



Nagoya City University Academic Repository

学位の種類	博士（生体情報）
報告番号	甲第1595号
学位記番号	第17号
氏名	楠根 貴成
授与年月日	平成29年3月24日
学位論文の題名	分子雲中でのフィラメント形成過程における磁場の役割の解明
論文審査担当者	主査： 杉谷 光司 副査： 徳光 昭夫，鈴木 善幸，長田 哲也(京都大学)

名古屋市立大学 博士学位論文

分子雲中でのフィラメント形成過程における
磁場の役割の解明

2017 年

楠根 貴成

名古屋市立大学大学院システム自然科学研究科

概要

星は分子雲（水素が分子の状態が存在するガス雲）の中で誕生する。近年の観測技術の進歩（例：*Herschel* 宇宙望遠鏡、*Spitzer* 宇宙望遠鏡）により、ほぼ全ての分子雲はフィラメント状構造を持つことが明らかになった。さらに、このフィラメントの中には密度のより高い分子雲コアと呼ばれる領域が存在し、その中心部が重力収縮して星が誕生することも明らかになっている。このことは分子雲中のフィラメント構造が星形成過程において重要なステップの一つであることを意味する。近年の理論研究では、フィラメント形成とその構造維持には磁場が主要な役割を果たしている可能性が示唆されている（例：Nakamura & Li, 2008）。しかしながら、分子雲の磁場構造を観測的に明らかにした研究は、すでに顕著なフィラメント構造が形成された領域に集中しているため、初期分子雲からフィラメント形成に至るまでの情報が不足している。フィラメント形成メカニズムと、それに続く星形成メカニズムを解明するためには、初期分子雲構造と初期磁場構造の関係を観測的に明らかにすることが必要不可欠である。本研究は、分子雲中でのフィラメント構造が形成される過程における磁場の役割の解明を目的とする。

分子雲の磁場構造を得る有効な方法の一つに、分子雲の背景にある星の光が分子雲を通過する際に偏光を受けた光を、近赤外線波長域で偏光観測する方法がある。そこで本研究では、Vela C 分子雲に対して近赤外線偏光観測を行った。観測は、南アフリカ天文台サザランド観測所の IRSF 1.4 m 望遠鏡と近赤外線偏光観測装置 SIRPOL を用いて 3 回行った（2014 年 4 月、2015 年 2 月、2016 年 3 月）。

Vela C 分子雲は、Vela 巨大分子雲複合領域の中で最も重い分子雲であり、太陽系からの距離は約 2300 光年である。若い星の存在を示す遠赤外線源や、星形成が進行している証拠である分子流が多数検出されており、Vela C 分子雲は星形成の初期段階にある天体と考えられている。Hill et al. (2011) では遠赤外線データにより、この分子雲を 5 つのサブ領域に区分している。本研究は、偏光観測でそのうちの 4 領域をカバーし、以下に示すような磁場構造を明らかにした。

- Centre-Ridge サブ領域
 - 分子雲構造：数本のフィラメントが束なって一本の顕著な尾根（リッジ）を持つように見える
 - 磁場構造：リッジの伸長方向に対して垂直な磁場
- Centre-Nest サブ領域
 - 分子雲構造：わずかに広がっている網目状構造を持つ
 - 磁場構造：分子雲の伸長方向に対して平行な磁場
- South-Ridge サブ領域
 - 分子雲構造：東西で異なる構造（リッジ構造と網目状構造）を併せ持つ
 - 磁場構造：（リッジ領域）リッジに垂直な磁場、（網目状領域）分子雲の伸長方向に平行な磁場
- South-Nest サブ領域
 - 分子雲構造：細かいフィラメントから成る、大きく広がった網目状構造を持つ
 - 磁場構造：大きく乱れている磁場

これらの結果は、磁場構造と分子雲構造の間には関連性があることを強く示唆している。さらに Chandrasekhar-Fermi の手法 (Chandrasekhar & Fermi, 1953) により、各サブ領域の磁場強度を初めて見積もることに成功し、South-Nest サブ領域を除く領域では約 $70\text{--}310 \mu\text{G}$ の値を得た。South-Nest サブ領域では、偏光角の分散が非常に大きいためこの手法を用いることができなかった。偏光角（＝磁場）を乱す要因は乱流であるが、各サブ領域における乱流の強さはほぼ同等であることから (Yamaguchi et al., 1999)、South-Nest サブ領域は他の領域よりも磁場強度が弱いために磁場構造が乱れている可能性が極めて高いことを明らかにした。このサブ領域が持つ特徴的な網目状構造、弱い磁場が原因であると結論付けた。さらに South-Nest サブ領域は外部からの影響（HII 領域の膨張や超新星爆発）が他の領域よりも少ないことから、South-Nest サブ領域が初期分子雲構造・磁場構造（弱い磁場強度）を保持している可能性が高いと結論付けた。

今回の Vela C 分子雲の観測結果から、分子雲中では、磁場に関連する 3 つの進化フェーズを経てフィラメント構造が形成されるという仮説を立てた。

【1、乱流が支配的なフェーズ】外部からの衝撃波が達していないため分子雲の磁場強度が強まらず、分子雲は網目状構造を持つ（South-Nest サブ領域）

【2、乱流と磁場が競合するフェーズ】外部からの衝撃波による、分子雲の急激な密度上昇・磁場強度増加に伴い、細かいフィラメントが集結してネスト状構造を持つ（Centre-Nest サブ領域）

【3、磁場が支配的なフェーズ】強められた磁場に沿って分子雲が収縮し、磁場に対して垂直なリッジ構造が形成される (Centre-Ridge サブ領域)

目次

概要	i
第 1 章 研究の背景	1
1.1 星間ガスの形態	1
1.2 分子雲と星間磁場	1
1.2.1 分子雲の内部構造	2
1.2.2 分子雲の磁場	3
1.3 星間磁場の観測	4
1.3.1 測定手法	4
1.3.2 近赤外線 3 色同時偏光撮像観測	6
1.3.3 チャンドラセカール-フェルミの手法による磁場強度の測定	7
1.4 本研究の目的	8
1.5 Vela C 分子雲	8
第 2 章 観測&データ解析	12
2.1 近赤外線偏光撮像観測	12
2.2 近赤外線偏光観測データの解析	13
2.2.1 一次処理	16
2.2.2 測光	18
2.2.3 偏光度と偏光角度の算出	19
2.3 星間偏光に起因する偏光を示す点源の選択	21
2.3.1 YSO 候補天体の除外	21
2.3.2 星間ダスト起源の偏光を持つ点源以外の除外	21
2.4 柱密度図の作成	23
第 3 章 結果	27

3.1	Vela C 分子雲の磁場構造	27
3.1.1	Vela C 分子雲全体の磁場構造	27
3.1.2	サブ領域毎の磁場構造	32
3.2	Vela C 分子雲の磁場強度	38
第 4 章	議論	43
4.1	South-Nest サブ領域の磁場強度	43
4.2	磁場構造、分子雲構造、速度幅の関係	44
4.3	Vela C 分子雲への外的影響	45
4.3.1	HII 領域	45
4.3.2	Vela 超新星残骸	47
第 5 章	まとめ	51
5.1	結論	51
5.2	今後の展望	52
付録 A		57
A.1	星間偏光	57
A.1.1	ダストの整列メカニズム	57
A.2	二色図	58
A.3	ストークスパラメータと偏光	59

図目次

1.1	星間ガスの温度と密度の関係図	2
1.2	Vela C 分子雲のサブ領域を示した図	11
2.1	近赤外線偏光観測領域図	14
2.2	IRSF 望遠鏡	15
2.3	IRSF/SIRPOL の概念図	15
2.4	赤道座標系と位置角度の概略図	20
2.5	近赤外線 JHK_s 二色図	22
2.6	$H - K_s$ カラーに対する偏光度を示した図	24
2.7	柱密度図	26
3.1	J バンド偏光ベクトル図	28
3.2	H バンド偏光ベクトル図	29
3.3	K_s バンド偏光ベクトル図	30
3.4	バンド間での偏光ベクトルの方向の違い	31
3.5	H バンド偏光ベクトルの角度度数分布図	32
3.6	高柱密度領域での H バンド偏光ベクトルの P.A. 分布図	33
3.7	Centre-Ridge サブ領域の H バンド偏光ベクトル図	34
3.8	Centre-Nest サブ領域の H バンド偏光ベクトル図	35
3.9	South-Ridge サブ領域の H バンド偏光ベクトル図	36
3.10	South-Nest サブ領域の H バンド偏光ベクトル図	37
3.11	North サブ領域の H バンド偏光ベクトル図	38
3.12	サブ領域毎の H バンド偏光ベクトル角度度数分布図	39
3.13	$C^{18}O$ クランプの位置を示す柱密度図	41
4.1	South-Nest サブ領域における $H - K_s$ に対する偏光度の図	44

4.2	Vela C 分子雲周辺領域の可視波長合成画像	46
4.3	Vela C 分子雲周辺領域の $12\mu\text{m}$ <i>WISE</i> 画像	48
4.4	Vela C 分子雲周辺領域の ^{12}CO チャンネルマップ	49
4.5	Vela C 分子雲周辺領域の X 線画像	50
A.1	二色図の概要図	60
A.2	偏光の楕円表示	61

表目次

2.1	SIRIUS カメラの主な仕様	13
3.1	サブ領域・クランプでの物理パラメータ	42

第 1 章

研究の背景

1.1 星間ガスの形態

この宇宙を構成している最も大きなスケールの天体は銀河であり、銀河を構成しているものは星と星間物質である。星は星間物質が重力により収縮することで誕生する。星間物質は星間ガスと星間微粒子から成り、それらの質量比はおよそ 100 対 1 であることが知られている。星間ガス質量の 75% 程度を水素 H が占め、残りの大半はヘリウム He である。星間微粒子はサイズ $0.1\mu\text{m}$ 程度の非球状粒子であると考えられており、その成分はケイ素 Si、酸素 O、炭素 C、鉄 Fe などから構成される。

星間ガスは主構成要素である水素 H の状態により原子 HI、電離ガス HII、分子 H_2 の 3 つに分類される。これらは星間ガスの温度と密度によって定まる。ガスの温度は加熱と冷却のバランスによって決まり、ガスの密度は星間ガスに働く力のバランスによって決まる。星間空間でのガスの温度と密度の関係を表した図を図 1.1 に示す。このうちの分子雲と呼ばれる領域は、自己重力で束縛された最も密度の高いガス領域である。この領域のさらに密度の高い領域 ($n_{\text{H}_2} \sim 10^4 - 10^6 \text{cm}^{-3}$) は分子雲コアと呼ばれ、この分子雲コア内で星が誕生することから、分子雲は星形成メカニズムを解明する上で非常に重要な天体である。

1.2 分子雲と星間磁場

分子雲は歴史的には暗黒星雲として認識されてきた。これは分子雲中の星間微粒子が背景星の光を遮り、シルエットとして見えたからである。分子雲は密度が高く光学的に厚く、周辺の星からの紫外線が入射したとしてもダストによって強く減衰されるため、紫外

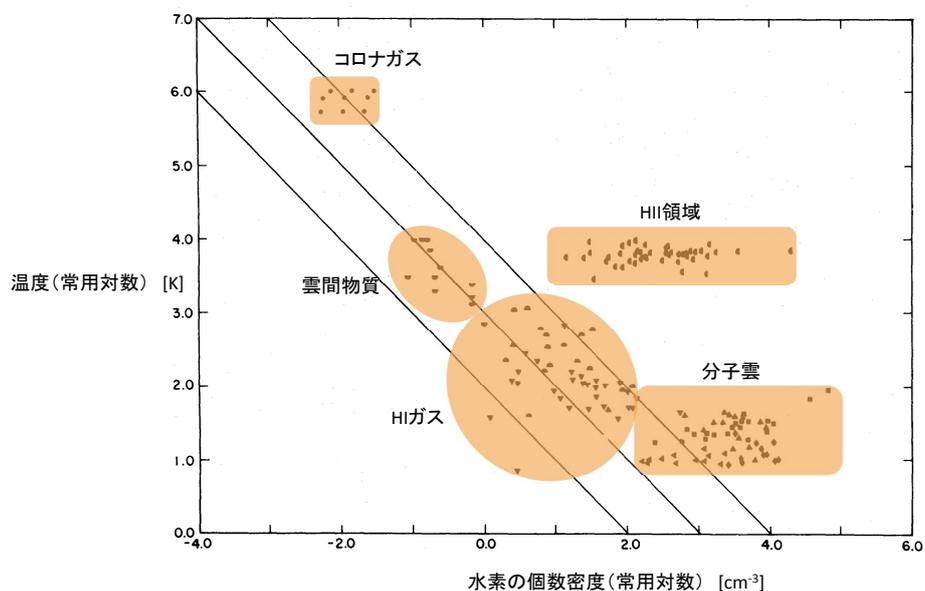


図 1.1 星間ガスの温度と密度の関係を示した図 (Myers (1978) の図 1 を参照して作成)。

線によって水素分子結合が破壊されることもなく安定して存在する。また、ガスの放射による冷却や、より低温の星間微粒子との衝突による熱交換による冷却によって、分子雲の温度は低い。典型的な分子雲の密度は $n_{\text{H}_2} \sim 10^2 - 10^3 \text{cm}^{-3}$ で、温度は $\sim 10 \text{K}$ である。水素分子は永久電気双極子モーメントを持たないため、このような低温下では水素分子は電磁波を放射することができない。このため、分子雲の同定には他の分子（一酸化炭素 CO やその同位体等）の分子輝線がよく利用される。分子輝線の観測では、分子雲の密度や質量、温度等の物理量だけでなく、視線方向に沿った分子ガスの運動や、分子輝線の広がり具合から分子雲中の乱流の情報を得ることができる。また、前述のように分子雲にはガス成分だけでなく質量比にして 1% 程度の星間微粒子を含んでいるため、この星間微粒子を観測することによっても分子雲の研究を行うことが可能である。可視波長域や近赤外線波長域での観測では、背景星の光が分子雲を通過する際に受ける減光の度合（減光量 A_V ：付録参照）を測定することで、間接的に分子雲の形状や密度が推定できる。遠赤外線波長域やサブミリ波超域での観測では、星間微粒子からの連続波を捉えることができる。

1.2.1 分子雲の内部構造

CO 観測やダストマップから、オリオン座 A 分子雲 (例：Chini et al., 1997) やおうし座分子雲 (例 Mizuno et al., 1995) は、その内部に顕著なフィラメント構造を持つこ

とが明らかになっている。同様のフィラメント構造が、ハエ座領域やカメレオン座領域、おおかみ座領域、ペルセウス座領域等においても報告されている (例: Cambresy, 1999; Hatchell et al., 2005)。また、MSX や Spitzer 宇宙望遠鏡を使った中間赤外線波長域での観測で検出された「赤外線暗黒星雲」も、顕著なフィラメント構造を持つことが明らかになっている (例: Egan et al., 1998)。このようにここ 20 年ほどで、大きなスケールにおける分子雲のフィラメント状構造が観測的に明らかになりつつあった。

このような状況下で、*Herschel* 宇宙望遠鏡が 2009 年に打ち上げられた。この望遠鏡は宇宙望遠鏡としては初の遠赤外線・サブミリ波長域での観測を行った望遠鏡で、観測波長は $70\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ 、 $160\mu\text{m}$ 、 $250\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$ である。前段落で述べたように *Herschel* 望遠鏡以前においても、多くの星間分子雲が大きなスケールでのフィラメント構造を持つことは既に知られてはいたが、*Herschel* 宇宙望遠鏡での観測によって、星間媒体は普遍的にフィラメントによって構成されているということが初めて明らかになった (例: Andre et al., 2010)。これは地上望遠鏡では不可能だった、比較的高い分解能かつ広い領域の観測が行えたからである。

しかしながら、分子雲中においてフィラメント状構造がどのように形成され、どのように分裂して分子雲コアを作り、どのように星が誕生するのか、その過程は未だよく理解されてはいない。

1.2.2 分子雲の磁場

分子雲の形状進化過程、すなわちフィラメント構造形成過程において、分子雲の力学的な物理量を理解することが非常に重要である。この物理量としては、分子雲ガスの密度、温度、乱流の強度、そして分子雲を貫く磁場が挙げられる。重力は密度に比例し、分子雲の重力収縮を促す。一方で、熱運動による圧力や乱流による圧力、磁場による圧力や張力は分子雲の収縮を妨げる (内圧に寄与する)。これら物理量のバランスによって分子雲の力学的安定性が決まる。分子雲が力学的に安定であるとは、収縮を促す重力と収縮を妨げる内圧が釣り合っており、収縮が起きない状態のことを言う。また領域によっては外的衝撃による分子雲の収縮を考慮する必要がある。外的衝撃の要因としては、分子雲同士の衝突、近傍の大質量星から放出される大量の紫外線による電離、超新星爆発、原始星からのジェット等が挙げられる。

我々の銀河系内では様々な場所に磁場が存在することが知られており、星間ガスの薄いところでは典型的に $10\mu\text{G}$ 程度 (例: Heiles & Troland, 2005; Crutcher, 2012) とされている。HI ガスや HII 領域では、紫外線や宇宙線によって星間ガスは電離されるが、分

子雲のように密度が高く光学的に厚い領域は減光が大きく、紫外線は分子雲表面までしか入ることができない。しかしながら、宇宙線によって分子雲はわずかに電離される（電離度 $\sim 10^{-7}$ ）。荷電粒子はローレンツ力によって磁場に結びつき、その磁場と結びついた荷電粒子が中性粒子（原子・分子）に衝突して運動量を交換すると、中性粒子は荷電粒子と結びつき一体となって動く。この結果、荷電粒子を介して中性粒子と磁場は間接的に結びつく。このことは磁場の凍結と呼ばれる。分子雲ではこのように磁場が凍結するため、分子雲ガスは磁場の圧力や張力を受けることとなり、磁場がガスの収縮に対抗する圧力となる。磁場が凍結している状態でガスが動くとき磁場もそれに引きずられるため、ガス密度が高まると磁場強度も強くなる。ただし、磁場に沿った方向では、ガスは磁場の圧力を受けないため、ガスの運動は妨げられない。このように星間空間の磁場の存在は、分子雲形成時、フィラメント形成時、分子雲コア形成時、原始星円盤形成時と様々なスケールにおいて重要な役割を果たす。しかしながら、星間ガスから星形成に至る過程でどのように磁場構造が変化していくのかということは完全には理解されておらず、長年研究の対象とされてきた（星間磁場トポロジー問題）。

星間空間における磁場構造が観測的に初めて明らかになったのは、(Hiltner, 1951) による星間偏光観測である。近年になり様々な分子雲に対する観測（赤外線偏光観測やサブミリ波偏光観測）によって、分子雲中の磁場構造が徐々に明らかになってきた。その観測数はあまり多くないが、分子雲中フィラメントと磁場の関係には以下の傾向が明らかになりつつある（例：Sugitani et al., 2011; Peretto et al., 2012; Palmeirim et al., 2012; Heyer et al., 2008; Chapman et al., 2011）：自己重力で束縛されているような濃いフィラメントでは、星間磁場はフィラメントに対して垂直に走っている傾向にある。一方、束縛されていない低密度な広がったフィラメントでは、星間磁場はその伸長方向に対して平行になる傾向にある。

1.3 星間磁場の観測

1.3.1 測定手法

磁場 B はベクトル量であり、その成分は天球面に対して平行な成分 B_{\parallel} と垂直な成分 B_{\perp} に分けられる。星間空間を伝搬する電磁波は、星間磁場の影響などによりその振動面に偏りが生じる。この偏りのことを、短い波長域（X線、紫外線、可視光、赤外線）では偏光と、長い波長域（サブミリ波、ミリ波、電波）では偏波と呼ぶ。

星間磁場の測定とは、すなわちこの偏光（偏波）を測定することである。前述のように

磁場は平行成分と垂直成分に分けられ、平行成分 B_{\parallel} を観測するもの（星間偏光、シンクロトロン放射）と垂直成分 B_{\perp} （ゼーマン効果）を観測するものがある。ここではこれら代表的な観測手法について簡単に述べる。

