星の年齢が導かれる。この分布関数は各種族が力学法則 (Bienayme et al., 1987) によって支配されるように仮定され、測光スターカウント法を用いてテストされる。我々は、0 km s^{-1} 分子雲の方向、図 4.8(a) から (d) に示される破線内の領域の成分について距離の評価を、ブザンソンモデルから得られた三次元星間減光分布と比較することで行った。シミュレートされた色等級図は、IRSF 望遠鏡によって得られた色等級図とよく一致するものであり (図 B.1)、天体の距離を予測するのに十分な信頼性があると言える。

図 4.9 にこのシミュレーションによって得られた結果を示す。ここからわかるように、選択した 0 km s^{-1} 分子雲・リッジ方向の領域は、二つの減光成分を含んでいる。一つは 2 kpc の小さいピークでもう一つは銀河系中心部の距離と一致する 8 kpc の大きなピークである。また、我々は Marshall et al. (2006) の三次元ダスト減光マップの典型的な距離を求めたところ、0 km s^{-1} 分子雲/リッジの方向では大部分の減光は 8 kpc の距離からのものであった。また、Marshall et al. (2006) では、CO ガスとダスト減光の分布の一致を示した。それゆえ我々は、これらの解析の結果から、少なくとも 0 km s^{-1} 分子雲/リッジは銀河系中心部の位置の天体であると提案する。しかしながら、後者に関してはバルジそのものの深さに関連する本質的な分散が認められ、それゆえここでは、バルジのサイズを考慮して 0 km s^{-1} 分子雲/リッジの距離を 8±2 kpc とする。

4.4　観測結果のまとめ

この項では、NANTEN2 望遠鏡によって得られた観測結果をまとめる。我々は、DHN の方向で −35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} に DHN に沿って伸びて分布する二つの分子雲を発見した。二つの分子雲は、赤外線星雲との形態学的な相関から示唆されるように DHN に付随していると考えられる。約三倍角度分解能が向上している追観測 (Torii et al., 2014b) の結果は、さらに良い一致を示しており、この結果も分子雲の赤外線星雲への付随を支持している。二つの分子雲は、DHN の長軸とは垂直方向に、同じ回転方向で 0.4 km s^{-1}/pc の速度勾配を持っている。

我々は、同じ二つの速度にて、付随分子雲候補の南部に、DHN の下部から銀河面へ伸びる二つの CO リッジを発見した (図 4.2)。$b = 0\overset{\circ}{.}2$ 以下では ^{12}CO の分布は関

係のない他の分子雲の混入が激しく、CO リッジの分布は判然としない (図 4.1) が、$l = -0\overset{\circ}{.}2$–$0\overset{\circ}{.}2$、$b = 0\overset{\circ}{.}3$ 以上の混入があまり激しくない領域については、CO リッジは *Spitzer* 衛星によって得られた赤外線分布と空間的に良い相関を示す。特に、赤外線の DHN 本体と銀河面へ伸びるフィラメント部については CO と赤外線の空間的一致が良い (図 4.2)。0 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} リッジに関しては、銀緯-速度図 (図 4.3) から一体の構造であると考えられるが、−35 km s^{-1} 分子雲と −35 km s^{-1} リッジのつながりについては銀緯-速度図 (図 4.3) の $b = 0\overset{\circ}{.}4$–$0\overset{\circ}{.}6$ ではっきりとしない。−35 km s^{-1} リッジは ^{12}CO で 20 km s^{-1} という広い速度幅を持っており、銀河系中心部の雲であると考えられる (図 4.3(a), 図 4.5(b))。二つの CO リッジは広い速度幅を持つ連結分子雲 (図 4.3(b), 図 4.4(b), 図 4.5(b), 図 4.6(b)) と $b = 0\overset{\circ}{.}5$ で、橋渡し分子雲 (図 4.5(b), 図 4.5(c)) と $b = 0\overset{\circ}{.}1$ - $0\overset{\circ}{.}3$ で空間的、速度的につながっており、二つのリッジが物理的に連結し、一体の構造であると考えれらえる。

−35 km s^{-1} の $(l, b) = (0\overset{\circ}{.}1, 0\overset{\circ}{.}5)$(図 4.7(a))、0 km s^{-1} の $(l, b) = (0\overset{\circ}{.}1$ - $0\overset{\circ}{.}2, 0\overset{\circ}{.}3$ - $0\overset{\circ}{.}5)$(図 4.7(b))、−50 から 10 km s^{-1} の $(l, b) = (-0\overset{\circ}{.}1$–$0\overset{\circ}{.}1, 0\overset{\circ}{.}4$–$0\overset{\circ}{.}5)$(図 4.7(c)) など、二つの CO リッジの一部では、0.6 から 0.7 という比較的高めの ^{12}CO(J=2–1)/(J=1-0) 比を示す。この比の値は、手前のガスの値 (0.3-0,5) より有意に高く、分子雲の高温状態を反映していると思われる。銀河系中心部では銀河円盤よりも高い温度を持つ (Morris & Serabyn, 1996) ので、これはリッジが銀河系中心部の距離にあるという我々の仮定と合致する。

我々は 0 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} リッジを含む領域について K バンドの減光の解析を行い、減光マップをブザンソン銀河モデルで再現し、8 ± 2 kpc という距離を得た。この値は銀河系中心部の距離と矛盾がない。

以上をまとめると、−35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} の付随分子雲候補とリッジは、全て銀河系中心部の距離の天体である可能性があり、これらは物理的につながり一体であることが示唆される。さらに信頼性の高いこれら天体の物理的なつながりの証拠については、手前のガスの影響を受けにくい CO のより高い励起状態の遷移の観測が必要である。

図 4.6: (a) -0.°03 から+0.°20 の範囲の ^{13}CO(J=1–0) の銀経-速度図。緑の線は、手前の雲からの放射を表す。(b) 図 4.3(b) の概略図。緑のハッチは手前のガスからの放射を、灰色の帯は CMZ の濃い分子ガスを示している。

図 4.7: 色は、$R_{2-1/1-0}$ の分布を示す。(a),(b) 等高線は、^{12}CO(J=2–1) の分布を示す。積分速度範囲は図左上に示してある。(c) CO リッジの銀経-速度図。積分銀緯範囲は図左上に示してある。赤枠は二つの CO リッジの場所を表す。

図 4.8: (a) DHN 方向の 2MASS による A_K 減光マップ。(b) -6 から -3 km s^{-1} の積分速度範囲の ^{13}CO(J=1–0) の分布図。(c) 0 km s^{-1} リッジの速度帯の ^{13}CO(J=1–0) の分布図。(d) 10 km s^{-1} 分子雲の速度帯の ^{13}CO(J=1–0) の分布図。(e) 図 (a) と同じ図に図中のダークフィラメントに対応するいろいろな速度帯の分子雲の等高線を重ねた図。

図 4.9: 図 4.8 の破線枠内の領域の距離プロット。縦軸は、シミュレーションで計算されたこの領域の星の数を表す。

第 5 章　議論

5.1　先行研究とのまとめ

DHN の発見以降、その質量や速度といった物理的・運動学的な性質については不明のままであったため、これまでその形状のみから DHN の起源について議論されてきたが、これが我々の DHN についての理解を妨げてきた。DHN の起源については、主に二説がこれまでに提唱されている。

Morris et al. (2006) の主張では、銀河系中心にある超巨大ブラックホール、Sgr A*の周囲を回転する CND と呼ばれるガスリングが DHN を駆動するとしている。これらの著者の主張は、DHN は磁場起源であり、二重螺旋の構造はねじれたアルフヴェン波を通して作られると期待されるものと同様なものであろうというものである。これは、へびつかい座 ρ 星に付随する LDN1688/1689 分子雲のストリーマーと、LDN1641 分子雲領域で見られるねじれた CO 分布として議論されたものと共通する機構と考えられる (e.g., Uchida et al., 1990, 1991)。この説は、DHN の特徴的な螺旋形状を、CND の回転によって捻れた磁力線として自然に説明できるが、CND と DHN の関連を示す根拠が弱かった。

一方で、Law et al. (2008) と Tsuboi & Handa (2010) の主張では、DHN は電波アークによって駆動される偏光電波プルームの先端に位置するとされる。なお、電波アークの起源については未だに理解されておらず電波アークから放出されうるエネルギーの量についても不明である。ただし、電波アーク自体は平均で数 mG の磁場を持ち、その体積は 60 pc × 15 pc × 15 pc 程度と予想されるので、概算で 10^{52} erg 程度のエネルギーを内包していると思われる。この説では、電波アークと偏光電波プルームの連続性は明らかであるが、DHN と偏光電波プルームの関連については疑問が残る。また、DHN の特徴的な形状の起源について説明がなされていない。

本研究の CO 観測によって、我々は初めて DHN の力学的性質を追求する機会を得た。以降では、本研究で得られた CO データと関連のある他波長データを比較して DHN の起源を議論する。

図 5.1: (a) DHN 方向の 6 cm の電波連続波の分布。(b) 24 μm の赤外線マップに 6 cm の等高線を重ねた図。

5.2　DHN の起源

図 5.1(a) は、およそ 10 秒角の分解能の波長 6 cm の電波連続波の分布を示している。図 5.1(b) は、*Spitzer* 宇宙望遠鏡から得られた 24 μm の赤外線分布図に 6 cm の電波連続波の等高線を重ねた図である (Law, 2010)。図の領域は偏光電波プルームの先端部分に相当する。これらの図から、電波連続波は $b \leq 0\overset{\circ}{.}6$ の領域で DHN を含む赤外線分布の一部に沿い、$0\overset{\circ}{.}1$ 西にある広がったフィラメントにもつながっているように見える。しかし、一方で私の CO の観測からは、$0\overset{\circ}{.}1$ 西にある広がったフィラメントと二つの DHN 付随雲は速度が異なっており、関連性が認められなかった。これは、6cm の電波連続波の分布が視線方向の全成分の重ねあわせであることに起因する食い違いであると考えられる。即ち、この電波連続波の分布のみから偏光電波プルームと DHN の付随を議論することは難しい。なお、DHN 方向の電波連続波の放射に関しては、偏光をしているため非熱的放射である可能性が高い (Tsuboi & Handa, 2010)。本論文で示した CO 分布と電波連続波の関係についてより深く理解するためには、$b \sim 0\overset{\circ}{.}0$ までの CO リッジ全体を含んだ同様の電波連続波の観測が必要である。また、Zeeman スプリットの観測などから速度による視線成分の分解を行った後の比熱的放射分布を得る必要がある。

図 4.2(c) と (d) は、*Spitzer* 宇宙望遠鏡から得られた 24 μm の赤外線分布、電波偏

光プルームの位置、電波アークの位置、CND の位置、^{13}CO(J=1–0) の CO リッジの分布を表している。0 km s^{-1} リッジは偏光プルームに沿って分布しているが $b = 0\overset{\circ}{.}5$ で曲がり、CND につながっている。−35 km s^{-1} リッジの東側脚は、電波アークにつながっているように見えるが、電波偏光プルームは −35 km s^{-1} リッジよりもさらに東側に位置している。−35 km s^{-1} リッジの西側脚は、CND の方向へ伸びている。−35 km s^{-1} リッジの (l, b) = ($0\overset{\circ}{.}05$, $0\overset{\circ}{.}00$) 方向の脚は、広い速度幅を持った非常に強い CO 放射によって汚染されている (e.g., 図 4.2(a) をみよ)。まとめると、今回示した CO リッジの分布は、電波偏光プルームよりは CND に関連があると解釈すると理解しやすい。しかしながら、低準位の CO 回転遷移よりも前景ガスの混入が少ない高準位の CO 回転遷移を使った確認が必要である。