星間偏光

星間偏光は、星間に存在する非球状ダストが何らかの機構により整列し、背景星の無偏光の光がその空間を通過するときに選択的吸収を受けることにより生じる。ダストを整列させる原因として磁場がもっとも有力であり、星間偏光を測定することは磁場方向を測定する手段となる。磁場によるダストの整列機構の理論としてはデービス-グリーンシュタイン機構 (Davis & Greenstein, 1951) がよく知られている（付録参照）。観測される偏光ベクトルの方向がそのまま地球上に投影した磁場の方向を示す。観測者から見て分子雲の背景に存在する星の光を捉えるため、比較的分子雲内部までを見通すことのできる近赤外線波長域での観測が適している。また、星間偏光の観測で得られる情報は磁場の方向のみだが、チャンドラセカール-フェルミの手法 (Chandrasekhar & Fermi, 1953) を用いることで磁場強度 B_{\parallel} を間接的に求めることができる（1.3.3 参照）。

また、磁場により整列した非球状ダストの熱放射の偏光（偏波）を遠赤外線（サブミリ波・ミリ波）で観測することで磁場の方向を測定することも可能である。この場合、偏光の方向は磁場と垂直となる。これらの観測は、現在のところ近赤外線波長では見通すことのできない、非常に濃い分子雲内部の限られた領域しか磁場構造を明らかにすることが出来ない。ただし、これは地上望遠鏡での場合である。宇宙望遠鏡（例：Planck 衛星）や気球望遠鏡（例：BLASTPol）を使った観測では、低解像度ではあるが分子雲の薄い領域の偏光も検出可能である。磁場の方向のみの情報しか得られない点は近赤外線偏光観測と同じである。

シンクロトロン放射

シンクロトロン放射とは磁場の周りを高速で回転する電子による非熱的放射である。電子の速度は光速に近く相対論的振る舞いをするため、円運動の接線方向に強く電磁波を放射する。放射される電場の方向は磁場に垂直であり、回転面に水平な偏波が生じる。よって観測される電場の偏波面に垂直な方向が磁場の方向となる。シンクロトロン放射は、磁場が強いほどまたは電子の数とそのエネルギーが高いほど強いが、星間空間では一般に大きなエネルギーを持った電子の数は冪乗で少なくなるため高い周波数では強度が弱くなる。このため通常は電波観測によって検出され、活動銀河や超新星残骸などで観測される。直線偏波した電磁波は星間空間を地球まで伝搬する間に星間空間のプラズマによって

偏波面が回転（ファラデー回転）するため、その回転量を測定して補正する必要がある。

ゼーマン効果

ゼーマン効果とは、原子や分子が放出するスペクトルにおいて、磁場がない場合に単一スペクトル線であったものが、磁場が存在することで複数のスペクトル線に分裂する現象である。このスペクトルの分裂を観測しその程度から磁場 B_{\perp} の強度を見積もることが可能である。前述の星間偏光の観測と比べると、直接磁場の強度を得ることができるため注目されている手法である。H_I や OH のゼーマン効果がもっともよく検出される。H_I で調べられるような密度の低い領域だけでなく、分子雲の磁場を測ることも原理的には可能であるが、分子雲中に存在する分子ではゼーマン効果が非常に小さいことから観測は極めて困難である。近年、分子雲中の CCS 分子を用いたゼーマン効果の観測なされている。

このように天文学において星間磁場の構造を測定する手法は主に3つある。しかしながら、シンクロトロン放射には荷電粒子を光速で回転させるようなエネルギーの高い天体現象の存在が必要であり、分子雲の星間磁場を測定するには適さない。またゼーマン効果は、既に述べたように分子雲中の分子ではその効果は小さく、現時点ではその検出は難しい。したがって、分子雲の星間磁場を観測的に明らかにする手法としては、可視から遠赤外線での偏光観測が適している。ただし、磁場構造を広く詳細に調べることを目的とする本研究では、遠赤外線波長域での観測よりも高分解である、近赤外線波長域での星間偏光を観測する手法を用いた。

1.3.2 近赤外線 3 色同時偏光撮像観測

本研究の偏光観測は、地球大気の透過率が高い近赤外線の3波長域、 J (1.25 μm)、 H (1.63 μm)、 K_s (2.14 μm) バンドで行った。前述したように、星間磁場の方向を測定するためには偏光観測が有効である。近赤外線波長域での観測は、可視光観測に比べ分子雲による散乱や吸収を受けにくく、故に減光されにくい。そのため分子雲の背景に存在する星の偏光を測定して、分子雲の磁場構造を調べることが可能となる。さらに偏光度 $P \propto \lambda^{-1.8}$ (Nagata, 1990) と減光量 $A_{\lambda} \propto \lambda^{-2}$ (Nishiyama et al., 2009) という関係式が近赤外線波長域では成り立つため、分子雲の柱密度^{*1}の小さいところから大きいところまで詳細に調べることができる。すなわち、波長の短い J バンドでは柱密度の小さい領域

*1 視線方向に沿ってどの程度物質が重なって見えるかを表す線密度。

の偏光を、波長の長い K_s バンドでは柱密度の大きい領域の偏光を捉えられる。

分子雲の磁場構造を偏光観測で調べる上で1つ問題がある。分子雲中では重力収縮により星形成が起きているため、原始星や前主系列星などの若い天体 (Young Stellar Object; YSO) がしばしば付随している。この YSO は原始惑星系円盤や原始星エンベロープを持っているため、中心星からの光がそれらによって反射・散乱され偏光が生じる。可視・近赤外線波長の偏光観測による磁場構造の測定は、分子雲背景の星が無偏光の光を出しているという仮定の上で行うため、分子雲の磁場に関係のない偏光を持つ天体は取り除かなければならない。YSO 候補天体を選別する手法としてしばしば近赤外線が多波長観測データによる二色図が用いられる (付録参照)。二色図作成には少なくとも3つのバンドでの観測が必要であるが、本研究の観測は3色同時偏光観測を行っているためこのデータを利用することが可能である。また、前述のように星間ダストに起因する星間偏光では偏光度 P と減光量 A は比例の関係にある為、点源の偏光度と赤外超過量 (背景星の本来のカラーと実際に観測されるカラーの差。減光量と比例の関係にある。) を使って偏光効率 a を見積もることができ、これを利用して星間偏光に起因しない偏光を持つ可能性のある点源を除くことも可能となる。

1.3.3 チャンドラセカール-フェルミの手法による磁場強度の測定

小さなスケールでの磁力線の乱れは、磁場強度と密接に関係している。すなわち磁場強度が強い場合だと磁力線は直線に近く、弱い場合だと乱流によって磁力線は乱れる。このため、磁力線の乱れの程度 (観測では偏光角度 θ の乱れ) から、磁場の強度を見積もることができるとされる。チャンドラセカール (S. Chandrasekhar) とフェルミ (E. Fermi) はこの手法で1953年に銀河腕の磁場強度を見積もった (Chandrasekhar & Fermi, 1953)。

磁場中の星間物質には磁気張力

$$T = \frac{B^2}{4\pi}$$

が働く。一般に、張力 T の線密度 ρ のゴムひもでは波は位相速度

$$v = \sqrt{\frac{T}{\rho}}$$

で伝搬する。このことから、星間物質中を磁場に沿って位相速度

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$$

で伝搬する横波が存在すると考えられる。この波をアルヴェーン波 (Alfven wave) と呼ぶ。アルヴェーン波が磁力線の乱れを表していると考え、両辺 B で微分すると、

$$\frac{\partial v}{\partial B} = \frac{1}{\sqrt{4\pi\rho}}$$

$$\partial v = \frac{1}{\sqrt{4\pi\rho}} \partial B$$

さらに両辺を B で割ると、

$$\frac{\partial v}{B} = \frac{1}{\sqrt{4\pi\rho}} \frac{\partial B}{B}$$

$\partial v = \sigma_v$ (分子雲ガスの乱流速度分散) と $\frac{\partial B}{B} = \sigma_\theta$ (観測される偏光ベクトルの角度分散) とすると、観測する視線方向に垂直な磁場の強度は

$$B_{\parallel} = \sqrt{4\pi\rho} \frac{\sigma_v}{\sigma_\theta}$$

となる。実際にはこの値より小さくなると考えられており、補正定数 Q はシミュレーションの結果と比較して決定される。Ostriker et al. (2001) によると $\sigma_\theta < 25^\circ$ のとき $Q \sim 0.5$ とされ、本研究ではこの値を採用し、磁場強度の見積もりを行った。

1.4 本研究の目的

前述のように、巨大分子雲の多くはフィラメント状の構造を持ち、恒星はフィラメント中のより密度が高い領域 (分子雲コア) で誕生する。分子雲中でのフィラメント構造は、星形成へと繋がる重要なものである。これまでの理論的研究では、フィラメント形成とその構造の維持には磁場が重要であることが示唆されている。しかしながら、観測的に分子雲の磁場構造を明らかにした研究成果の多くは、既にフィラメントが形成された領域に集中しており、フィラメント形成に至るまでの磁場の情報は不足している。分子雲中でのフィラメント形成メカニズムを解明するために、本研究は分子雲の初期構造と初期磁場を観測的に明らかにすることを目指す。

1.5 Vela C 分子雲

上記目的を果たすために本研究では、ほ座 (Vela) に存在する「Vela C 分子雲」と呼ばれる天体に注目した。この天体は以下の点において、磁場構造を詳細に調べるには非常に良いターゲットである：

1. 分子雲のサブ領域によって形状が大きく異なるため（後述）、磁場構造と分子雲構造の関係性を調べる事が可能である。
2. 銀河面からのコンタミネーションが少ない。これはこの天体が太陽系からそれほど遠くなく（距離 $\sim 700 \pm 200$ pc^{*2}; Liseau et al., 1992）、かつ銀河中心から離れ、銀河面からも離れているためである $((l, b) = (264^\circ.4, +1^\circ.4))$ 。

Vela 巨大分子雲複合領域は、Vela 超新星残骸の縁に位置する、太陽系から最も近い巨大分子雲複合体のうちの一つあり、Vela A から D までラベル付された 4 つの領域で構成される。このうちの一つである Vela C 分子雲は、Vela 巨大分子雲複合領域の中で最も質量の重い分子雲である (Murphy & May, 1991)。Yamaguchi et al. (1999) は、この Vela C 分子雲に対して $^{12}\text{CO} \cdot ^{13}\text{CO} \cdot \text{C}^{18}\text{O}$ の分子線の観測（分解能 $\sim 8'$ ）を行っており、この分子雲が南北方向に伸びた形状であることを C^{18}O のデータから明らかにした。若い星の存在を示す遠赤外線源や、星形成が進行している証拠である分子流が多数検出されており、Vela C 分子雲は星形成の初期段階 ($< 10^6$ yr) にある天体と考えられている (IRAS; Worterloot & Brand, 1989; Yamaguchi et al., 1999)。Hill et al. (2011) は *Herschel* の遠赤外線データを使い、Vela C 分子雲を減光量 $A_V = 7$ 等を基準に 5 つのサブ領域に区分した：

Centre-Ridge サブ領域 数本のフィラメントが束なって一本の顕著な尾根（リッジ）を持つように見える領域。

Centre-Nest サブ領域 フィラメントがわずかに広がっている領域。

South-Ridge サブ領域 Centre-Ridge サブ領域と同様、東西に伸びたリッジ形状を持つ領域。

South-Nest サブ領域 細かいフィラメントからなる、大きく広がった網目状構造を持つ領域。

North サブ領域 South-Nest サブ領域と同様、網目状構造を持つ領域。

このように Vela C 分子雲は領域によって分子雲形状が大きく異なる (図 1.2)。それぞれのサブ領域における質量はおおよそ同等である ($1.9 - 4.2 \times 10^6 M_{\text{sun}}$ ^{*3}; Hill et al., 2011)。また、彼らは大質量コア ($> 8 M_{\text{sun}}$) を、South-Nest サブ領域以外のサブ領域で 13 天体同定している。質量 $20-60 M_{\text{sun}}$ を持つこれら天体は、将来的に大質量星へと成りうる天体である。Centre-Ridge サブ領域では既に大質量星団が誕生しており、水素電離

*2 距離を表す単位。年周視差が $1''$ となる距離が 1pc であり、1pc は約 3.26 光年である。

*3 太陽の質量を表す天文定数。 $1M_{\text{sun}} = 1.9884 \times 10^{30}$ kg

領域 RCW 36 が形成されている (励起星は 1 つの O8 型星もしくは 2 つの O9 型星 Baba et al., 2004)。

近年の観測技術の発達 (衛星望遠鏡や気球望遠鏡) により明らかになっている、Vela C 分子雲周辺領域の大局的な磁場構造について述べる。Soler らが投稿した最近の論文 (Soler et al., 2017) が示す、*Planck* 衛星の 353 GHz (=800 μm) の偏光観測による Vela C 分子雲周辺領域の磁場構造 (分解能 $\sim 15'$) の図によると、Vela C 分子雲はほぼ銀河面に沿った銀河磁場構造の中に存在し、分子雲の伸長方向に対して斜めの磁場構造が貫いている位置関係にあることが示唆されている。また Fissel et al. (2016) では、サブミリ波気球望遠鏡 (BLASTPol; Ballon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope for Polarimetry) を使ったサブミリ波 (250 μm , 350 μm , 500 μm) での偏光観測を行っており、Vela C 分子雲付近の大局的な磁場構造 (分解能 $\sim 2.5'$) を明らかにしている。

本論文では、Vela C 分子雲の大規模近赤外線偏光観測に基づく研究成果を報告する。第 2 章では近赤外線偏光観測とデータ解析について述べる。第 3 章では偏光観測から導かれる結果を述べる。第 4 章では Vela C 分子雲の磁場構造や磁場強度、分子雲構造における磁場の役割について議論・考察する。第 5 章に本論文のまとめと今後の展望を述べる。

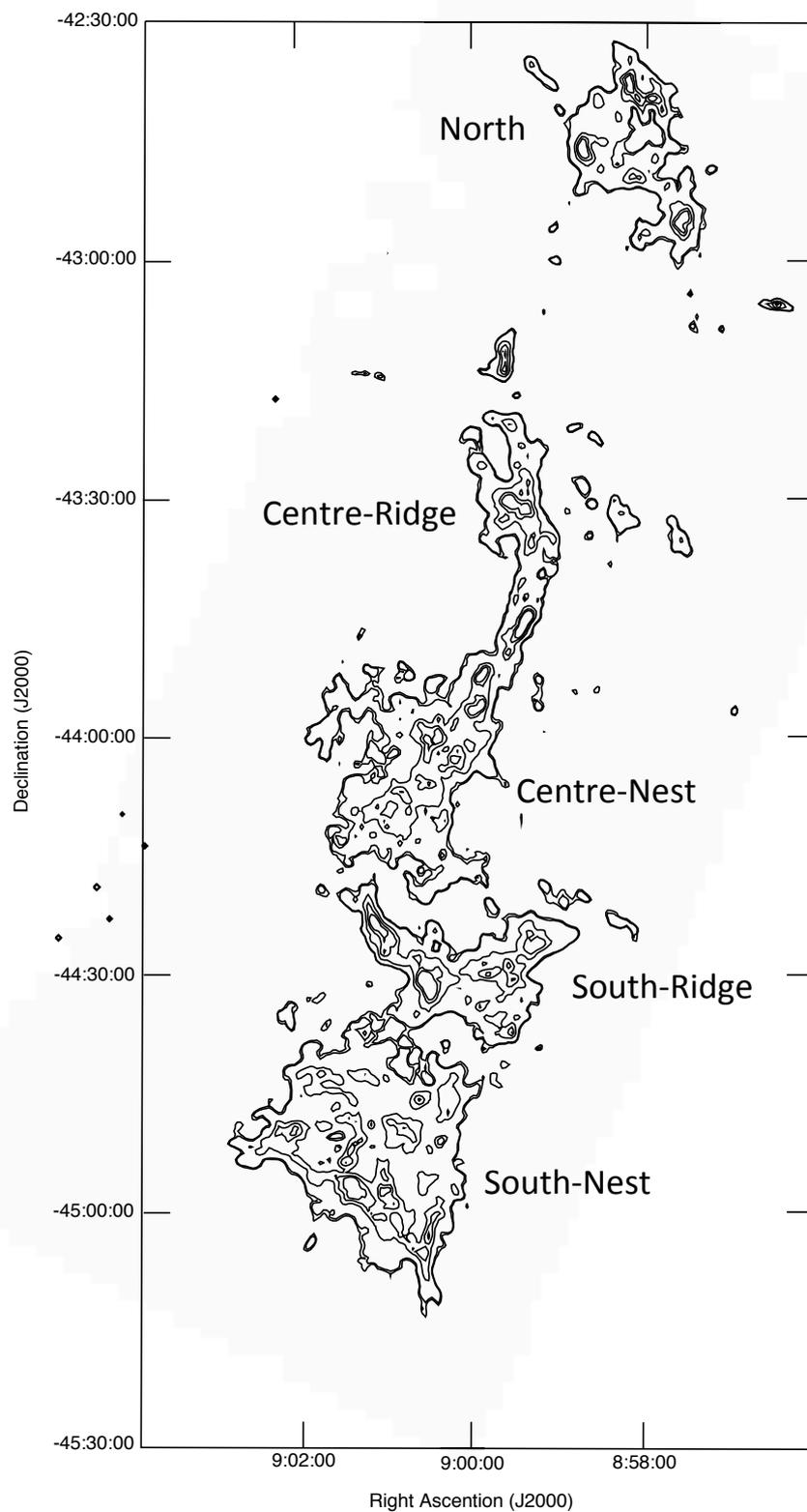


図 1.2 5つのサブ領域を示した *Herschel* データから作成した柱密度図 (後述)。

第 2 章

観測&データ解析

2.1 近赤外線偏光撮像観測

Vela C 分子雲の磁場構造を得るための近赤外線 (JHK_s) 偏光観測は、RCW 36 周辺部を 2014 年 4 月に、分子雲全体を 2015 年 3 月、South-Nest サブ領域を 2016 年 3 月に行った。観測には南アフリカ天文台サザランド観測所の IRSF (the InfraRed Survey Facility) 1.4 m 望遠鏡を使用し、観測装置には近赤外線 3 色波長域同時撮像サーベイ用カメラ SIRIUS (Simultaneous InfraRed Imager for Unbiased Survey) の偏光モードである SIRPOL モードを用いた。この観測装置 SIRIUS には以下のような特徴がある (Nagayama et al., 2003)。

1. 検出器には装置製作当時で最も画素数の多い赤外線 HAWAII アレイを使用することで、比較的広い視野が確保されている ($7'.8 \times 7'.8$)。
2. 2 枚のダイクロイックミラーにより、天体からの光を JHK_s の 3 バンドに分割し、3 つの HAWAII アレイで 3 バンドの同時同一視野観測が可能である。

この観測装置の視野は $\sim 7'.8 \times 7'.8$ で、本研究では計 88 視野の観測を行った。これは $\sim 1.2^\circ \times 1.2^\circ$ の視野に相当する。同望遠鏡・観測装置を用いての偏光観測で磁場構造を明らかにした過去研究の最大の観測視野数は Kwon et al. (2015) の 25 視野 ($\sim 0.65^\circ \times 0.65^\circ$ に相当) である。また、近年の他の望遠鏡で大規模に分子雲の磁場構造を明らかにした研究には Santos et al. (2016) があり、その観測範囲は $\sim 53' \times 53'$ である。ただし彼らは近赤外線での 1 波長のみでの観測である。このように本研究の観測は、これまでに行われてきた近赤外偏光観測と比較すると非常に大規模な観測である。このため比較的近い距離の巨大分子雲のほぼ全域に渡ってのデータ取得が達成できた。観測領域を図 2.1 に示す。

表 2.1 SIRIUS カメラの主な仕様

検出器	HgCdTe 1024 pixel × 1024 pixel (HAWAII) 3 台
ピクセルスケール	0"45
視野	~7'8×7'8
観測波長	<i>J</i> バンド (1.25 μm)、 <i>H</i> バンド (1.63 μm)、 <i>K_s</i> バンド (2.14 μm)
重量	~100 kg
大きさ	800×450×300 mm ³