NANTEN2 の優れた感度の CO 観測によって、我々は少なくとも七つの、CMZ から銀河面に対してほぼ垂直に伸びるフィラメント状 CO 雲を発見した (第 2 章参照)。フィラメント状 CO 雲は、それよりさらに拡散し CMZ を覆うように分布する 10^5 $M_\odot$ の CO ハローに付随している。図 2.6(a) は、フィラメント状分子雲の概略図である。DHN の下に伸びる二つの分子雲リッジは、これらフィラメント状分子雲のうちの二つである。我々はここまでで、CO リッジの観測的特徴が銀河系中心部の距離の天体であることと矛盾しない結果を示した (第 3 章)。DHN に付随する CO リッジを除きすべてのフィラメント状分子雲は、−200 から 160 km s^{-1} の速度の範囲に、60 km s^{-1} を超える広い速度幅を持って分布している。これらの分子雲が持つ大きな視線速度と広い速度幅から、それらが銀河系中心部の天体であることが運動学的な見地からもっともらしい。SgrC の上の二つのフィラメント状分子雲は、Uchida et al. (1994) にて議論されたもので、AFGL5376 と *Spitzer* 宇宙望遠鏡で観測された他の赤外線フィラメント (Stolovy et al., 2006) に付随しているように見える。すべてのフィラメント状分子雲の合計質量とエネルギーはそれぞれ 10^6 $M_\odot$、10^{52} erg である。Law (2010) では、AFGL5376 に付随する赤外線フィラメントと DHN は形状が似通っており、両者とも衝撃波を起源にしている可能性があると議論している。しかしながら、それらと本研究で発見された CO 放射の分布は大きく異なっている。特に、DHN 付随雲のピーク速度は −35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} だが、AFGL5376 に付随すると思われる二つのフィラメント状分子雲は速度範囲が 40 から 160 km s^{-1} とかなり大きいため、DHN に関してはその他のフィラメント状分子雲とは起源が異な

ると考えるのが自然であろう。

およそ 100 pc の高銀緯領域までのびる CO フィラメントの形状を保つには、銀河系中心部の半径 100 pc 以内の非常に強い星の重力場に対抗しうるエネルギー源を必要とする。エネルギー供給源としては、まず活発な大質量星形成による、星風、超新星爆発などを考えることができる (e.g., Crocker, 2012)。0 km s^{-1} に近い視線速度を持つ DHN 付随雲候補ならびに CO リッジ以外のフィラメント状分子雲は、−50 から 100 km s^{-1} の速度を持つ Sgr A、Sgr B2、Sgr C 巨大分子雲とは異なり 100–200 km s^{-1} という速度を持つ銀経-速度図上のいわゆる「平行四辺形」と同様の速度を持つ (e.g., 図 2.7 を見よ)。これらの三つの巨大分子雲は、活発な星形成を行っていることで知られている一方、銀経-速度図上の「平行四辺形」では活発な星形成の兆候は見られない (4.3.3)。また、大質量星は、ガスを加速する可能性があるが (e.g., Crocker, 2012)、観測された最も大きいフィラメント状分子雲の速度は 100 km s^{-1} を超えており、この過程で説明するには大きすぎる。以上の議論から、今回のケースでは大質量星をエネルギー供給源として考えるのは難しいといえる。もう一つの分子ガスを持ち上げる可能性のある機構は、Parker 不安定性である (Parker, 1966)。銀河系中心部から数 kpc 離れた三つの分子雲ループであるループ 1、ループ 2、ループ 3 が、なんてんによる CO 観測から発見され (Fukui et al., 2006; Torii et al., 2010a,b; Fujishita et al., 2009)、100 μG もしくはそれ以上の磁場が Parker 不安定性を引き起こし銀河面から垂直に分子ガスを持ち上げることが示されている。磁場は、中心部 100 pc 以内のみならず、ループ 1、2、3 が存在する銀河系中心部から 1 kpc 離れた領域でも強くなっている可能性がある。これらループの持つ典型的な運動エネルギーは、10^{51} erg (Fukui et al., 2006) であり、Parker 不安定性は DHN 付随雲候補以外の分子雲フィラメント形成において有力な機構候補であると考えられる。これらの先行研究によれば、Parker 不安定性で形成された分子雲は、50–100 km s^{-1} というような非常に広い速度幅を示すが、これは DHN 付随雲候補の持つ速度分散に比べて非常に大きい。まとめると、DHN の起源として Parker 不安定性を挙げることは難しいが、他のフィラメント状分子雲は非常に大きい速度幅を持つためこの機構による説明が有力であるといえる。

以上の議論に従えば、DHN の形成起源として、ねじれたアルフヴェン波を通して作られたとする CND 説 (Morris et al., 2006) がもっともらしいと考えられる。

図 5.2: (a) 磁気タワーの形成概念図。赤線は磁力線を薄い緑は CO ガスを示す。また、黒い丸は Sgr A*を、黄色の部分は CND を表す (千葉大学松元教授提供)。(b) Kato et al. (2004a) の軸対称を仮定した磁気タワージェットモデルの MHD 数値計算結果。水色の矢印は時間変化を表している。中心部にタワーが形成されているのがわかる。

CND 説の立場に立って DHN 形成を考察した場合、考えうるモデルとして最も妥当なものは磁気タワージェットモデルであろう。以下では磁気タワージェットモデルを基にした DHN 形成について考察・議論する。

5.2.1　磁気タワージェットモデル

銀河系中心の超巨大ブラックホールの上下に形成される磁気タワーは、磁化した銀河の回転核円盤の MHD 数値計算では自然に見られるものである (Machida et al., 2009)。このタワーは、中心ブラックホールの周囲を回転する円盤にアンカーした磁力線が捻られることで形成される (e.g., Machida et al., 2009; Kato et al., 2004a,b)。

図 5.2(a) は、異なる半径の位置に両脚をアンカーした 1 本の磁力線が、円盤の差

図 5.3: 磁気タワージェットモデルを用いた DHN の形成概念図。赤色は磁力線を、黄色い円盤は CND を、緑色の矢印はジェットを、灰色は分子雲を表す。

動回転によって捻られる様子を示している。円盤は差動回転をしているために磁力線の両脚で角速度が異なるが、お互いが磁力線によってつながっているために磁気張力により角運動量の輸送が起こる。これによって、半径が小さい側は回転速度が増し大きい側は減少するため、円盤内側では磁力線の巻きがきつくなる。この傾向は磁気回転不安定性 (Magneto-rotational instability, MRI) により増長される。円盤中心部付近では、磁力線が密になり磁気圧が大きくなりジェットが形成される。このようにして中心にジェットを伴う磁気タワーが成長していく。以上が磁気タワージェットの原理である。

このタワーの存在から、磁力線が円盤の直径方向の正反対の位置にアンカーした

状態で捻られることで二重螺旋パターンの磁力線を形成し、赤外線 DHN とリッジを形成することが考えられる (図 5.2(b))。このモデル検証には、CND に対応する物理量を用いた現実的な三次元 MHD 数値シミュレーションが必要であり、将来的にはこの結果と観測結果を詳細に比較する必要がある。