IRSF 1.4 m 望遠鏡の写真を図 2.2 に、SIRIUS カメラの主な仕様を表 2.1 に、SIRPOL の概念図を図 2.3 に示す。

観測は半波長板を回転させて 4 つの波長板角 (0°, 45°, 22.5°, 44.5°) で 15 秒ずつ積分し、10 ディザリングを 1 セットとして 6 セット行った。すなわち 1 波長板角度あたりの総積分時間は 900 秒 (15 × 10 × 6 = 900 秒) である。ディザリングとは、カメラのバッドピクセル (感度の低い検出素子等) が観測天体と重なってしまうことを防ぐために、視野の位置を少しずつずらして複数回撮像する観測手法である。これにより、バッドピクセルだけでなく宇宙線によるホットピクセルの影響もクリッピングにより取り除くことが可能である。今回の観測中の *K_s* バンドの平均シーイング^{*1}サイズは ~1"1 – 2"6 であった。フラットフレーム (後述) は、観測前もしくは観測後に取得したトワイライトフラットの数週間分から作成した。

2.2 近赤外線偏光観測データの解析

近赤外線偏光観測データの解析には、National Optical Astronomy Observatory (NOAO) の the Imaging Reduction and Analysis Facility (IRAF) software package を用いた。この IRAF は UNIX ベースの天文用画像解析ソフトウェアである。

^{*1} 地球大気の影響により望遠鏡でみた星像が広がっていること。シーイングは星像の直径 (角度秒) で表す。基本的にはシーイングは小さいほど良い。

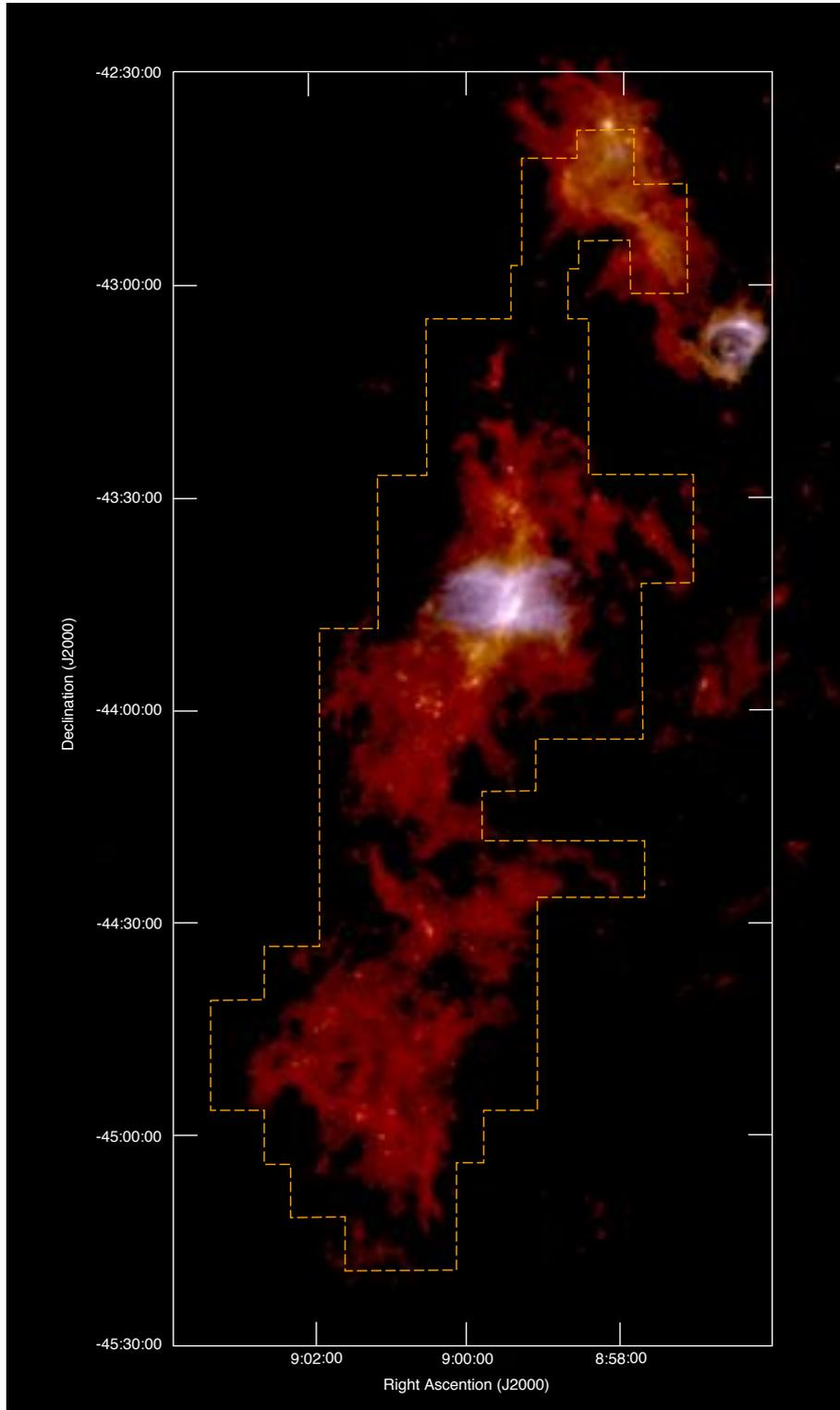


図 2.1 Vela C 分子雲に対する近赤外線偏光観測領域を示した *Herschel* データによる 3 色合成画像 (赤: $250\mu\text{m}$ 、緑: $160\mu\text{m}$ 、青: $70\mu\text{m}$)。観測領域は橙色破線で示されている。



図 2.2 IRSF 1.4 m 望遠鏡 (撮影：今井理恵子)。

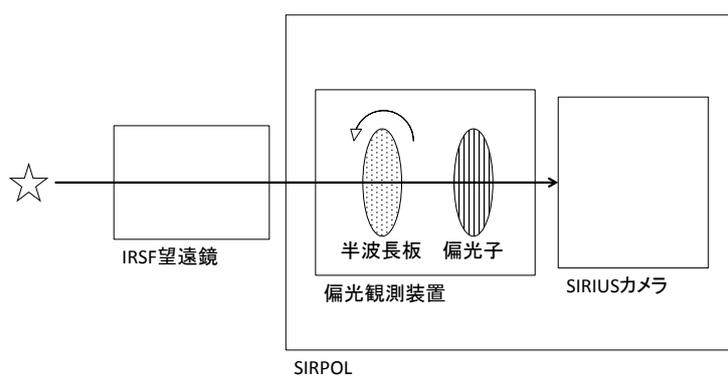


図 2.3 IRSF/SIRPOL の概念図。Kandori et al. (2006) の Figure 1(c) を参考に作成した。

2.2.1 一次処理

近赤外線偏光撮像観測で得られたデータ（オブジェクトフレーム）は、検出器によるノイズや感度ムラ、人工的な熱放射等が含まれている。画像解析を行う前にこれらを取り除く必要がある。これを一次処理と言う。一次処理には一橋大学情報化総括本部情報基盤センター准教授の中島康氏の提供する SIRPOL パイプライン^{*2} を使用した。パイプラインで施される処理の概要を以下に記す。

ダークの除去

赤外線素子では、電気的なノイズ（暗電流ノイズ：ダークカレント）が発生してしまう。そこで赤外線カメラのコールドシャッターを閉じてダークだけを撮像したダークフレームを取得し、それをオブジェクトフレームから差し引くことでダークを除去する。ダークは検出器の温度変化や回路の安定性により変動する場合があるため、観測を行ったその日ごとにダークフレームを取得する。積分時間はオブジェクトと同じ積分時間である。ただし本研究で使用した検出器はヘリウム冷却により常に 85 K に保たれているため、得られたダークフレームはほぼバイアス成分である。

バックグラウンド放射の除去

赤外線波長での観測では、望遠鏡やレンズについたゴミなどの人工的な熱放射や、地球大気の放射（熱放射や OH 夜光^{*3}）がバックグラウンド放射となってオブジェクトフレームに影響を及ぼす。これらを取り除くためにスカイフレームを作成する。本研究の観測対象は銀河や星雲のような広がった天体ではないため、オブジェクトフレームの重ね合わせにより星の成分が消える。その結果、人工的な熱放射＋大気の放射のスカイフレームが得られる。これは、視野をずらす（ディザリングする）と検出器上の星の位置はずれるが、人工的な熱放射成分などの位置は変わらないためである。ここで作成されたスカイフレームにもダークが乗っているため、あらかじめオブジェクトフレームからダークを差し引く作業が必要となる。

^{*2} <http://irsf-software.appspot.com/yas/nakajima/sirius.html>

^{*3} 大気中の OH 分子が昼間に紫外線に励起され夜間に輝線を出す。

感度ムラ補正

SIRIUS は 3 台の検出器 (1024×1024 pixel) で構成されているが、各検出器の HgCdTe 素子はそれぞれで感度が異なる。すなわち、例えば 100 の強さの光が入射してきた場合に、100 と検出する素子もあれば 99 や 101 と検出する素子もあるということである。これを感度ムラという。感度ムラを補正するためのフラットフレームを取得する必要がある。

フラットフレーム取得にはいくつかの方法があるが、IRSF ではトワイライトフラットを用いている。このトワイライトフラットとは、夕方または明け方の雲のない方向に望遠鏡を向け、明るい空を様な光源と見なして撮像するフラットフレームである。オブジェクトフレームを、規格化されたフラットフレームで割ることにより、検出器の感度ムラ補正を行うことができる。

画像の重ね合わせ

積分時間を長くすると S/N (シグナルノイズ比) を上げることができる。しかし長時間積分を行うと、多くの星やスカイは検出器でサチュレーションを起こしてしまう。また、大気の放射レベルは刻一刻と時間変動するため、長時間積分は現実的ではない。この問題を解決するために、短時間積分で取得したオブジェクトフレームを重ね合わせることで S/N を上げる上げる手法が一般に用いられる。例えば、ある星を検出器で撮像し、 $100e^-$ のシグナルを得る場合を考える。そのノイズはショットノイズ^{*4}を考えると $\sqrt{100} = 10e^-$ であり、S/N は $100/10 = 10$ となる。これを 60 枚重ね合わせると、

$$\begin{aligned}\text{シグナル} &= 100 \text{ 電子} \times 60 = 600 e^- \\ \text{ノイズ} &= 10 \text{ 電子} \times \sqrt{60} = 10\sqrt{60} e^- \\ \text{S/N} &= 10\sqrt{60}\end{aligned}$$

となる。結果、積分時間を 60 倍して取得されたオブジェクトフレームと同じ S/N となる。ただし、ディザリングしたことにより、フレームの端は重なりが少ないため S/N は多少悪くなる。

^{*4} 光子の発生および検出読み出し過程で生じる統計的な揺らぎで、検出器に発生した電子数の平方根で表される。ポアソンノイズとも言う。

2.2.2 測光

一次処理した JHK_S バンドの画像を使い、星のフラックス F (等級 m) を求めるために測光を行う。IRAF での測光には、Aperture 測光と PSF 測光の 2 種類がある。Aperture 測光とは、星の中心からある口径 (Aperture) を取り、その口径内のカウントの総和を星のフラックス F として測定する方法である。一方 PSF 測光とは、明るくかつサチュレーションを起こしていない、よく分解されている星の光度分布をガウシアンなどの関数 (PSF^{*5}) でフィッティングし、それを基に星のフラックス F を測定する方法である。

Aperture 測光は星そのものの光を測定する直接的な方法であるが、一般には以下のような場合には正しく測定できないという欠点がある。

1. 星が込み合っている領域では、複数の星が密接しているため、ある星の Aperture 内に別の星の光が入ってしまう場合
2. とても明るい星の近辺の場合、明るい星の光が Aperture 内に入ってしまう場合
3. 宇宙線や流星等が星像に混じった場合
4. バッドピクセルが星像に混じった場合

このうち 3 と 4 に関しては、前述のディザリングによる重ね合わせを本研究では行っているため、これらの影響を除去しており問題とはならない。一方、PSF 測光は Aperture 測光では測光することができないような、星が込み合っている領域を測光することが可能である。Vela C 分子雲は銀河面から少し離れており、あまり星が込み合っておらず大半の星が単独星と認識できるため、本研究では Aperture 測光を用いて測光を行った。なお PSF 測光も数領域に対して行ってみたが、得られる結果は大きく変わらなかったことを記しておく。

Aperture 測光

Aperture 測光は IRAF の DAOPHOT パッケージを使用して行った。始めに Aperture 径を決める。サチュレーションを起こしていない、かつ暗すぎない単独星を 10 天体選出、星像の FWHM (半値全幅: Full Width at Half Maximum) の平均を取る。今回、Aperture 径にはこの FWHM の値を採用した。ただし、FWHM が 3 ピクセルより小さい場合には、Aperture 径は 3 ピクセルに設定した。これらの値を決定した後、daofind タ

*5 Point Spread Function

スクによって 4σ *⁶以上で検出された点源を Aperture 測光した。

以上が一次処理から測光までの概要である。測光を行うことで星のフラックス F と機械等級 m が得られるが、それらの関係は次の通りである。

$$m = -2.5 \log F + 25.0$$

本論文では、測光誤差 Δm が 0.1 等級以下の点源のみを使用して解析を行った。

等級較正

Aperture 測光で得られた等級は、SIRIUS カメラで得られた機械等級である。機械等級から見かけの等級に変換するために、明るさが既知の 2MASS *⁷カタログ (Skrutskie et al., 2006) の AAA 点源*⁸を使って等級較正を行った。

2.2.3 偏光度と偏光角度の算出

偏光度 P と偏光角度 θ を算出するために、始めにストークスパラメータ Q 、 U 、 I (詳細は付録参照) を次の式に従って求めた。

$$\begin{aligned} Q &= I_0 - I_{45} \\ U &= I_{22.5} - I_{67.5} \\ I &= \frac{I_0 + I_{22.5} + I_{45} + I_{67.5}}{2} \end{aligned}$$

ここで I_0 や $I_{22.5}$ 、 I_{45} 、 $I_{67.5}$ は、それぞれの SIRPOL の波長板角度ごとの測光で得られたフラックス F である。これを赤道座標系*⁹ (図 2.4) でのストークスパラメータに変換するために、SIRPOL の偏光補正角 $\alpha \sim 105^\circ$ (Kusune et al., 2015; Kandori et al., 2006) を用いて、次の式で補正した Q_{corr} と U_{corr} を求めた。

$$\begin{aligned} Q_{\text{corr}} &= \cos 2\alpha \times Q - \sin 2\alpha \times U \\ U_{\text{corr}} &= \sin 2\alpha \times Q + \cos 2\alpha \times U \end{aligned}$$

*⁶ σ は sky の標準偏差。

*⁷ 南北両半球に設置された望遠鏡を使い、近赤外線 (J バンド: $1.25\mu\text{m}$ 、 H バンド: $1.65\mu\text{m}$ 、 K バンド: $2.16\mu\text{m}$) で全天を高解像度撮像したプロジェクト。the Two Micron All Sky Survey。

*⁸ 各バンドのクォリティフラッグが A という測光精度の良い点源。

*⁹ 地球の赤道面を基準面として定義した天球座標。赤経 (Right Ascension, R.A.) と赤緯 (Declination, Dec.) の座標値からなる。赤緯 0° が天の赤道、赤緯 90° と -90° がそれぞれ天の北極と南極である。

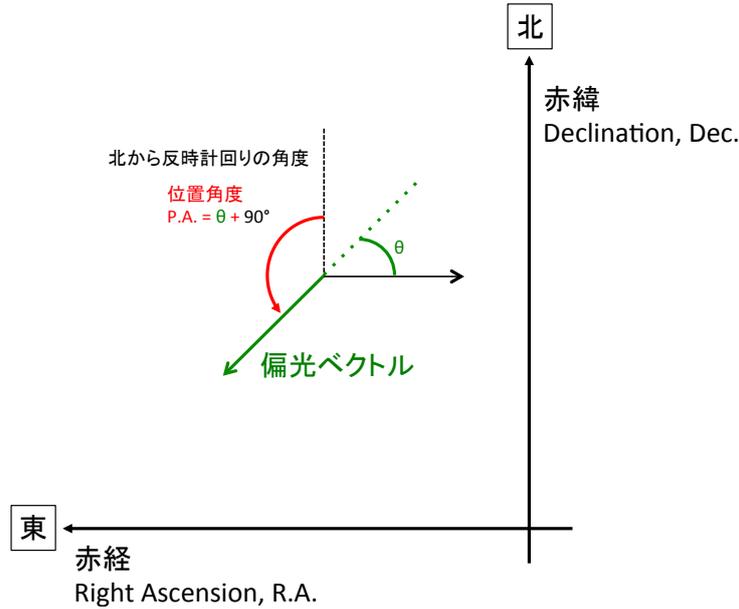


図 2.4 赤道座標系と位置角度 (Position Angle: P.A.) の概略図。

次に、偏光度 P と偏光角度 θ を以下の式に従って算出した。

$$P = \frac{\sqrt{Q_{\text{corr}}^2 + U_{\text{corr}}^2}}{2}$$

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U_{\text{corr}}}{Q_{\text{corr}}}$$

偏光角 θ の絶対精度 (absolute accuracy) は 3° 以下と見積もられている (Kusune et al., 2015; Kandori et al., 2006)。最後に偏光角 θ を位置角度*¹⁰ (Position Angle: P.A., 図 2.4) に変換する ($P.A. = \theta + 90^\circ$)。偏光検出効率は J バンド、 H バンド、 K_s バンドで、それぞれ 95.5%、96.3%、98.5% と見積もられており、装置の偏光検出能力は 0.3% 以下である。このように偏光効率は高いため、偏光効率の補正は今回は行っていない。偏光度誤差 ΔP は測光誤差 Δm から誤差の伝搬式に基づき算出し、偏光度は $P_{\text{debias}} = \sqrt{P^2 - \Delta P^2}$ (Wardle & Kronberg, 1974) で補正した。以後は特に言及しないかぎりこの P_{debias} を P として扱う。本研究では、観測視野がわずかに重なるように観測を実施した。観測領域の互いに重なっている領域の点源は、誤差範囲内で偏光度と偏光角度が一致していたことを記しておく。

*¹⁰ 位置角度は天球上で北 (上) から東回り (左回り) の角度と定義される。

2.3 星間偏光に起因する偏光を示す点源の選択

以上の解析の結果、偏光を示す点源を検出することができたが、これらの点源全てが Vela C 分子雲の磁場に起因する星間偏光とは限らない。そこで、分子雲の磁場構造を反映していない可能性のある点源を除外する。

2.3.1 YSO 候補天体の除外

まず最初に YSO (Young Stellar Object) 候補天体を除外する。YSO は星周ダスト円盤や原始星エンベロープを持っており、中心星の光がそれらで散乱され高い偏光が生じる。そのため星間偏光 (星間磁場) の測定を目的とする本研究では取り除くべき対象となる。今回 YSO 候補天体の検出には二色図を用いた。二色図の詳細は付録参照。図 2.5 は JHK_s の 3 バンドで検出された近赤外線源の二色図を表す。A0 型星を通る赤化線 (橙色線) より赤外超過の大きい側 (右側) に位置する点源 (赤色) を YSO 候補天体として取り除いた。また、二色図からわかるように、点源の多くが巨星もしくは赤化した巨星に属している。赤化線の傾きには Nishiyama et al. (2009) の値を使用し、ここでは

$$\frac{E(J - H)}{E(H - K_s)} = 1.77$$

とした。この値は今回の赤化した点源の傾きによく一致している。

2.3.2 星間ダスト起源の偏光を持つ点源以外の除外

Kusakabe et al. (2008) によると、観測される近赤外線偏光の全てが星間ダスト起源の星間偏光というわけではなく、星間偏光では説明ができないような高い偏光度を持つ点源がしばしば存在する。これは前述の YSO のように点源の周辺環境 (原始惑星系円盤や原始星エンベロープ) に起因すると考えられる。このような YSO 候補天体は二色図を使って既に取り除かれているが、3 バンドで検出されていない点源は除外できていない。そこで、磁場によって整列した星間ダスト起源とは考えられないような高い偏光度を持つ点源を取り除くために、星間偏光に対して上限を設ける。

一方で、点源が分子雲の遙か遠くに位置する場合、その点源の持つ偏光度は低くなる可能性がある。点源から出た光が、分子雲に到達する前に星間ダスト起源の偏光を受け、かつその方向が分子雲での星間ダスト起源の偏光の方向と異なる場合、減光量に対して偏光

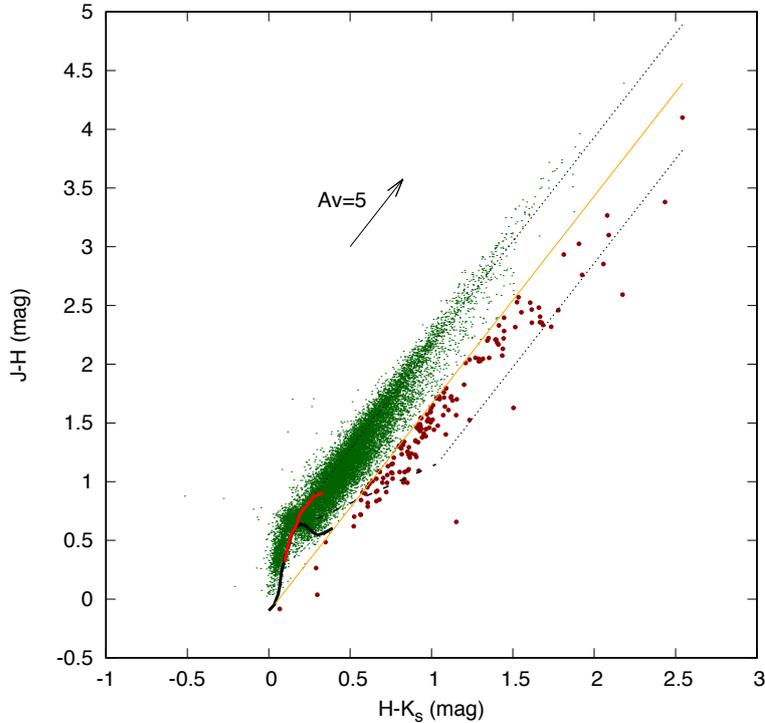


図 2.5 Vela C 分子雲全域での二色図。A0-M6 型矮星（黒太線）と G0-M7 型巨星（赤太線）のデータは Bessell & Brett (1988) から得た。古典的 T タウリ型星 (CTTS) の（黒太破線）は Meyer & Calvet (1997) から得た。それらの値は付録の式 (http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/doc/sec6_4b.html Cutri et al., 2003) によって 2MASS システムに変換されている。3 本の赤化線の傾きは Nishiyama et al. (2009) の値 1.77 を用いた。橙色線の右側に位置する点源（赤丸）を YSO 候補天体として除外した。

度は低く観測される。このような点源は分子雲の磁場構造を正しく反映しないため、星間偏光に対して下限を設けて取り除く。

偏光度誤差 $\Delta P < 0.3\%$ という精度の良い点源だけを用いて、縦軸に偏光度 P 、横軸に $H - K_s$ カラーを取った図を各バンド毎に作った (図 2.6)。J バンドの図に関しては JHK_s 3 バンドで検出された点源のみをプロットしているが、H バンドと K_s の図に関しては H バンドと K_s バンドで検出された点源をプロットしている (すなわち、必ず

しも J バンドで検出されているとは限らない)。今回、背景星の intrinsic カラー^{*11}は、Wainscoat et al. (1992) のモデルを基に算出した $(H - K_s)_0 = 0.20$ 等級を採用した。 $H - K_s > 0.20$ 以上の点源に対して、横軸 0.20 を通る一次関数をフィッティングしてベストフィットライン (図 2.6 の実線) を得た。ここで得られたベストフィットラインの傾きを偏光効率 $a = \frac{P}{[(H - K_s) - (H - K_s)_0]}$ とし、各バンドでの値は $a_J \sim 7.05$ 、 $a_H \sim 4.19$ 、 $a_{K_s} \sim 2.40$ であった。

図 2.6 において、それぞれのパネルの点線はベストフィットラインの 3 倍もしくは 1/3 倍の傾きを持つ線であり、大半の点源がその間にプロットされている。したがって今回、単純な星間偏光とは考えられないような偏光度の高いもしくは低い点源を排除するために、それらを偏光効率の上限と下限として採用する。したがって以後は、この偏光効率の上限と下限の間にあり、かつ $P/\Delta P > 3.0$ (これは偏光角度誤差 $\Delta\theta \lesssim 10^\circ$ に相当する) を満たす点源のみを解析で用いる。

2.4 柱密度図の作成

観測で得られた磁場構造と分子雲構造を比較するために、*Herschel* の SPIRE/PACS の遠赤外線アーカイブ画像から柱密度図を作成した (図 2.4)。*Herschel* のデータは波長によって分解能が異なるため、Aniano et al. (2011) が開発した IDL ^{*12}パッケージを使って、 $500\mu\text{m}$ 以外の波長のデータの分解能を、 $500\mu\text{m}$ の分解能の $36''$ に合わせた。その後 $250\mu\text{m}$ 以外の波長の画像を、 $250\mu\text{m}$ のグリッド間隔 $6''$ に再サンプリングしたのち、 $250\mu\text{m}$ 画像のそれぞれのピクセル座標での Spectral Energy Distribution (SED) を作成した。SED のフィッティングには

$$I_\nu = B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu})$$

の関数を使用した。式中の B_ν はプランク則、 I_ν は周波数 ν で観測される表面輝度である。 τ_ν は光学的深さを示し、 $\tau_\nu = k_\nu \Sigma$ の式で表される。この k_ν は単位質量あたりのダスト不透明度である。この SED フィッティングによって 2 つのパラメータ、ダスト温度 T_d と柱密度 Σ が求まる。ここでは Konyves et al. (2010) にしたがって、 $k_\nu = 0.1(\nu/1000\text{GHz})^\beta \text{cm}^2\text{g}^{-1}$ 、ダストの放射率指数 $\beta = 2$ とした。フィッティングに使用したデータは、ダスト放射の値が RMS ノイズの 3 倍以上を持つピクセルのみを使用した。この RMS ノイズ

^{*11} 分子雲がない場合に期待されるカラーの最小値。

^{*12} 科学分野において広く使われているデータ分析用プログラミング言語。Interactive Data Language。

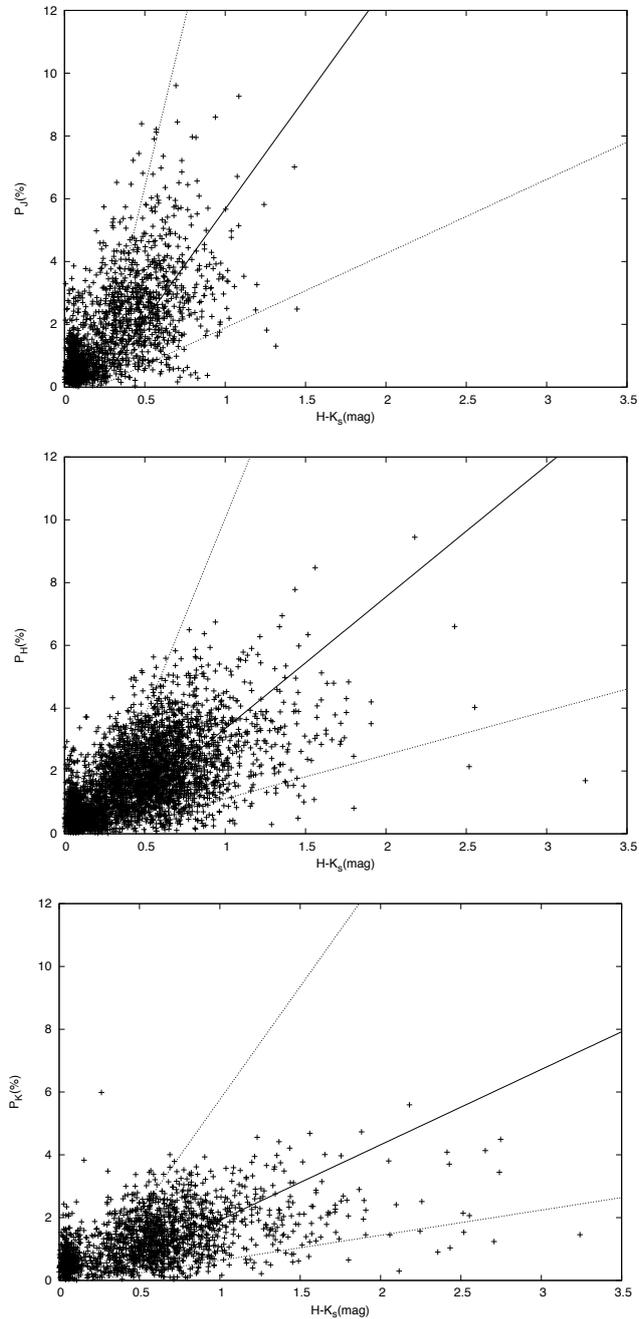


図 2.6 偏光度誤差 $\Delta P < 0.3\%$ の点源の偏光度と $H - K_s$ の図。縦軸は上から順に J バンド偏光度 P_J , H バンド偏光度 P_H , K_s バンド偏光度 P_{K_s} 。横軸は共通して $H - K_s$ カラーである。 $H - K_s > 0.20$ の点源に対するベストフィットラインを実線で示している。上下の点線はベストフィットラインの 3 倍と 1/3 倍の線を表し、それぞれ偏光の最大効率、最小効率とみなした²⁴本文中に示されている偏光ベクトルデータは、この点線間のデータを使用している。

は、 $(\text{R.A., decl.})_{\text{J2000}} = (9^{\text{h}}04^{\text{m}}30^{\text{s}}, -44^{\circ}21'25'')$ 周辺の領域で測定した。ここで作成した柱密度図は、Hill et al. (2011) で示されている柱密度図の値や形状と矛盾はしない。

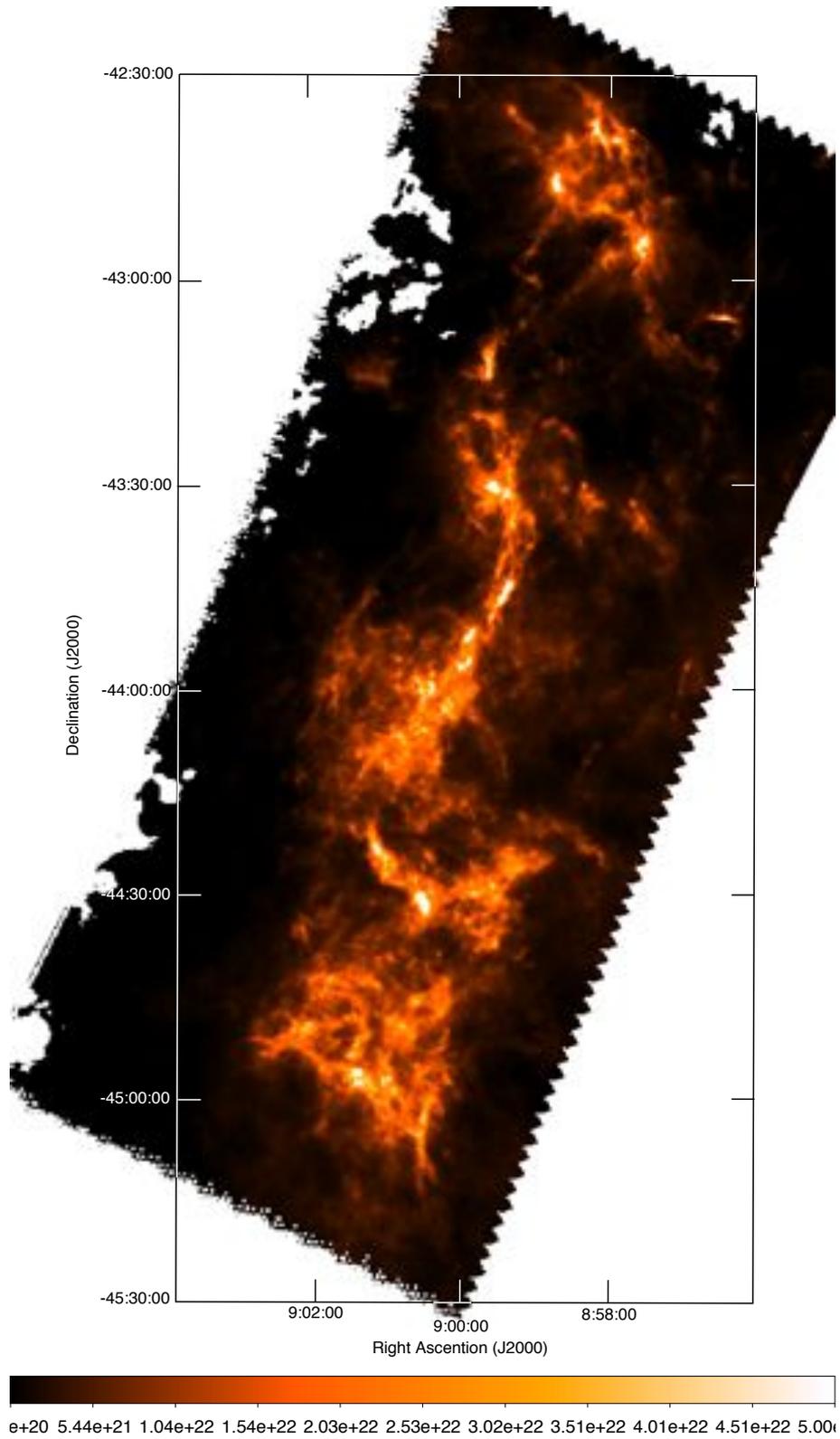


図 2.7 *Herschel* アーカイブデータから作成した柱密度図。

第 3 章

結果

3.1 Vela C 分子雲の磁場構造

柱密度図に重ねた偏光ベクトル図をバンド毎に、図 3.1 (J バンド)、図 3.2 (H バンド)、図 3.3 (K_s バンド) に示す。 J バンド偏光ベクトル図 (図 3.1) は、分子雲周辺の薄い領域の磁場構造を良く表しているが、分子雲内部の領域では減光が大きく S/N が良くないためベクトルの数が減っている。また、 K_s バンドでは偏光効率が落ちるため、やはり S/N が悪くベクトルの数が減っている (図 3.3)。一方 H バンド偏光ベクトル図 (図 3.2) は、示されているベクトルの数も多く、分子雲の薄い領域から濃い領域まで磁場構造がわかる。そこで今後は H バンドの偏光ベクトルデータだけを使って、議論・考察を行う。なお 3 バンドで検出された点源においては、バンド間でのベクトルの方向はほぼ一致しているため (図 3.4)、 H バンド偏光データだけでの考察・議論に支障を来さない。

3.1.1 Vela C 分子雲全体の磁場構造

本研究で得られた偏光ベクトル図は、Fissel et al. (2016) が報告している BLASTPol で明らかにした磁場構造と、全体的には一致する。図 3.5 は図 3.2 に示されている H バンド偏光ベクトルの角度の度数分布図である。この度数分布が示すように、Vela C 分子雲全体の磁場の方向は約 120° in P.A. である。これは銀河面に対して約 20 度傾いており、*Planck* 衛星で示されている銀河平面に沿った磁場構造とは多少の違いがある。分子雲全体の傾きは約 160° in P.A. であるので、全体磁場と分子雲の配置関係は平行でも垂直でもなく、斜めの関係 (角度差 $\sim 40^\circ$) であることがわかる。

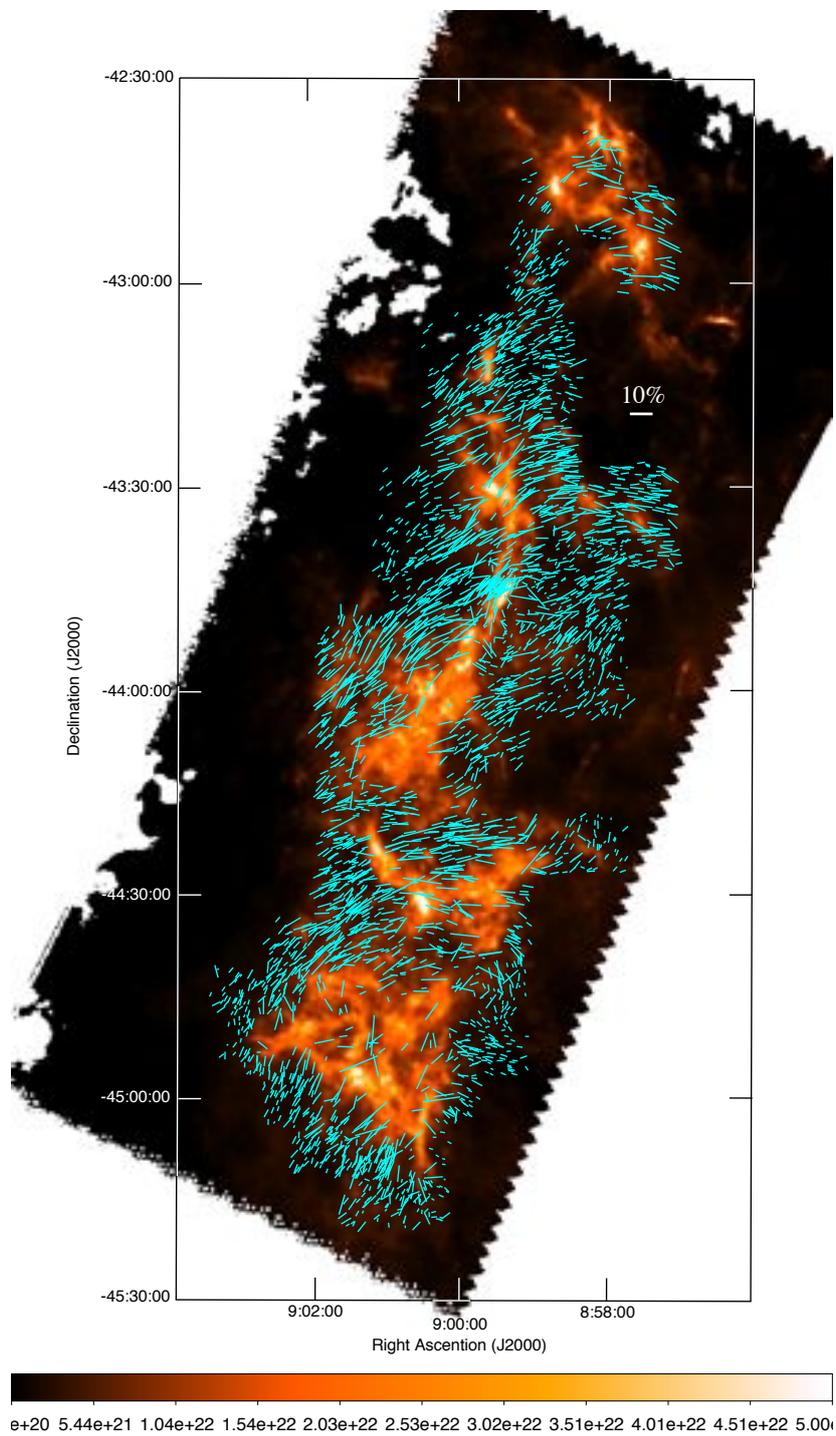


図 3.1 Vela C 分子雲の J バンド偏光ベクトル図。背景は *Herschel* データによる柱密度図。ベクトルの向きが磁場の向きを、ベクトルの長さが偏光度を表す。偏光度 10% のベクトルが North 領域の近くに示されている。