このモデルでは、付随分子雲候補ならびに CO リッジは、磁気タワーに付随する分子ガスとして考えることができる。リッジ分子雲は、1. 磁力線に凍結して CND から輸送された 2. ジェットによって生成された衝撃波によるハロー分子雲の圧縮によって形成されたもしくは掃き集められたと考えられる。CND と CO リッジの質量はどちらも同等で 10^5 $M_\odot$ 程度であるため 1 の機構のみで CO リッジを形成するのは難しく、主要な機構は 2 であろう。2 の機構については、最近の磁気流体シミュレーションによって初期密度が HI ガスに対応する ~ 10 cm^{-3} であったとしても、100–数 100 km s^{-1} のジェットの形成する衝撃波による圧縮から放射冷却が促進され、分子雲が形成される温度・密度が実現されることがわかっている (Asahina et al., 2014)。

以下では、DHN 付随雲とリッジが一体の構造と考えた場合と DHN 付随雲のみを考えた場合の両方のケースについての物理量の推定した結果を示す。CND の半径は 2 pc、典型的な回転速度 80 km s^{-1}(Oka et al., 2011) であるので、磁力線の回転周期は 0.15 Myr であり、1 回転で DHN の二重螺旋の 1 波長 (およそ 15 pc) を作ると考えられる。DHN とリッジの長さはおよそ 120 pc、と 8 波長分に対応するため、CND は現在までに合計 8 回転しているという結果を得る。なお DHN のみで考えるとおよそ 2 波長分に相当する。上昇スピードは、15 pc を 0.15 Myr で割って 100 km s^{-1} と推定することができる。DHN のみの長さは 20 pc であるため形成タイムスケールはおよそ 0.2 Myr で現在から 0.8–1.0 Myr 前に起こったと推定され、リッジも含めると長さは 120 pc であるためタイムスケールはおよそ 1.2 Myr と推定できる。ここで二つの DHN 付随分子雲に見られた速度勾配の向きは、CND の回転方向 (Oka et al., 2011) と等しいことに言及しておく。CND の回転と比べ DHN の速度勾配は二桁も小さいが、この事実は興味深い。なぜならば、磁気タワーの角運動量は周囲のガスと相互作用することで大きく失われると見られ、速度勾配の違いは自然だからである。

系全体の合計エネルギーは、CND の回転方向とは垂直方向の膨張だけで考えると、10^{47} erg (0 km s^{-1} の分子雲・リッジのみで計算) から 10^{51} erg (二つの付随分子

雲候補とリッジの場合) であると計算できる。すべての放出エネルギーが運動エネルギーに換算されたとして、このエネルギーの放出に必要とされる質量降着率は、だいたい CND の半径 2 pc の場所において、$\sim 10^{-5}\ M_{\odot}$/yr（DHN 付随雲候補の形成のみ考えた場合）もしくは、$\sim 10^{-2}\ M_{\odot}$/yr（付随雲候補とリッジの形成を考えた場合）である。ここで Sgr A*の質量は $4\times 10^{6}\ M_{\odot}$(Ghez et al., 2008; Gillessen et al., 2009) とした。この質量降着率は、過去の観測値と矛盾のない値である。ここでこの質量降着率が、Sgr A*そのものへの降着に直接適用されないことに注意されたい。なぜなら CND に降着した大部分の質量は、おそらく磁気タワーによって外側の半径の方向へ噴出されると考えられるからである。

最後に、Westerlund 2 (Fukui et al., 2009; Furukawa et al., 2014)、SS433、MJG348.5 (Yamamoto et al., 2008) などで同様のジェット状の伸びた分子雲が観測されていることに言及しておく。その駆動源としては、ガンマ線の放出に関係していると思われるブラックホールや中性子星のような圧縮された星の名残が考えられている。これらの観測をもとにすると、高エネルギージェットとその周囲の中性の雲 (分子雲または密度の高い水素原子雲) との相互作用は、ジェット軸に沿った直線で長い分子雲を形成することが示唆される (Yamamoto et al., 2008; Fukui et al., 2009)。ここで提案する磁気タワーは、SS433 に見られるような高エネルギージェットではない。しかしながら、特に周囲の星間ガスとの力学的な相互作用などに関して、両者で用いられる基本的な物理は同じものである。Asahina et al. (2014) では、これらのジェット雲の形成についての物理過程を説明することを目的とした MHD 数値シミュレーションの開発に成功した。このようなモデルは、現在見えている DHN 付随分子雲候補とリッジの形成について説明できる可能性がある。

第 6 章　まとめ

我々は、二つの赤外線星雲 DHN に付随する可能性がある二つの銀河系中心部の分子雲候補を、NANTEN2 を用いた ^{12}CO(J=2–1)、^{12}CO,^{13}CO(J=1–0) の放射によって発見した。二つの CO 分子雲は −35 km s^{-1} と 0 km s^{-1} の視線速度を持ち、赤外線 DHN の分布と一致している。この一致に関しては、三倍の角度分解能の追観測によってさらにもっともらしい証拠が挙げられている (Torii et al., 2014b)。また、我々は銀河面から銀緯 0.8 度まで縦に伸びた二つの CO リッジを、付随分子雲候補とおなじ視線速度で発見した。この二つのリッジは、速度幅の広い分子雲を通してつながっており、物理的に一体である可能性がある。二つの DHN 付随分子雲候補とリッジは、その空間的・速度的なつながりから連結している可能性があるが、同じ方向の関係のない他の分子雲に妨げられているため付随分子雲候補とリッジの確実な付随は断言できない。また、DHN 付随分子雲候補は銀河系中心部の天体であると考えられる。K バンドの減光の解析からは、0 km s^{-1} 分子雲・リッジと再現された三次元減光マップとの良い一致が示されており、その距離は 8±2 kpc と推定される。20 km s^{-1} を大きく超える −35 km s^{-1} という分子雲の視線速度は、その距離が銀河系中心部であることを示唆している。それゆえ、我々は二つのリッジは銀河系中心部の天体であることを提案する。これらの距離に関しては、より高い J 遷移の CO の観測などから、さらに確からしい証拠が得られるであろうと考えられる。

DHN の質量は、$\sim 10^4$ $M_\odot$、リッジの質量は $\sim 10^5$ $M_\odot$ であると推定された。1–20 km s^{-1} という二つの分子雲の間の最小速度差を仮定すると、DHN とリッジに含まれている力学的エネルギーは、それぞれおよそ 10^{47} erg と 10^{51} erg であると推定される。^{13}CO でのリッジの位置と曲がりから、0 km s^{-1} リッジが CND につながっている可能性が考えられる。それゆえ我々は DHN の起源として CND が考えらえること、そして、Morris et al. (2006) で提案された CND から発射されたねじれたアルフヴェン波を含む、磁気的な現象によってそれらが形成された可能性について議論した。CND を DHN の駆動起源として仮定する場合、質量降着率は半径 2 pc において、10^{-2} $M_\odot$/yr から 10^{-5} $M_\odot$/yr であり、CND は DHN の力学的エネルギーを過去 ∼1 Myr 前の放出現象として説明することができる、もしくは、DHN と二つのリッジは CND から ∼1 Myr 前から継続してエネルギーが放出され続けられたこと

によって形成されたと考えることができる。

参考文献

Asahina, Y., Ogawa, T., Kawashima, T., et al. 2014, The Astrophysical Journal, 789, 79

Bally, J., Stark, A. A., Wilson, R. W., & Henkel, C. 1987, The Astrophysical Journal Supplement Series, 65, 13

Bally, J., Stark, A. a., Wilson, R. W., & Henkel, C. 1988, The Astrophysical Journal, 324, 223

Bania, T. M. 1977, The Astrophysical Journal, 216, 381

Bienayme, O., Robin, A. C., & Creze, M. 1987, Astronomy & Astrophysics, 180, 94

Binney, J., Gerhard, O. E., Stark, A. A., Bally, J., & Uchida, K. I. 1991, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 252, 210

Bitran, M., Alvarez, H., Bronfman, L., May, J., & Thaddeus, P. 1997, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 125, 99

Bradford, C. M., Stacey, G. J., Nikola, T., et al. 2005, The Astrophysical Journal, 623, 866

Burton, W., & Liszt, H. 1978, The Astrophysical Journal, 225, 815

chun ming Leung, Herbst, E., & walter Huebner. 1984, The Astrophysical Journal, 231

Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 121, 213

Crocker, R. M. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 423, 3512

Crocker, R. M., Jones, D. I., Melia, F., Ott, J., & Protheroe, R. J. 2010, Nature, 463, 65

Dame, T. M., & Thaddeus, P. 2008, The Astrophysical Journal, 683, L143

Davidson, J. 1996, in Polarimetry of the Interstellar Medium, Vol. 97, 504

Dobashi, K. 2011, Publications of the Astronomical Society of Japan, 63, S1

Enokiya, R., Torii, K., Schultheis, M., et al. 2014a, The Astrophysical Journal, 780, 72

—. 2014b, Proceedings of the International Astronomical Union, 9, 194

Frerking, M. a., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, The Astrophysical Journal, 262, 590

Fujishita, M., Torii, K., Kudo, N., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of Japan, 61, 1039

Fukui, Y., Yamamoto, H., Fujishita, M., et al. 2006, Science, 314, 106

Fukui, Y., Furukawa, N., Dame, T. M., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of Japan, 61, L23

Furukawa, N., Ohama, a., Fukuda, T., et al. 2014, The Astrophysical Journal, 781, 70

Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., et al. 2008, The Astrophysical Journal, 689, 1044

Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., et al. 2009, The Astrophysical Journal, 692, 1075

Goldreich, P., & Kwan, J. 1974, The Astrophysical Journal, 189, 441

Goldsmith, P. F., & Langer, W. D. 1978, The Astrophysical Journal, 222, 881

Güsten, R., & Philipp, S. D. 1997, in Star, 253–263

Hasegawa, T., Morino, J., Sawada, T., et al. 1998, in The central regions of the Galaxy and galaxies

Heyer, M., & Dame, T. 2015, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 53, 583

Kaifu, N., Kato, T., & Iguchi, T. 1972, Nature, 238

Kaneda, H., Ishihara, D., Mouri, A., et al. 2012, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 64, 25

Kato, Y., Hayashi, M. R., & Matsumoto, R. 2004a, The Astrophysical Journal, 600, 338

Kato, Y., Mineshige, S., & Shibata, K. 2004b, The Astrophysical Journal, 605, 307

Killeen, N. E. B., Lo, K., & Crutcher, R. M. 1992, The Astrophysical Journal, 385, 585

Kudo, N., Torii, K., Machida, M., et al. 2011, Publications of the Astronomical Society of Japan, 63, 171

Ladd, N., Purcell, C., Wong, T., & Robertson, S. 2005, Publications of the Astronomical Society of Australia, 22, 62

Langer, W. D., & Penzias, A. A. 1990, The Astrophysical Journal, 357, 477

LaRosa, T. N., Kassim, N. E., Lazio, T. J. W., & Hyman, S. D. 2000, The Astronomical Journal, 119, 207

Law, C. J. 2010, The Astrophysical Journal, 708, 474

Law, C. J., Brentjens, M. A., & Novak, G. 2011, The Astrophysical Journal, 731, 36

Law, C. J., Yusef - Zadeh, F., Cotton, W. D., & Maddalena, R. J. 2008, The Astrophysical Journal Supplement Series, 177, 255

Liszt, H., & Burton, W. 1979, in The large-scale characteristics of the galaxy, 343–350

Machida, M., Matsumoto, R., Nozawa, S., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of Japan, 61, 411

Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., & Picaud, S. 2006, Astronomy and Astrophysics, 453, 635

Martin, C. L., Walsh, W. M., Xiao, K., et al. 2004, The Astrophysical Journal Supplement Series, 153, 395

Matsumoto, R.; Horiuchi, T.; Shibata, K.; Hanawa, T. 1988, Publications of the Astronomical Society of Japan, 40, 171

McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., et al. 2012, The Astrophysical Journal Supplement Series, 199, 12

McMillan, P. J. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 414, 2446

Mizuno, A., & Fukui, Y. 2004, Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of our Galaxy, 317, 59