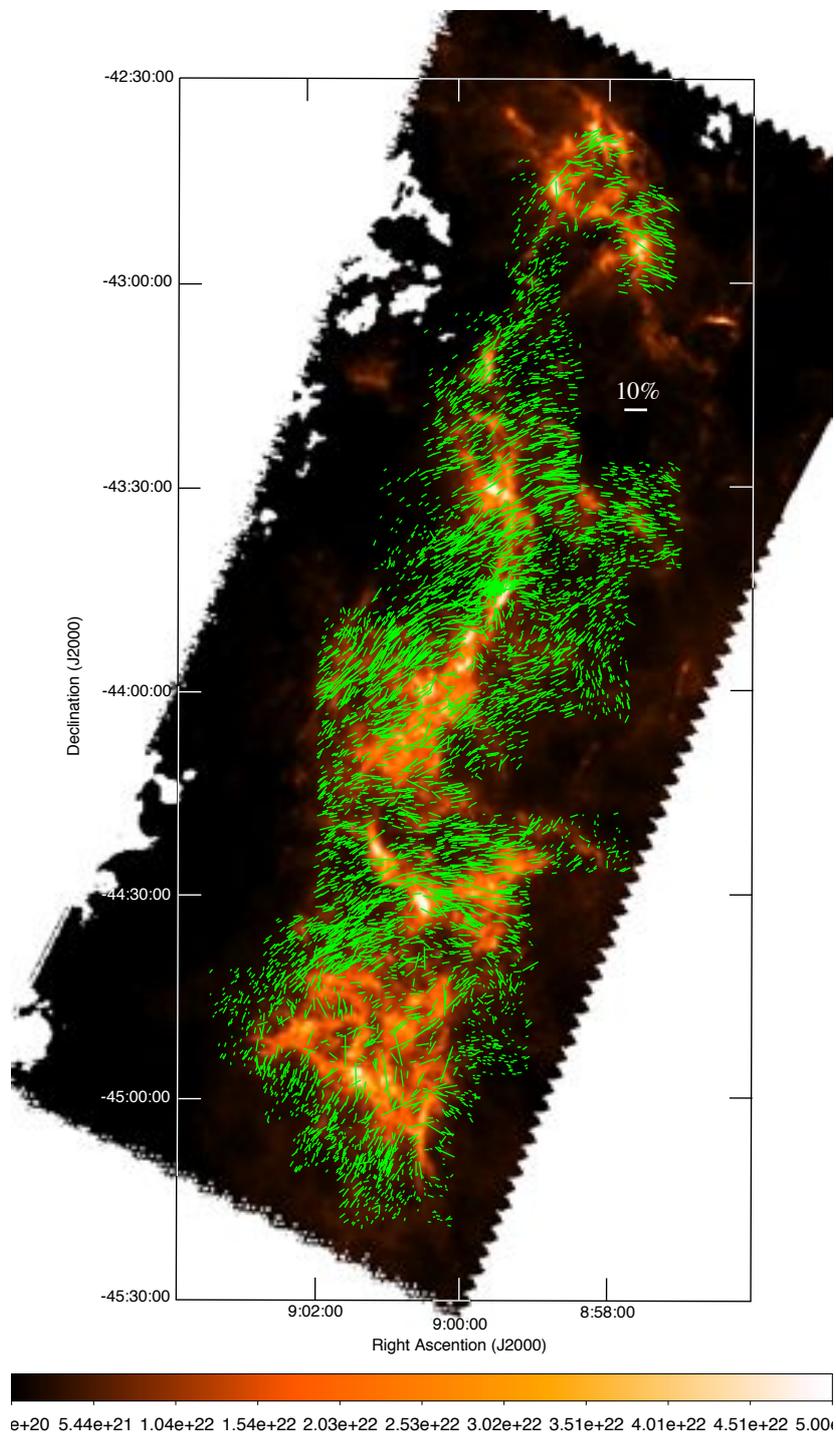


図 3.2 Vela C 分子雲の H バンド偏光ベクトル図。背景は *Herschel* データによる柱密度図。ベクトルの向きが磁場の向きを、ベクトルの長さが偏光度を表す。偏光度 10% のベクトルが North 領域の近くに示されている。

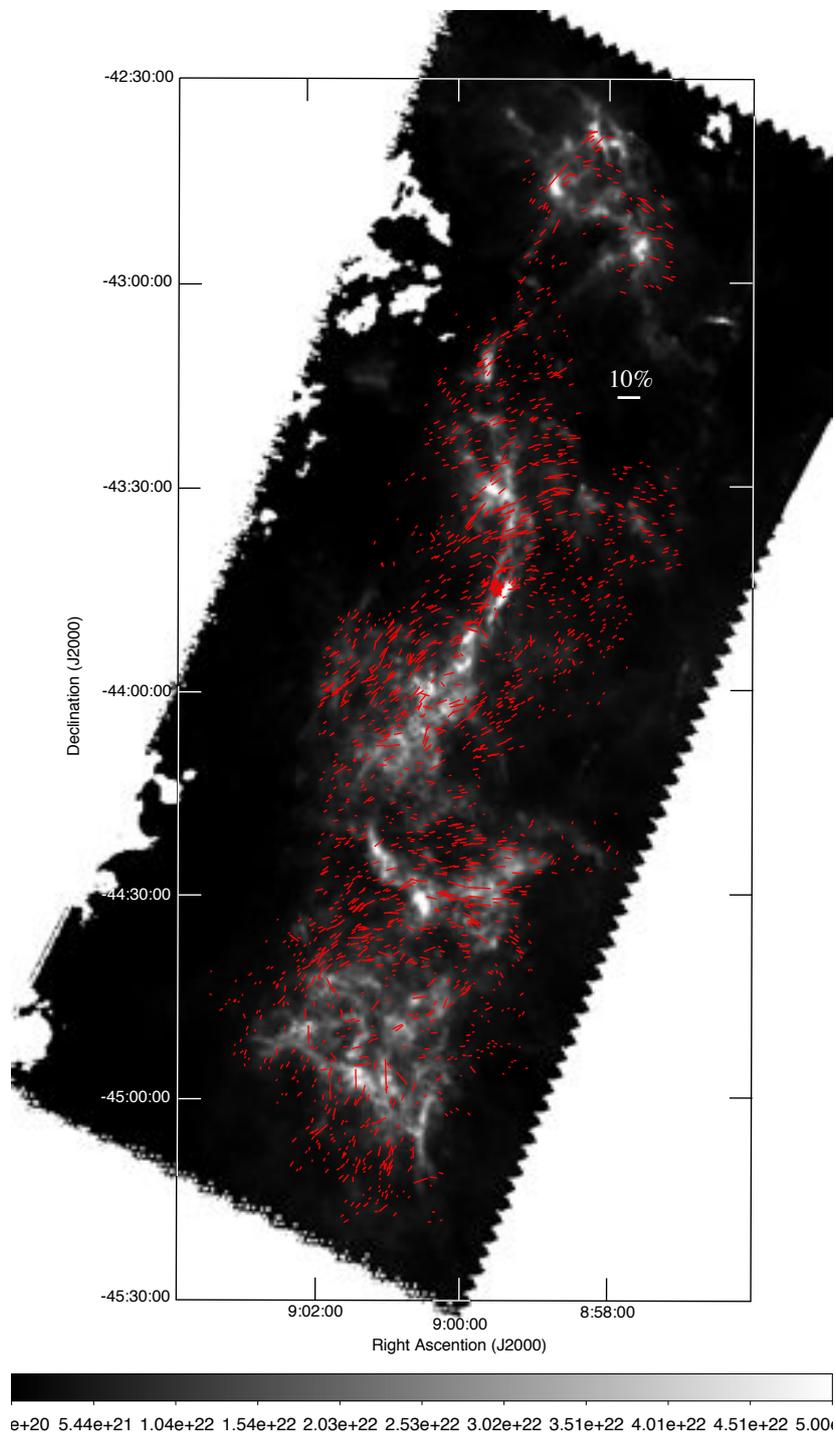


図 3.3 Vela C 分子雲の K_s バンド偏光ベクトル図。背景は *Herschel* データによる柱密度図。ベクトルの向きが磁場の向きを、ベクトルの長さが偏光度を表す。偏光度 10% のベクトルが North 領域の近くに示されている。

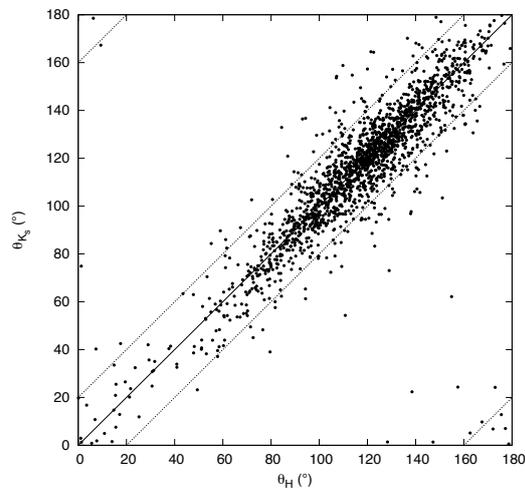
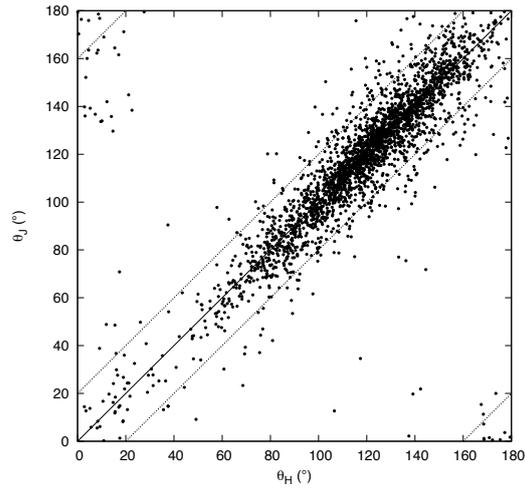


図 3.4 (上図) J バンドと H バンドでの偏光ベクトルの角度を示した図。(下図) Ks バンドと H バンドでの偏光ベクトルの角度を示した図。ここで示されているデータは、各バンドの偏光ベクトル図にプロットされているもののみを使用した。

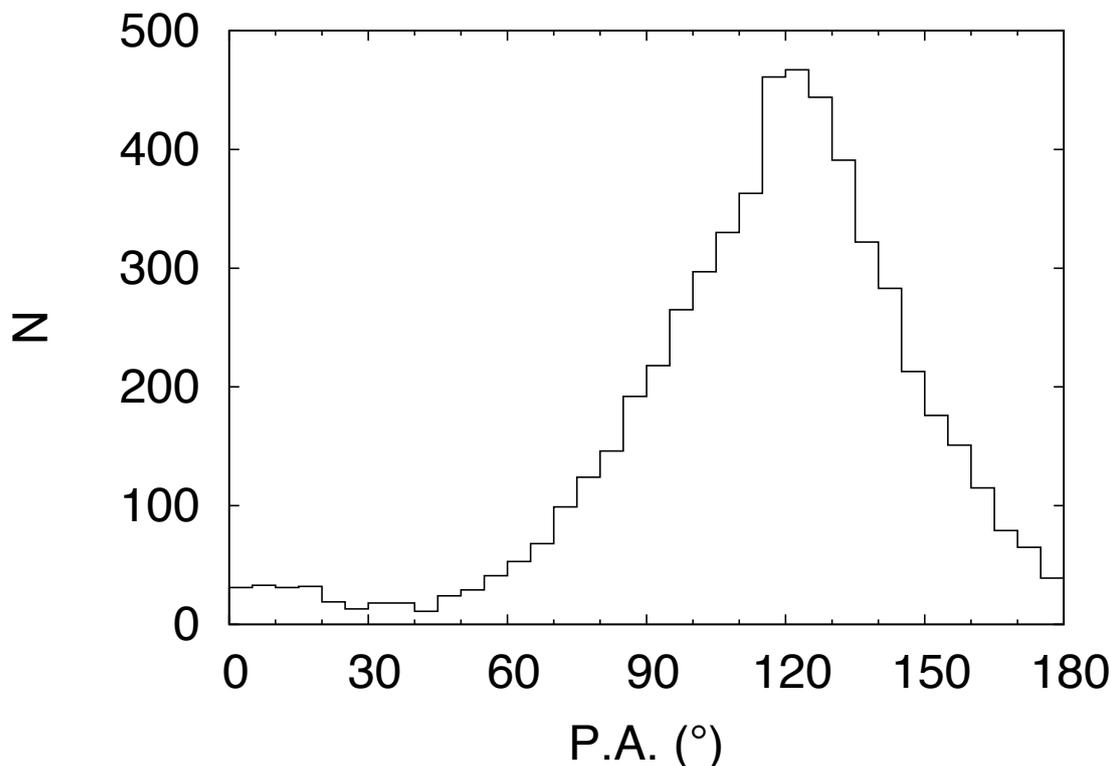


図 3.5 図 3.2 に示されている H バンド偏光ベクトルの角度度数分布図。

3.1.2 サブ領域毎の磁場構造

それぞれのサブ領域での磁場構造の詳細を調べるため、減光量 A_V が 7 等以上の高い柱密度を持つ領域に位置するベクトルだけをプロットした図を作成した (図 3.6 (a))。図 3.6 (b) は、図 3.6 (a) にプロットされているベクトルの赤緯に沿った方向の偏光角度分布図を示している。この図においてまず目を引くことは、South-Nest サブ領域の磁場構造が他のサブ領域と大きく異なっており、非常に乱れている、ということである。各サブ領域の P.A. 分布における差異を数値的に示すために、各サブ領域毎の偏光角度の分散を Hildebrand の手法を使って求めた (表 3.1) (詳細は付録参照)。今回の観測で明らかになった各サブ領域における磁場構造の概観を以下に記す。

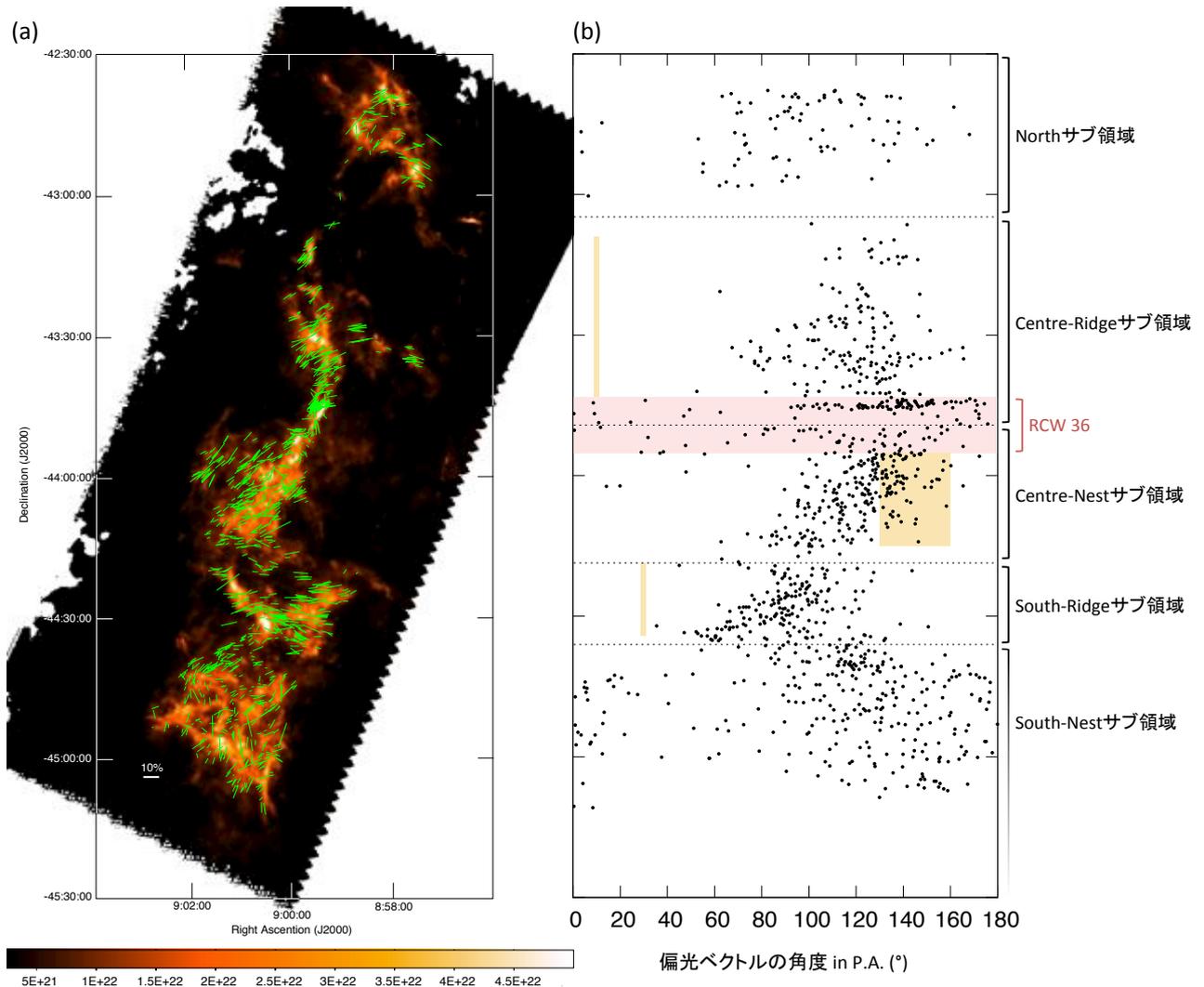


図 3.6 (a) 柱密度の高い領域（減光量 A_V が 7 等級以上）に位置する偏光ベクトルをプロットした H バンド偏光ベクトル図。10% ベクトルは South-Nest サブ領域の近くに示されている。(b) 図 3.6(a) の H バンド偏光ベクトル図で使用されたベクトルの P.A. 分布図。橙色のバーは分子雲の伸長方向のおおよそを示している。桃色の領域は水素電離領域 RCW 36 のおおよその範囲を示している。

Centre-Ridge サブ領域：このサブ領域は、細かいフィラメントが束なって一本の顕著なリッジを成しているように見える領域である（図 3.7）。リッジの端に位置する水素電離領域 RCW 36 の周囲を除いて、このサブ領域の磁場はリッジの伸長方向に対して垂直に走っているように見える。P.A. の平均値は約 110° であり、これはリッジの伸長方向の約 10° に対してほぼ垂直である。ベクトルの角度分散は約 20° である。なお、水素電離領

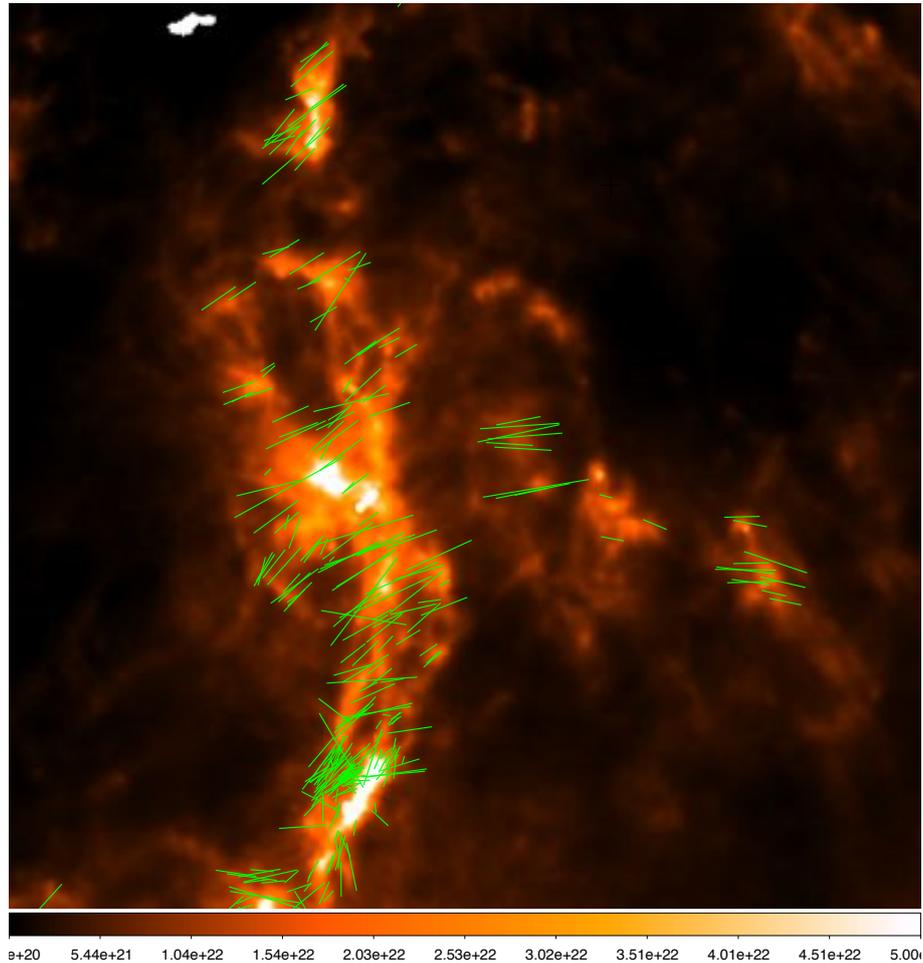


図 3.7 Centre-Ridge サブ領域を拡大した H バンド偏光ベクトル図。

域 RCW 36 (Rodgers et al., 1960; Baba et al., 2004) の周囲では、中心に存在する大質量星団からの紫外線による圧縮などの影響によってその磁場構造は大きく乱れている。