Molinari, S., Bally, J., Noriega-Crespo, A., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 735, L33

Morris, M., & Serabyn, E. 1996, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 34, 645

Morris, M., Uchida, K., & Do, T. 2006, Nature, 440, 308

Morris, M., & Yusef-Zadeh, F. 1985, Astrophys. J., 90, 2511

Nishiyama, S., Hatano, H., Tamura, M., et al. 2010, The Astrophysical Journal, 722, L23

Novak, G., Chuss, D. T., Renbarger, T., et al. 2003, The Astrophysical Journal, 583, L83

Ogawa, H., Mizuno, A., Hoko, H., Ishikawa, H., & Fukui, Y. 1990, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 11, 717

Oka, T., Hasegawa, T., Handa, T., Hayashi, M., & Sakamoto, S. 1996, The Astrophysical Journal, 460, 334

Oka, T., Hasegawa, T., Hayashi, M., Handa, T., & Sakamoto, S. 1998, The Astrophysical Journal, 493, 730

Oka, T., Nagai, M., Kamegai, K., & Tanaka, K. 2011, The Astrophysical Journal, 732, 120

Oka, T., Onodera, Y., Nagai, M., et al. 2012, The Astrophysical Journal Supplement Series, 201, 14

Parker, E. 1966, The Astrophysical Journal, 145, 811

Riquelme, D. 2011, in The Galactic Center: a Window to the Nuclear Environment of Disk Galaxies, Vol. 439, 73–74

Riquelme, D., Amo-Baladrón, M. A., Martín-Pintado, J., et al. 2013, Astronomy & Astrophysics, 549, A36

Riquelme, D., Bronfman, L., Mauersberger, R., May, J., & Wilson, T. L. 2010, Astronomy & Astrophysics, 523, A45

Robin, A. C., Marshall, D. J., Schultheis, M., & Reylé, C. 2012, Astronomy & Astrophysics, 538, A106

Rodriguez-Fernandez, N. J., Combes, F., Martin-Pintado, J., Wilson, T. L., & Apponi, A. 2006, Astronomy and Astrophysics, 455, 963

Sakamoto, S., Hayashi, M., Hasegawa, T., Handa, T., & Oka, T. 1994, The Astrophysical Journal, 425, 641

Sanders, D. B., & Mirabel, I. 1996, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 34, 749

Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., et al. 1999, Advances in Space Research, 23, 985

—. 2001, The Astrophysical Journal Supplement Series, 136, 189

Schultheis, M., Chen, B. Q., Jiang, B. W., et al. 2014, Astronomy & Astrophysics, 566, 120

Scoville, N. 1972, The Astrophysical Journal, 75, 127

Scoville, N., & Solomon, P. 1974, The Astrophysical Journal, 187

Shibata, K., & Matsumoto, R. 1991, Nature, 353, 633

Sofue, Y. 1995a, Pasj, 47, 551

—. 1995b, Pasj, 47, 527

—. 2007, Publications of the Astronomical Society of Japan, 59, 189

Sofue, Y., & Handa, T. 1984, Nature, 310, 568

Sofue, Y., Reich, W., Inoue, M., & Seiradakis, j. h. 1987, Astronomical Society of Japan, Publications, 39, 95

Stolovy, S., Ramirez, S., Arendt, R. G., et al. 2006, Journal of Physics: Conference Series, 54, 176

Suzuki, T. K., Fukui, Y., Torii, K., Machida, M., & Matsumoto, R. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 454, 3049

Takahashi, K., Nozawa, S., Matsumoto, R., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of Japan, 61, 957

Torii, K., Enokiya, R., Fukui, Y., et al. 2014a, Proceedings of the International Astronomical Union, 9, 106

Torii, K., Enokiya, R., Morris, M. R., et al. 2014b, The Astrophysical Journal Supplement Series, 213, 8

Torii, K., Kudo, N., Fujishita, M., et al. 2010a, Publications of the Astronomical Society of Japan, 62, 1307

—. 2010b, Publications of the Astronomical Society of Japan, 62, 675

Tsuboi, M., & Handa, T. 2010, The Astrophysical Journal, 719, L177

Tsuboi, M., Handa, T., & Ukita, N. 1999, The Astrophysical Journal Supplement Series, 120, 1

Tsuboi, M., Inoue, M., Handa, T., et al. 1986, The Astronomical Journal, 92, 818

Uchida, K., Morris, M., & Serabyn, E. 1990, The Astrophysical Journal, 351, 443

Uchida, K., Morris, M., Serabyn, E., & Bally, J. 1994, The Astrophysical Journal, 421, 505

Uchida, Y., Fukui, Y., Minoshima, Y., et al. 1991, Letters To Nature

Van Eck, C. L., Brown, J. C., Stil, J. M., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 728, 97

Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, The Astrophysical Journal, 161, L43

Xu, Y., Newberg, H. J., Carlin, J. L., et al. 2015, The Astrophysical Journal, 801, 105

Yamamoto, H., Ito, S., Ishigami, S., et al. 2008, Publications of the Astronomical Society of Japan, 60, 715

Yusef-Zadeh, F., & Morris, M. 1987a, The Astronomical Journal, 94, 1178

—. 1987b, The Astrophysical Journal, 322, 721

—. 1988, The Astrophysical Journal, 329, 729

Yusef-Zadeh, F., Morris, M., & Chance, D. 1984, Nature (ISSN 0028-0836), 310, 557

Yusef-Zadeh, F., Hewitt, J. W., Wardle, M., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 762, 33

Yusef - Zadeh, F., Hewitt, J. W., & Cotton, W. 2004, The Astrophysical Journal Supplement Series, 155, 421

謝辞

本研究を遂行するにあたり多大なる御指導そして御協力を賜りました、名古屋大学理学研究科の福井康雄教授に心より感謝いたします。また、研究から日常に至るまで常々配慮していただき、様々な指摘・助言をいただきました、立原研悟准教授がいなければ本研究はあり得ませんでした。心より感謝いたします。