Centre-Nest サブ領域：このサブ領域の柱密度の大きな部分は、RCW 36 から南に広がっている三角州の形状（扇状形）を成しているように見える（図 3.8）。磁場はこの分子雲の広がり（P.A. $\sim 130^\circ$ – 160° ）に沿っているように見え、すなわち磁場は分子雲の伸長方向に対してほぼ平行であると言える。ただし Centre-Ridge の南端（下部）に近い領域では、磁場は分子雲の伸長方向に対してほぼ垂直である。また Centre-Nest の北東の領域 (R.A., decl.)_{J2000} = ($9^{\text{h}}02^{\text{m}}00^{\text{s}}$, $-44^\circ 00' 00''$) 付近では、薄い分子雲の伸長方向に対して平行に磁場は走っている。このサブ領域の角度分散は約 22° である。

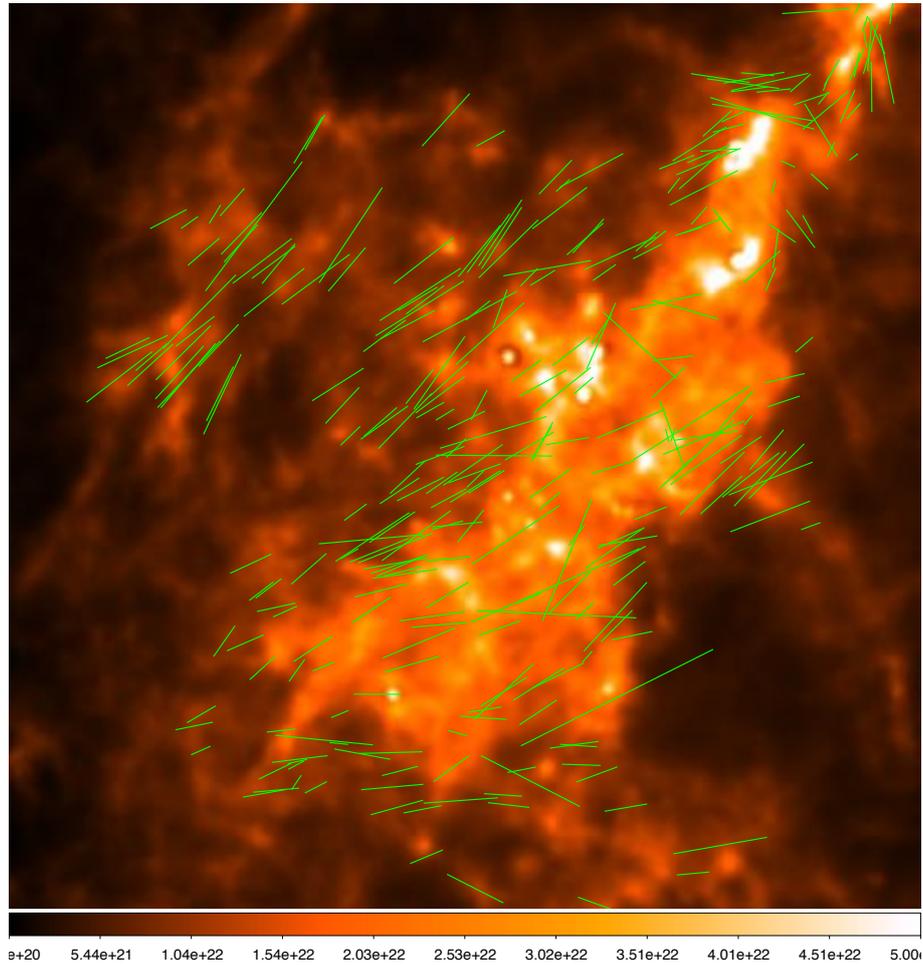


図 3.8 Centre-Nest サブ領域を拡大した H バンド偏光ベクトル図。

South-Ridge サブ領域：図 3.9 に示されているように、このサブ領域の分子雲は Centre-Ridge サブ領域と同様の曲がったリッジ構造を持っているように見える。しかしながら、分子雲の形状の特徴から、 $R.A.J_{2000} = 9^h00^m10^s$ を境に、更に 2 つの部分に分けることができる（図 3.9 の白破線）。東側の領域をリッジ部分、西側の領域をネスト部分と名付ける。すなわちこの South-Ridge サブ領域は、前述の Centre-Ridge サブ領域と Centre-Nest サブ領域の複合体の縮小版として捉えることができるということである。東側のリッジ部分の磁場は、リッジの伸長方向（約 30° in P.A.）に対してほぼ垂直である。一方西側ネスト部分では、磁場は分子雲の広がりに沿っている様に見える、分子雲の伸長方向に対して平行であると言える。したがってリッジ部分とネスト部分での磁場と分子雲の方向関係は、Centre-Ridge サブ領域と Centre-Nest サブ領域での磁場と分子雲の方向関係と非常によく似ている。リッジ部分とネスト部分の角度分散は、それぞれ約 23°

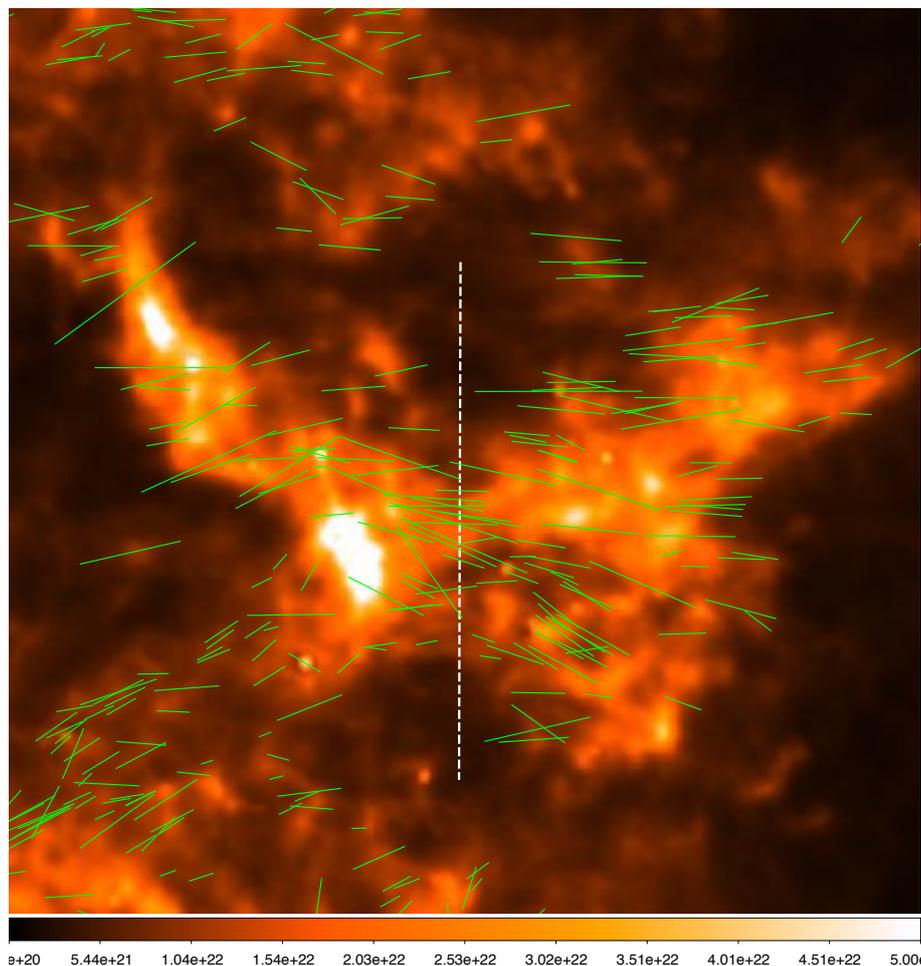


図 3.9 South-Nest サブ領域を拡大した H バンド偏光ベクトル図。このサブ領域を形状の特徴によってさらに2つのパートに分けた。白色破線 ($R.A., J_{2000} = 9^h 00^m 10^s$) の東側 (左側) をリッジ部分、西側 (右側) をネスト部分とする。

と約 9° である。

South-Nest サブ領域：分子雲は細かいフィラメントが散乱しているような形状 (網目状構造) を成しているように見える (図 3.10)。その磁場構造は雑然としており、偏光ベクトルの角度分散は約 52° と極めて大きい。しかしながら P.A. の平均値は約 140° であり、この値は周辺磁場の方向や、BLASTPol で明らかにされた South-Nest の磁場の方向と一致する。今回明らかになった South-Nest サブ領域の磁場構造は、分子雲内部領域で観測された無秩序な磁場構造のクリアな観測例である。前述の BLASTPol を使った遠赤外線偏光観測では、空間分解能が十分ではないため、South-Nest サブ領域で磁場構造

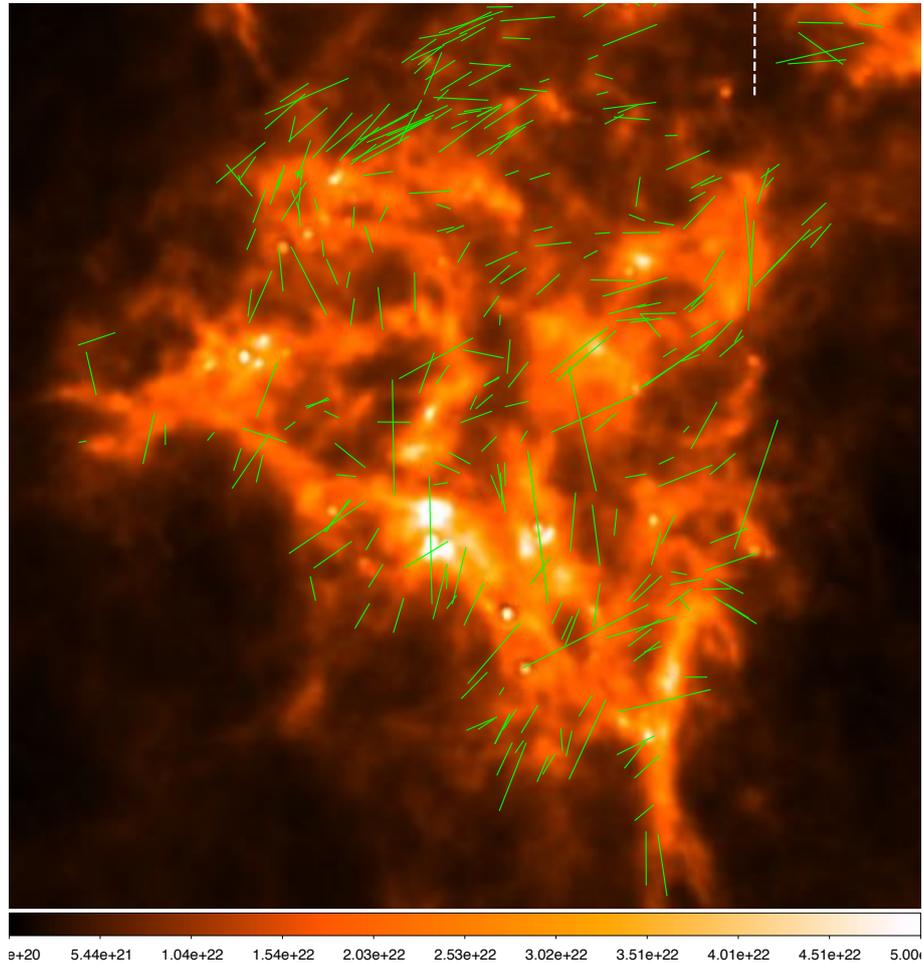


図 3.10 South-Ridge サブ領域を拡大した H バンド偏光ベクトル図。

が乱れていることまでは明らかにされてはいない。

North サブ領域：このサブ領域は、South-Nest サブ領域と同様、目立ったリッジ構造を持たない、網目状構造をしているように見える (図 3.11)。その磁場構造も South-Nest サブ領域と同様非常に乱れているように見えるが、本研究の観測ではこのサブ領域の全域をカバーすることができなかった。分子雲の形状と磁場構造の関係を議論するにはデータ量が不十分であると判断したため、以後 North サブ領域には関しては言及しない。

各サブ領域の H バンド偏光ベクトルの角度度数分布図を図 3.12 に示す。どのサブ領域も共通して 120° から 160° の間にピークを持っている。しかしながら South-Nest サブ領域では、P.A. $\sim 120^\circ$ – 160° 以外の角度を持つベクトルの数が相対的に多く、磁場構造が乱

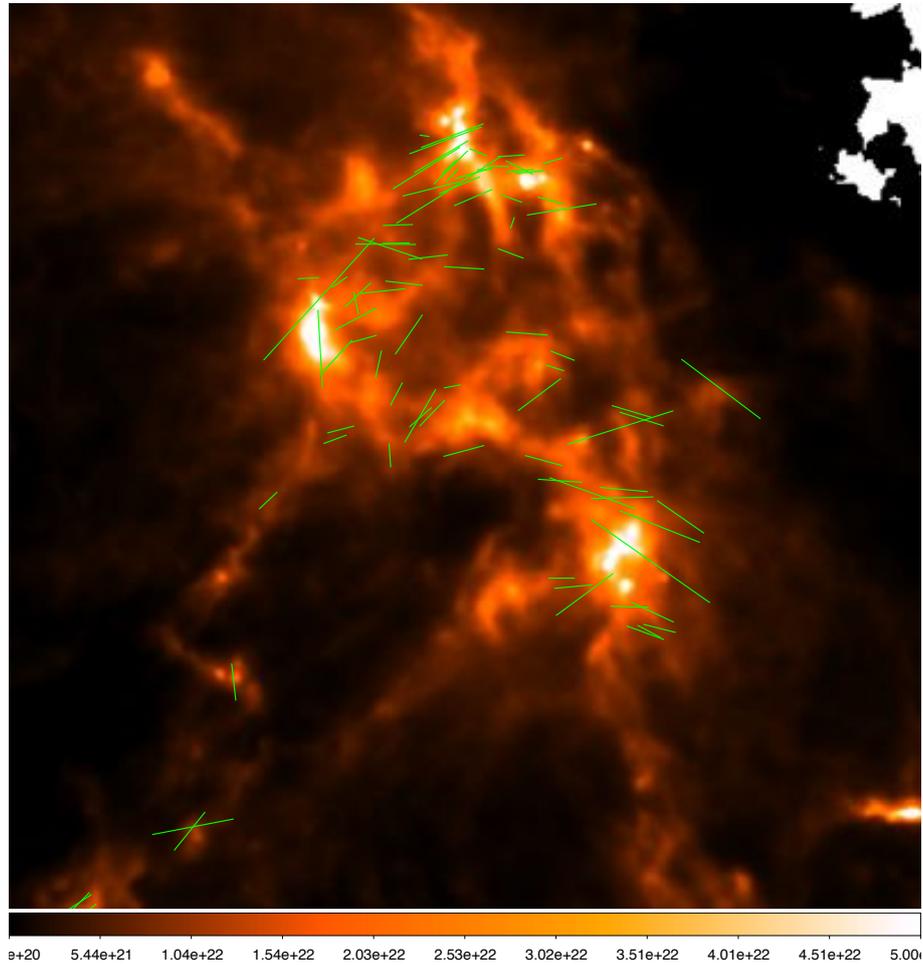


図 3.11 North サブ領域を拡大した H バンド偏光ベクトル図。

れている様を良く表している。

3.2 Vela C 分子雲の磁場強度

Yamaguchi et al. (1999) の CO ($J = 1 - 0$) データを使って、天球上に投影された磁場強度 (B_{\parallel}) を見積もった。Yamaguchi et al. (1999) では計 13 つの $C^{18}O$ クランプが検出されている (図 3.13)。クランプ #1—#4 は、North サブ領域のため近赤外線データが不十分であり、磁場強度の見積もりは行っていない。クランプ #6 と #7 は、水素電離領域 RCW 36 付近のため、磁場が乱れている局所的磁場構造を示すため、本研究の対象から除外した。残りの 7 箇所で見積もりを求めた。ここでは Chandrasekhar-Fermi の手法 (Chandrasekhar & Fermi, 1953, 以後 CF 法) を使った。天球面上に投影された磁

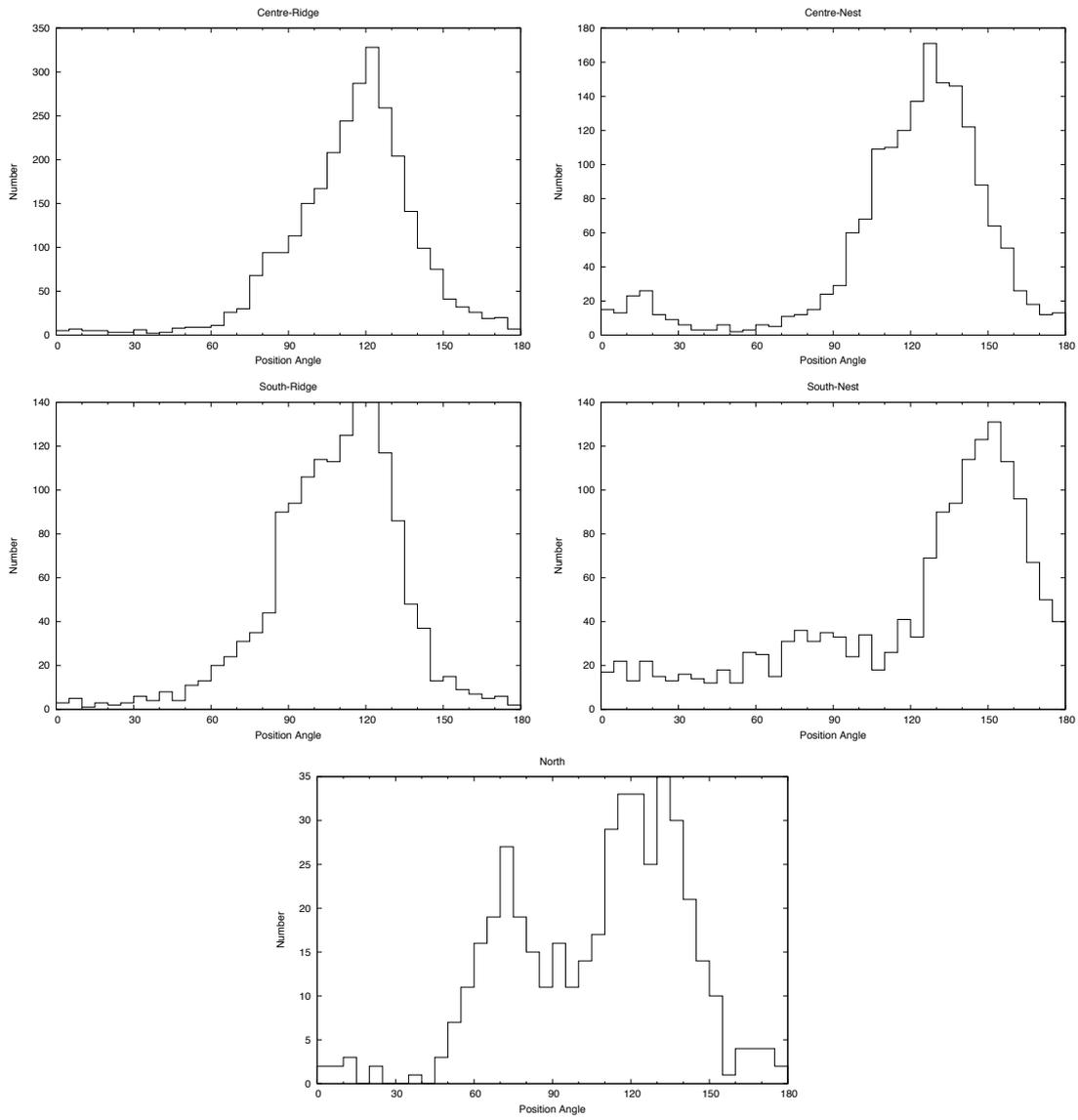


図 3.12 各サブ領域ごとの H バンド偏光ベクトル角度度数分布図。

場強度 B_{\parallel} は以下の式で表される：

$$B_{\parallel} = Q\sqrt{4\pi\rho}\frac{\sigma_v}{\sigma_{\theta}}$$

ここで、式中の ρ は分子雲の平均密度、 σ_v は視線方向に沿った分子雲の速度分散、 σ_{θ} は偏光ベクトルの角度分散を表す。 Q は補正定数であり、 σ_{θ} が 25° 以下の場合、 Q の値は 0.5 (Ostriker et al., 2001) である。平均体積密度 ρ は Yamaguchi et al. (1999) の値を使い、速度分散 σ_v は Yamaguchi et al. (1999) の速度幅 Δv から算出した (次式)。

$$\sigma_v = \frac{\Delta v}{2\sqrt{2\ln 2}}$$

偏光ベクトルの角度分散 σ_{θ} は、図 3.13 の半径 $4'$ の桃色円内の H バンドデータから算出し、補正した角度分散 $\sigma'_{\theta} = \sqrt{\sigma_{\theta}^2 - \frac{\Sigma\Delta\theta^2}{n}}$ を得た。算出した磁場強度やその他物理パラメータを表 3.1 にまとめた。South-Nest サブ領域に関しては、偏光ベクトルの角度分散が約 50° 以上と、(Ostriker et al., 2001) によって設けられた CF 法の角度分散の上限値約 25° を遥かに上回っているため、磁場強度を見積もることができなかった。