協同研究者の皆様には、本研究遂行にあたり多くの助言をいただきました。国立天文台の鳥居和史特任助教には、CO の解析方法について基礎からご指導いただきました。東京学芸大学の土橋一仁教授には星間減光の研究について、ブザンソン大学の M. Schultheis 氏にはシミュレーションを引き受けていただき、本研究において大きな進展を得ることができました。UCLA の M. Morris 教授にはハワイでの観測にとどまらず、その他の様々な場面で助言とあたたかい励ましの言葉をいただきました。そして、千葉大学の松元亮治教授には、磁気流体シミュレーションについて丁寧に原理を説いていただき、親身に面倒を見ていただきました。これらの素晴らしい協同研究者の皆様の力添えで、本研究の強固な地盤が出来上がったことは間違いありません。心から感謝いたします。

学生の皆さまにも支えられました。特に同期の吉池智史さんとはいつも苦楽を共にし、喜びを分かち合いました。花岡直樹さんらには常々激励の言葉をもらい、高いモチベーションを維持することができました。多くの方々に支えられ、ここまでこれたことに対してあらためて感謝したいと思います。

最後になりましたが、私を産みここまで育ててくれた母と父、そして家族全員に、最大限の感謝の意を表し、本論文を綴じたいと思います。

付録

A　CO の詳細分布

以下では、本文中では割愛した CO の詳細な分布図をチャンネル図などで示す。

図 A.1 から図 A.3 は、CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) 輝線での速度チャンネル図である。図 A.4 から図 A.6 は、CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) 輝線での銀緯チャンネル図である。図 A.7 から図 A.9 は、CMZ 領域の ^{12}CO(J=2–1) 輝線での銀経チャンネル図である。

図 A.10 から図 A.15 では、DHN に付随する分子雲の詳細な速度構造を示す。図 A.10 では、^{12}CO(J=2–1) 輝線での −35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲の空間分布を示す。図 3.5 の ^{12}CO(J=1–0) 輝線に比べると ^{12}CO(J=2–1) 輝線は DHN のクランピィな構造をよくトレースしている。^{13}CO 輝線は DHN のより密度の濃い部分のみをトレースしており、無関係な手前のガスからの放射からの寄与が無視できる。図 A.11 は ^{12}CO(J=1–0) 放射の速度 5.5km s^{-1} おきのチャンネル図である。−35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲はそれぞれ、−36 から −30km s^{-1} と −2.7 から +2.8 km s^{-1} 付近に見られる。DHN と無関係であると考えられる 10km s^{-1} 分子雲は、8–14 km s^{-1} 付近に分布している。図 3.8 に見られる内部速度分子雲は、−30 から −19 km s^{-1} と −19 から −8 km s^{-1} に現れる。図 A.12 と図 A.13 は、それぞれ ^{12}CO(J=1–0) と J=2–1 遷移の −35 km s^{-1} 分子雲と 0 km s^{-1} 分子雲の詳細な速度 1.6 km s^{-1} おきのチャンネル図である。図 A.12 は、^{12}CO(J=2–1) 放射は −34 km s^{-1} 付近で二つのフィラメントが明らかに DHN と相補的な分布をしていることを示している。また、−31 km s^{-1} のフィラメントは、DHN と空間的によく一致している。これらの速度分布は図 3.6(a) ではっきりと見られる。図 A.14 から図 A.16 は、−35 km s^{-1} 分子雲、0 km s^{-1} 分子雲、10 km s^{-1} 分子雲の ^{12}CO(J=2–1)/ J=1–0 輝線強度比の分布の速度チャンネル図を示している。すべての分子雲は 1.0 付近という高い励起状態を表す比の値を示している。

図 A.1: ^{12}CO(J=2–1) の空間分布の速度チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分速度範囲は、図中左上に示している。

図 A.2: ^{12}CO(J=2–1) の空間分布の速度チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分速度範囲は、図中左上に示している。

図 A.3: ^{12}CO(J=2–1) の空間分布の速度チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分速度範囲は、図中左上に示している。

図 A.4: ^{12}CO(J=2–1) の銀経-速度図の銀緯チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分銀緯範囲は、図中左上に示している。

図 A.5: ^{12}CO(J=2–1) の銀経-速度図の銀緯チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分銀緯範囲は、図中左上に示している。

図 A.6: ^{12}CO(J=2–1) の銀経-速度図の銀緯チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分銀緯範囲は、図中左上に示している。

図 A.7: ^{12}CO(J=2–1) の速度-銀緯図の銀経チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分銀経範囲は、図中左上に示している。

図 A.8: ^{12}CO(J=2–1) の速度-銀緯図の銀経チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分銀経範囲は、図中左上に示している。

図 A.9: ^{12}CO(J=2–1) の速度-銀緯図の銀経チャンネル図。それぞれのチャンネルの積分銀経範囲は、図中左上に示している。

図 A.10: いずれも CSO 望遠鏡で観測されたデータを使用している。点線は DHN の概形を表している。(a) ^{12}CO(J=2–1) の -35 km s^{-1} 分子雲の詳細な空間分布図。(b) ^{13}CO(J=2–1) の -35 km s^{-1} 分子雲の詳細な空間分布図。(c) ^{12}CO(J=2–1) の 0 km s^{-1} 分子雲の詳細な空間分布図。(d) ^{13}CO(J=2–1) の 0 km s^{-1} 分子雲の詳細な空間分布図。

図 A.11: Mopra による詳細な ^{12}CO(J=1–0) のデータを用いた速度チャンネル図。積分速度範囲は、各チャンネルの左上に示している。また点線は DHN の概形を示す。

図 A.12: 上 2 段: Mopra による詳細な ^{12}CO(J=1–0) のデータを用いた速度チャンネル図。積分速度範囲は、各チャンネルの左上に示している。また点線は DHN の概形を示す。下 2 段: CSO による詳細な ^{12}CO(J=2–1) のデータを用いた速度チャンネル図。積分速度範囲は、各チャンネルの左上に示している。また点線は DHN の概形を示す。

図 A.13: 上 2 段: Mopra による詳細な ^{12}CO(J=1–0) のデータを用いた速度チャンネル図。積分速度範囲は、各チャンネルの左上に示している。また点線は DHN の概形を示す。下 2 段: CSO による詳細な ^{12}CO(J=2–1) のデータを用いた速度チャンネル図。積分速度範囲は、各チャンネルの左上に示している。また点線は DHN の概形を示す。

図 A.14: -35 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ 分布の速度チャンネル図。積分速度範囲は、各チャンネルの左上に示している。また点線は DHN の概形を示す。

図 A.15: 0 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ 分布の速度チャンネル図。積分速度範囲は、各チャンネルの左上に示している。また点線は DHN の概形を示す。

図 A.16: 10 km s^{-1} 分子雲の $R_{2-1/1-0}$ 分布の速度チャンネル図。積分速度範囲は、各チャンネルの左上に示している。また点線は DHN の概形を示す。

図 A.17: ^{12}CO(J=2–1) の CO リッジの詳細な空間分布図。

図 A.18: ^{13}CO(J=1–0) の CO リッジの詳細な空間分布図。

図 A.19: CO リッジの詳細な銀経-速度図の銀緯チャンネル図。

図 A.20: CO リッジの詳細な銀経-速度図の銀緯チャンネル図。

図 A.21: (上) ^{12}CO(J=2–1) の速度チャンネル図。積分速度範囲は、図左上に示してある。(下)*Spitzer* 宇宙望遠鏡によって得られた赤外線の三色合成図に上図の等高線を重ねた図。

B　解析の詳細

距離決定の際行なったシミュレーションの結果を以下に示す。図図 B.1 は、ブザンソンステラーモデルを用いたシミュレーションから再現された色等級図と、IRSF 望遠鏡によって観測された色等級図の比較を表す図である。

図 B.1: 観測から得られた (J–K)-K 図と (下図)、ブザンソンステラーモデル (Robin et al., 2012) から得られた色等級図 (上図) の比較。2 kpc にある手前の雲によるブランチと 8 kpc にあるバルジの赤色巨星によるブランチが見てとれる。

C 手前のガスによる吸収の効果

手前のガスが DHN の CO 輝線強度に及ぼす影響を定量的に評価するため、冷たい吸収体の層に均等に覆われた分子雲をモデルとして考えた。ここで、熱い分子雲と冷たい分子雲して以下の二つのパラメータを採用した; $(T_k, n(\mathrm{H_2})) = (30\ \mathrm{K}, 1000\ \mathrm{cm^{-3}})$、$(T_k, n(\mathrm{H_2})) = (10\ \mathrm{K}, 1000\ \mathrm{cm^{-3}})$。また、吸収体である手前のガスのパラメータを $(T_k, n(\mathrm{H_2})) = (10\ \mathrm{K}, 500\ \mathrm{cm^{-3}})$ とした。また、DHN 付随雲のスペクトルにはプロファイルに明らかな吸収の様相が見られなかったため、ここでは手前のガスからの放射は、DHN 付随雲の存在する速度域すべてで均一で存在し周波数依存性がないと仮定する (図 3.11 参照)。それゆえ手前の吸収帯の速度範囲は、DHN と同じかより大きいであると仮定される。結果として得られる輝度温度 (T_{obs}) の分布は、$X(\mathrm{CO})/(dv/dr)$ の関数として図 C.1 で示されている。ここで T_{obs} は以下の式で計算される。

$$T_{\mathrm{obs}} = J_\nu(T_{\mathrm{cloud}})(1 - e^{-\tau_{\mathrm{cloud}}})e^{-\tau_{\mathrm{fg}}} + J_\nu(T_{\mathrm{fg}})(1 - e^{-\tau_{\mathrm{fg}}}) - J_\nu(T_{\mathrm{bg}})(1 - e^{-(\tau_{\mathrm{cloud}}+\tau_{\mathrm{fg}})}) \tag{C.1}$$

ここで、τ_{cloud} と τ_{fg} は、分子雲と吸収体それぞれの光学的厚み、T_{cloud} と T_{fg} と $T_{\mathrm{bg}} = 2.7$ K は、それぞれ分子雲、手前の吸収体、宇宙背景放射の励起温度である。$(T_{\mathrm{cloud}}, \tau_{\mathrm{cloud}})$ と $(T_{\mathrm{fg}}, \tau_{\mathrm{fg}})$ は LVG 計算から得られる。ここで、$X(\mathrm{CO})/(dv/dr)$ は 2.5 $\times\ 10^4$ とした。$J_\nu(T) = (h\nu/k_b)/(e^{h\nu/k_bT} - 1)$。ここで h、$\mathrm{k}_b$、$\nu$ はそれぞれ、プランク定数、ボルツマン定数、観測した静止周波数である。

図 C.1(a) に示す熱い分子雲の例では、^{12}CO(J=2–1)/(J=1–0) 輝線強度比は $X(\mathrm{CO})/(dv/dr)$ $< 2\times10^{-6}$ では、0.9 を超えるほど増加している。DHN 付随分子雲では図 6 からわかるように輝線強度比は高いところで 1.1 まで上がるので図 C.1(a) の結果と一致する。図 C.1 で灰色で色づけされたこの $X(\mathrm{CO})/(dv/dr)$ の範囲では、^{12}CO(J=1–0) の T_{obs} は 30–80 % 減っており、^{12}CO(J=2–1) は 35–85 % 減っている。一方で、図 C.1(b) に示す冷たい分子雲の場合は、熱い分子雲が 0.9 を超える比を示した $X(\mathrm{CO})/(dv/dr)$ の範囲で、比は 0.65 から 0.85 の間しか変化せず決して 0.9 を超えない。これは、仮に輝線強度が手前のガスからの強く影響を受けていたとしても、0.9 を超える高い比の値を持つ DHN 分子雲の CO スペクトルは依然として高い励起状態のガスとして観測されるということを意味する。

図 C.1: LVG 解析から求められた、$X(\mathrm{CO})/(dv/dr)$ の関数として表される $^{12}\mathrm{CO}(J{=}1\text{–}0)$ と $^{12}\mathrm{CO}(J{=}2\text{–}1)$ の輝度温度の振る舞いを示すグラフ。ここでは、以下の 2 種類のモデルの結果が示されている。(a) $T_k = 50$ K で $n(\mathrm{H_2}) = 10^3$ cm^{-3}、(b) $T_k = 10$ K で $n(\mathrm{H_2}) = 10^3$ cm^{-3}。黒の実線は、手前の冷たい雲による吸収を受けた場合に観測される温度を表す。黒点線は、二つの輝線の比を表す。破線は、手前の冷たいガスに吸収される前の元々の温度を示す。黒く塗りつぶされた部分は、比が 1.0 を超える領域を示す。