*2 銀河面と銀河中心を基準に定義されている天球座標系。経度を銀経 l 、緯度を銀緯 b と呼び、銀河中心を銀経 0° 、銀河面を銀緯 0° とする。

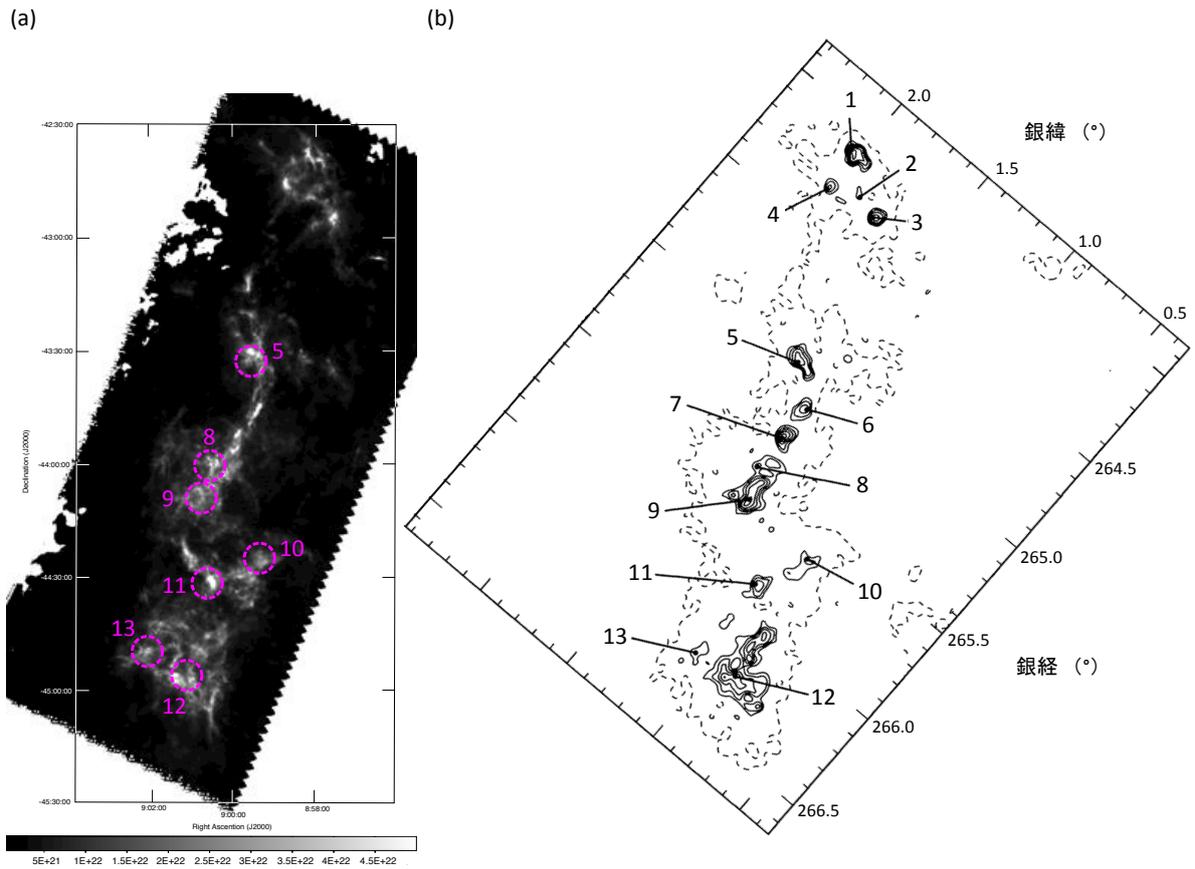


図 3.13 (a) Vela C 分子雲の柱密度図。桃色破線円 (半径=4') の中心は、Yamaguchi et al. (1999) で検出された $C^{18}O$ クランプの位置を示す。円内のベクトルを CF 法で磁場強度を求める際に使用した。(b) $C^{18}O$ ($J = 1 - 0$) でのクランプを示した図 (Yamaguchi et al. (1999) の図 4 から改変)。座標系は銀河座標系*2である。破線は 0.75 K km s^{-1} の等強度線。実線の等強度線の最低値は 3.0 K km s^{-1} で、間隔は 0.5 K km s^{-1} である。

表 3.1 サブ領域・クランプでの物理パラメータ

サブ領域名	クランプ ID	柱密度 N_{H_2} ($\times 10^{22} \text{cm}^{-2}$)	個数密度 n_{H_2} *3 ($\times 10^3 \text{cm}^{-3}$)	速度幅 (km s^{-1})	角度分散 ($^\circ$)	磁場強度 *4 (μG)
Centre-Ridge	全体	2.1 / 1.3	20*5	...
	#5	2.9	8.1	2.3	18 (31)*6	120
Centre-Nest	全体	2.2 / 1.6	22	...
	#8	2.1	7.1	3.3	20 (37)	118
	#9	2.8	5.2	4.7	14 (33)	193
South-Ridge	全体	2.5 / 1.6	16	...
	(リッジパート)	9	...
	#10	2.0	7.0	2.5	6 (25)	308
	(ネストパート)	23	...
South-Nest	#11	2.5	9.5	2.2	27 (27)	66
	全体	2.1 / 1.4	52	...
	#12	2.9	3.0	2.8	69 (17)	<51*7
	#13	1.9	11.1	2.3	56 (10)	<82

*3 Yamaguchi et al. (1999) のデータ。

*4 CF 法を使って見積もった。

*5 Hildebrand et al. (2009) の手法で算出。

*6 角度分散を求めたサンプル数

*7 σ_θ に上限値 25° を使って求めた。

第4章

議論

4.1 South-Nest サブ領域の磁場強度

前章では South-Nest サブ領域の#12 と#13 の磁場強度は、その角度分散が大きすぎるために CF 法が使えず求めることができなかった。そこで、角度分散 σ_θ を 25° として、暫定的に#12 と#13 の磁場強度を CF 法を使って求めてみた結果、上限値ではあるがそれぞれ約 $51\mu\text{G}$ と約 $82\mu\text{G}$ と見積もることができた。しかしながら、以下の観点から実際の磁場強度はさらに弱い可能性が高い。

(1) South-Nest サブ領域の磁場は、他のサブ領域の磁場よりもより大きな角度分散を持って走っている (前章参照)。一般的に、このような乱れている磁場の原因としては強い乱流運動の影響がまず考えられる。しかしながら表 3.1 に示されているように、South-Nest サブ領域の速度幅は他のサブ領域の速度幅と同等もしくは小さい。このことは、South-Nest サブ領域におけるベクトルの角度分散が大きいことが、乱流の強さに起因していないことを意味する。

(2) South-Nest サブ領域での偏光効率 $a_H \sim 3.1$ と、他のサブ領域の偏光効率の $a_H \sim 4.4 - 5.5$ と比べるとわずかに小さい (図 4.1)。偏光効率が落ちる原因の一つとして、磁場が視線方向に沿って走っている可能性が考えられる。しかしながら、視線方向に沿って磁場が走っている場合、観測される偏光効率はかなり低くなると予想される。South-Nest サブ領域の偏光効率は、他のサブ領域に比べてわずかに低くなっているだけである。その上、South-Nest サブ領域の高柱密度領域のベクトルの平均角度約 140° は、South-Nest サブ領域周囲の低柱密度領域のベクトルの方向と一致しているため、South-Nest サブ領域の高柱密度領域の磁場だけが全体的に急激に曲がって視線方向に沿って走っている可能性は低いと考えられる。ただし、局所的な磁場は視線方向に沿っ

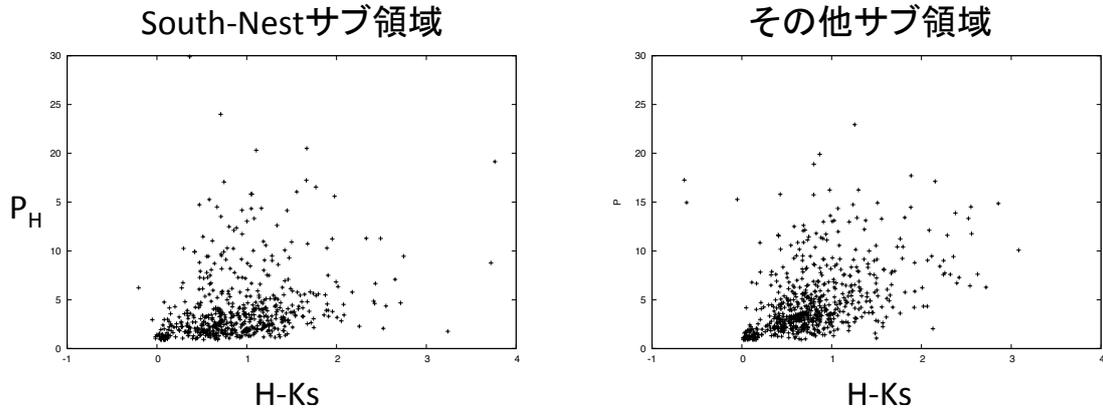


図 4.1 South-Nest サブ領域とそれ以外のサブ領域における、点源の H バンド 偏光度と $H - K_s$ の図。

ている可能性はある。

以上をまとめると、South-Nest サブ領域の磁場の角度分散が大きいことと、偏光効率が他のサブ領域に比べわずかに小さいことは、このサブ領域の磁場強度が弱いことに起因している可能性が極めて高い。

4.2 磁場構造、分子雲構造、速度幅の関係

ここでは、3つのサブ領域 (Centre-Ridge、Centre-Nest、South-Nest) の分子雲構造・磁場強度・速度幅における違いを議論する。South-Ridge サブ領域を除いた理由は、前章で述べたようにこのサブ領域の分子雲構造はリッジ部分とネスト部分を併せ持った複雑な形状をしているため、単純な比較が難しいからである。Centre-Ridge サブ領域と Centre-Nest サブ領域の磁場強度は同等であるが、速度幅は Centre-Nest サブ領域のほうが大きい。大きな速度幅 (すなわち大きな乱流圧) は、磁場に対して平行なフィラメント構造を作ることができる。一方で South-Nest サブ領域の速度幅は Centre-Nest サブ領域よりも小さいが、Centre-Ridge サブ領域と同等である。この3領域で最も顕著な違いは磁場強度である。South-Nest サブ領域の磁場強度は相対的に弱い。言い換えると、South-Nest サブ領域での力学では、磁場よりも乱流がより支配的であり、重要な役割を果たしていると言えるだろう。実際、South-Nest サブ領域の分子雲の形状は、弱く磁化された分子雲の進化モデルの結果と非常によく似ている (例: Stone et al., 1998; Nakamura & Li, 2011)。これらの理論研究では、弱く磁化された分子雲は顕著なりッジ構造を持たずに、小さなフィラメント構造をたくさん持つことが報告されている。した

がって、South-Nest サブ領域の持つ細かいフィラメントから成る網目状構造は、磁場が弱く、乱流が支配的であることに起因する可能性が非常に高い。

4.3 Vela C 分子雲への外的影響

では、なぜ South-Nest サブ領域が他のサブ領域に比べて磁場強度が弱いのだろうか。分子雲ガスの密度上昇によって、分子雲の磁場強度は増加する。分子雲の密度を増加させる現象としては、水素電離領域 (HII 領域) の膨張や超新星爆発による分子雲ガスの圧縮、分子雲同士の衝突等が挙げられる。ここでは、Vela C 分子雲におけるこれらの現象の可能性を考えてみる。

4.3.1 HII 領域

図 4.2 に示されているように、Vela C 分子雲の周辺にはいくつかの HII 領域が点在している。

RCW 34

North サブ領域付近に見える HII 領域 RCW 34 は、太陽系から約 2.5 kpc の距離にあることが報告されており (Bik et al., 2010)、Vela C 分子雲 (太陽系からの距離 ~ 700 pc) には影響を及ぼしていないと考えられる。

RCW 36

RCW 36 は、Centre-Ridge サブ領域に付随する、大質量星団が作り出す HII 領域である (Baba et al., 2004)。Hill et al. (2011) では、RCW 36 周辺の密度構造に着目して、リッジに対する大質量星の影響を考察している。彼らはリッジに対して垂直にカットした密度プロファイル (Hill et al., 2011, の図 3 の右パネル) を作成した。近接する大質量星団からの紫外線が影響している場合、密度プロファイルにおいて急勾配を作ることが予想される (例: Lefloch & Lazareff, 1994)。しかしながら、作成された密度プロファイルでは古典的な r^{-2} のプロファイルであり、急激な勾配は見られなかった。このため、大質量星団による影響が大きなスケールで及んでいないと Hill et al. (2011) は結論付けている。したがって、RCW 36 の Vela C 分子雲全体への影響は少ないと思われる。

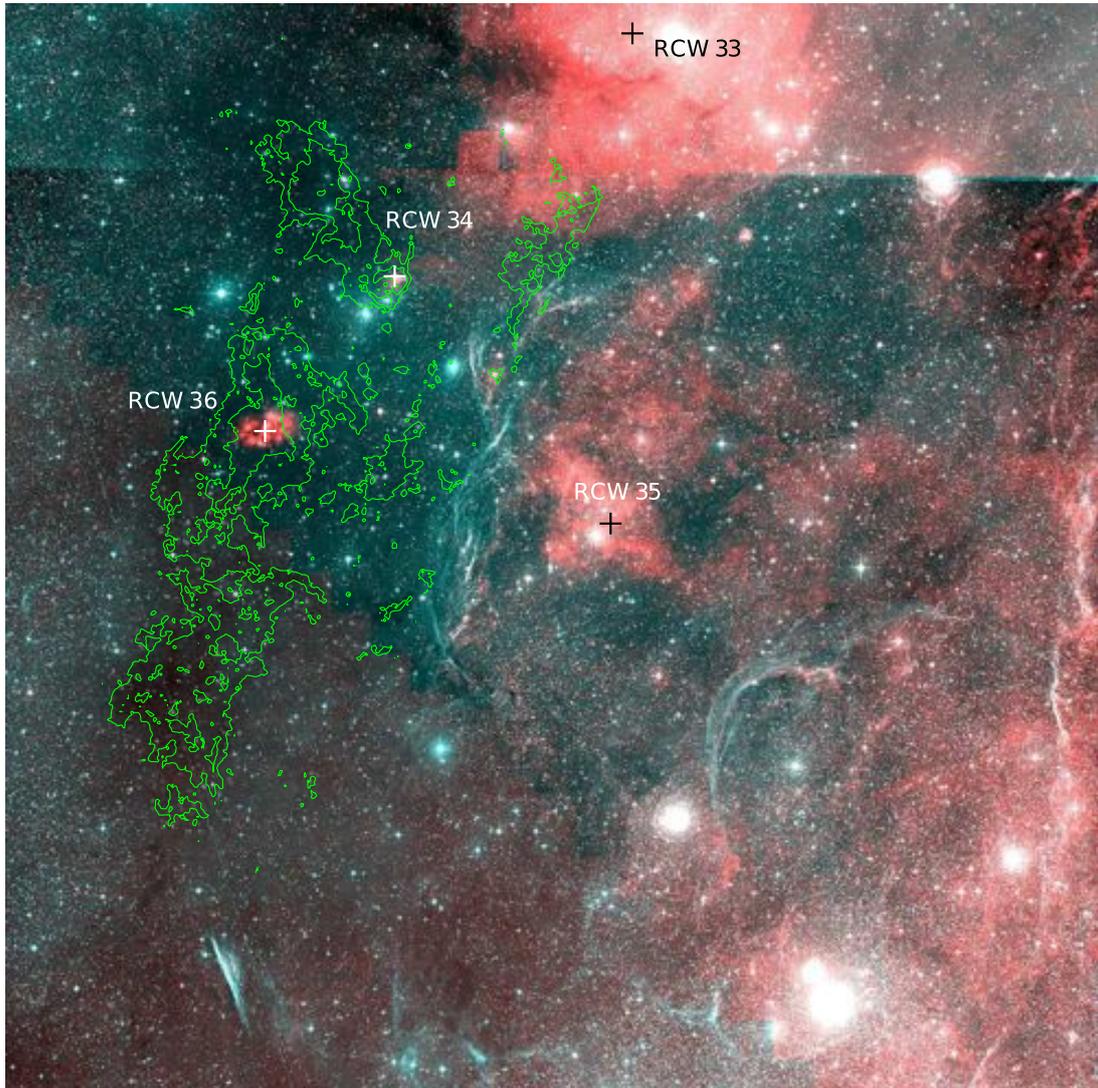


図 4.2 Vela C 分子雲の可視波長合成画像 (SuperCOSMOS H α 画像が赤色、DSS-Blue 画像が緑色と青色)。緑色コントアは *Herschel* の 250 μ m フラックス。

RCW 35

RCW 35 は Centre サブ領域 (Centre-Ridge と Centre-Nest) の西側に位置する HII 領域である。図 4.3 に示されるように、Centre サブ領域の西側は South-Nest サブ領域の西側と比べると、光解離領域^{*1}のトレーサーである 12 μ m の放射 (例: Urquhart et al.,

^{*1} 水素を電離する 13.6eV のエネルギーよりも低いエネルギーを持つ光子が水素電離領域の外側のガス領域まで達し、分子を励起・解離する。このような水素電離領域と分子雲の境界領域を光解離領域と呼ぶ。

2009) がより強く光っている。特にこの $12\mu\text{m}$ の放射は小分子雲 I と小分子雲 II の 2 つの領域で強く光っているため、これら小分子雲と RCW 35 は物理的に繋がっていると思われる。さらにこれら小分子雲 I&II は、Vela C 分子雲本体と同じ速度成分を持っている (図 4.4 の (c) : $\sim 4\text{--}7\text{ km s}^{-1}$ 成分; Moriguchi et al., 2001)。故に Vela C 分子雲本体は RCW 35 に付随していると考えられる。このことは Hill et al. (2011) の図 5 が示す温度 PDF によっても支持され、彼らの結果は Centre-Ridge サブ領域、Centre-Nest サブ領域、North サブ領域では温度が高くなっていることを示唆している。これらのことから、RCW 35 が中心サブ領域に影響を及ぼしている可能性は非常に高い。一方、South-Nest サブ領域では RCW 35 の影響は少なく、このサブ領域は Vela C 分子雲の初期状態を保存していると思われる。

4.3.2 Vela 超新星残骸

図 4.5 は ROSAT (X 線観測衛星) による X 線画像であるが、Vela C 分子雲はちょうど Vela 超新星残骸の縁に位置しているように見える。ただし、Vela 超新星残骸の太陽系からの距離は、 $250\text{--}600\text{ pc}$ (Milne, 1968; Davis, 1969; Cha et al., 1999) と大きな不確定性を持っているため、Vela C 分子雲と超新星残骸が物理的に繋がっているかは断言できない。この X 線画像では、超新星残骸の中心から飛び出たとされる弾丸形状の放射 Bulett B と Bulett D が見える (Aschenbach et al., 1995)。Moriguchi et al. (2001) ではこのような弾丸形状は、超新星残骸周囲での密度の不均一性に起因していると結論づけている。さらに Moriguchi et al. (2001) では、 ^{12}CO ($J = 1 - 0$) のチャンネルマップ*²と X 線画像から、Vela C 分子雲は Vela 超新星残骸に付随しており、Bullet D は Vela C 分子雲の西側端に到達している、と述べられている。ただし図 4.5 を見ると、Bullet D は South-Nest サブ領域に到達していないように見える。一方で、Bullet B が Bullet D と同じ距離にあるとするならば、Bullet B は中心サブ領域を通過している可能性がある。もちろん、分子雲の形状進化のタイムスケール ($\sim 10^6\text{ yr}$) と超新星爆発による Bullet 通過のタイムスケール ($\sim 10^4\text{ yr}$) は大きく異なるため、Vela 超新星残骸が Vela C 分子雲の形状進化に直接影響を及ぼした可能性は考えられない。しかしながら、前述したように X 線の Bullet 構造通過が密度の不均一性に起因するとするならば、Centre サブ領域の西側は薄く、外部からの影響を受けやすいということになる。このことは、RCW 35 の影響が Centre サブ領域には達し、South-Nest サブ領域には達していない、とする推察とも一

*² 線スペクトルの視線速度毎に積分した強度分布図。

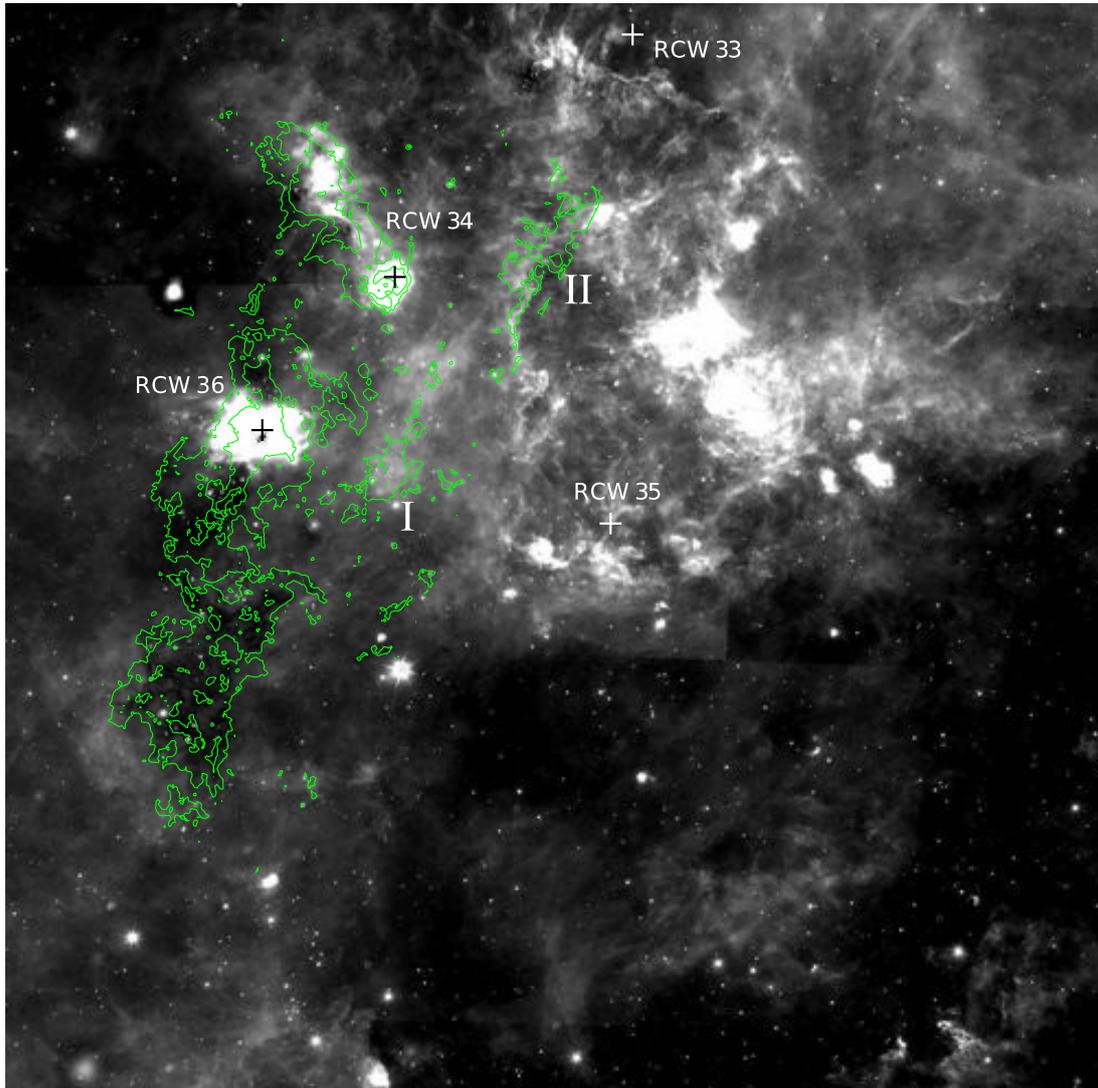


図 4.3 Vela C 分子雲付近の WISE の $12\mu\text{m}$ 画像。Herschel の $250\mu\text{m}$ の放射が緑色のコントアで示されており、Vela C 分子雲のおおよその形を表している。

致する。

現在利用できるデータからでは、あくまでも外的衝撃波の可能性について言及できるのみである。Vela C 分子雲に対する外的な衝撃波を直接的に検証するためには、ミリ波・サブミリ波分視線観測によって分子雲の速度構造を知る必要がある。Yamaguchi et al. (1999) は Vela C 分子雲に対して CO ($J = 1 - 0$) とその同位体の観測を行っているが、空間分解能は十分ではないため詳細な速度構造は得られてはいない。このため、今後より高感度・高分解能な観測機器を用いて電波観測を行う必要がある。

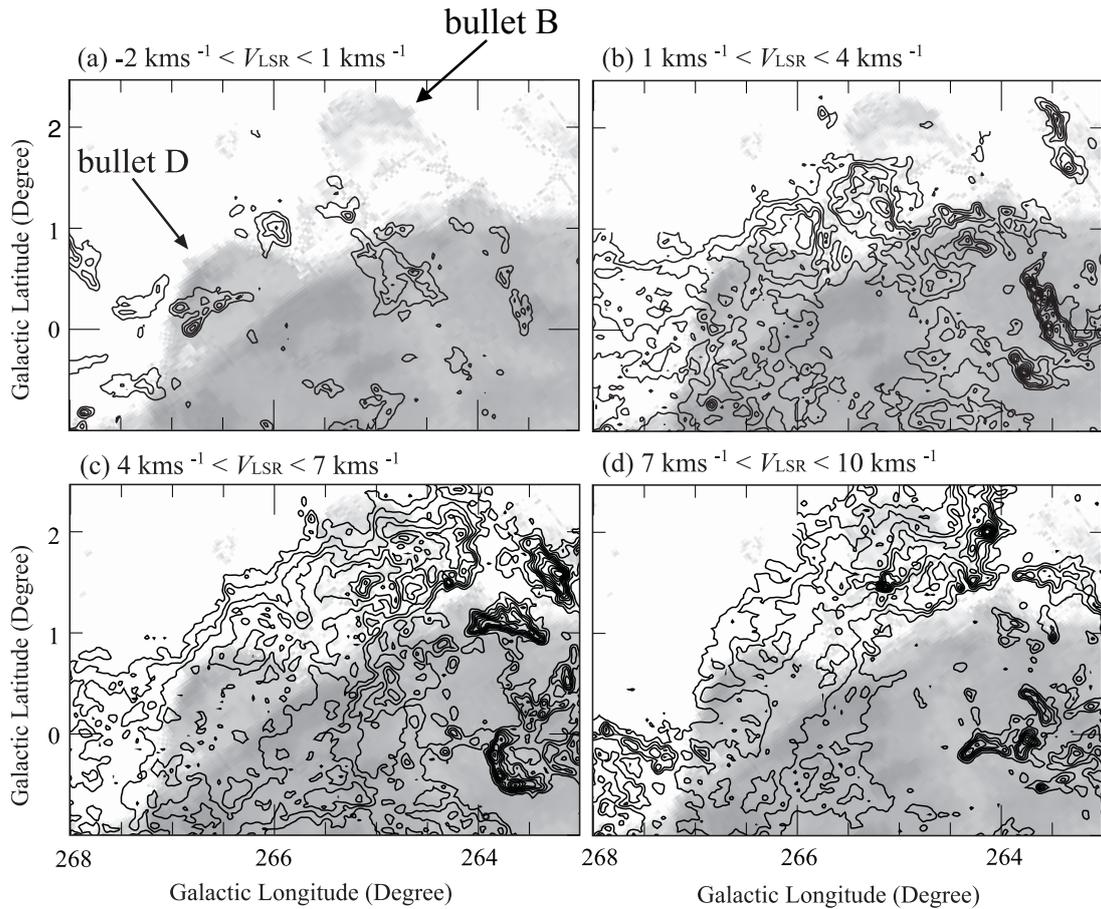


図 4.4 Vela C 分子雲の ^{12}CO チャンネルマップ (Moriguchi et al. (2001) の図 5 を改変)。銀河座標系で示されている。背景のグレー画像は X 線画像。それぞれの速度範囲は (a) $-2\text{kms}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq 1\text{kms}^{-1}$ 、(b) $1\text{kms}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq 4\text{kms}^{-1}$ 、(c) $4\text{kms}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq 7\text{kms}^{-1}$ 、(d) $7\text{kms}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq 10\text{kms}^{-1}$ 。最小コントアレベルは 3 K km s^{-1} で、コントアの間隔は 4 K km s^{-1} である。

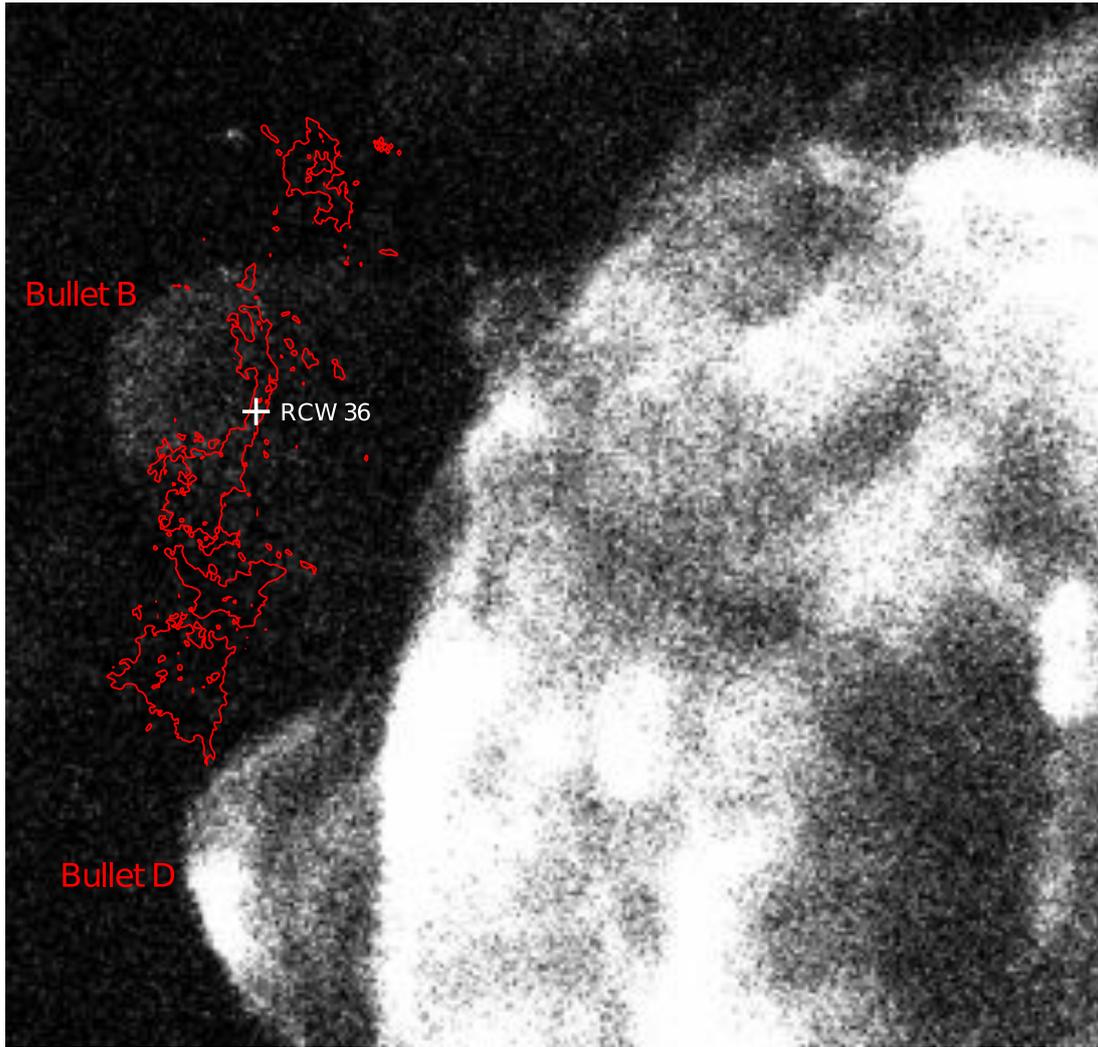


図 4.5 X 線衛星 ROSAT によって得られた X 線画像。赤色のコントアは、柱密度図において A_V が 7 等の境界線を表している。

第5章

まとめ

5.1 結論

Vela C 分子雲に対して、その磁場構造を明らかにすべく近赤外線偏光撮像観測を行った。観測データを解析した結果、以下に記すように、領域毎に磁場構造が異なることが明らかになった。

1. リッジが顕著な領域（Centre-Ridge、South-Ridge のリッジ部分）では、リッジに対して垂直な磁場構造
2. やや広がった領域（Centre-Nest、South-Ridge のネスト部分）では、分子雲の伸長方向に対して平行な磁場構造
3. 細かいフィラメントによって網目状構造を成している領域では、無秩序に近い磁場構造

これらの結果は、磁場構造と分子雲構造の間には関連性があることを強く示唆している。各サブ領域での磁場強度を CF 法で見積もり、乱流強度を各サブ領域で比較した結果、South-Nest サブ領域の磁場強度は他のサブ領域に比べて弱いということが明らかになった。また、South-Nest サブ領域の持つ特徴的な網目状構造は、磁場強度が弱いことに起因している可能性が高く、このサブ領域が Vela C 分子雲の初期状態を保持しているのではないかと考えられる。本研究の結果の一部をまとめた学術論文は、2016 年 9 月に *The Astrophysical Journal Letters* に掲載された (Kusune et al., 2016)。

今回のように、分子雲の領域毎（形状毎）に磁場構造が異なることを示した観測例は未だ少ない。一般に、分子雲の構造進化と磁場構造・磁場強度は関連していると考えられている。今回の Vela C 分子雲の磁場の研究から、Vela C 分子雲中での複合フィラメントの

形成には、磁場に関連した3つの進化フェーズを経るという『磁場強度増加に伴う段階的な複合フィラメント形成シナリオ』を立てた。

1. 乱流が支配的なフェーズ：外部からの衝撃破の影響が達していないために密度が増加せず（＝磁場が強まらず）、乱流が支配的で分子雲は網目状構造を持つ（South-Nest サブ領域）
2. 磁場と乱流の競合フェーズ：外部からの衝撃波の影響による、分子雲の急激な密度上昇・磁場強度の増加に伴い、細かいフィラメントが集結する（Centre-Nest サブ領域）
3. 磁場が支配的なフェーズ：強められた磁場に沿って分子雲が収縮し、磁場に対して垂直なリッジ構造が形成される（Centre-Ridge サブ領域）

5.2 今後の展望

このような複合フィラメント形成シナリオを立証するためには、以下2つの研究を進める必要がある。

1. Vela C 分子雲において、分子雲構造・磁場構造・磁場強度の違いの原因となる衝撃波の研究
2. 複合フィラメント形成シナリオの一般性を示すための研究

前者の研究では、Vela C 分子雲に対する外的な衝撃波を直接的に検証するには、ミリ波・サブミリ波分子線観測によって分子雲の速度構造を知る必要があるため、高感度・高解像度観測機器を用いて電波観測を行う必要がある。また、今ある近赤外線偏光観測のデータは North 領域の全域をカバーできていないため、追加観測が必要である。

後者の研究では、観測例を増やす必要がある。そこで Vela C 分子雲と同様、顕著なリッジ構造と網目状構造を併せ持つ「Lupus 分子雲複合体」に注目した。ここでは詳しくは述べないが、この天体に対して近赤外線偏光観測を行い、磁場構造・分子雲構造の関係性を調べ、シナリオの普遍性を検証を行う予定である。

謝辞

本研究は、著者が名古屋市立大学大学院システム自然科学研究科博士後期課程在学中に、同大学教授杉谷光司博士の指導のもとに行ったものです。終始温かいご指導ご鞭撻激励を頂いた杉谷博士には心より深く感謝申し上げます。

本研究に基づく学術論文執筆にあたり、数多くのご指導ご助言を頂いた名古屋大学大学院理学研究科教授佐藤修二博士、東京大学大学院理学研究科教授田村元秀博士、国立天文台理論研究部准教授中村文隆博士には深く感謝申し上げます。その執筆にあたり主に英語の面でご指導頂いた岡山理科大学理学部応用物理学科准教授渡邊誠博士には心より感謝申し上げます。また、南アフリカで観測するにあたりご指導下さった鹿児島大学理工学研究科物理・宇宙専攻准教授永山貴宏博士、名古屋大学大学院理学研究科 U 研（宇宙物理学研究室）赤外線グループ研究員村田勝寛博士をはじめ、SIRIUS/IRSF チームの皆様には心より感謝申し上げます。

博士後期課程在学中、同大学教授森山昭彦博士、准教授田中豪博士、研究員鈴木美恵子氏の存在が研究生活を送る上で大きな励みになったことをここに記すとともに心より感謝申し上げます。人数の少ない研究室において岡田方孝先輩と今井理恵子さんの存在は心強く、心より感謝申し上げます。お互いの研究を進めながら切磋琢磨し支え合ってきた名古屋市立大学大学院の院生の皆様に心より感謝申し上げます。

また、本研究を進めるにあたりご支援頂いた、ここには記すことのできなかつた多くの方々に心より感謝申し上げます。

最後に、博士後期課程進学にあたり温かく見守り支援して下さった両親と祖母、弟達に深い感謝の意を評して謝辞と致します。

参考文献

- Aniano, G., Draine, B. T., Gordon, K. D., & Sandstrom, K. 2011, *PASP*, 123, 1218
- Andre, Ph., Men'shchikov, A., Bontemps, S., Konyves, V., Motte, F., Schneider, N., Didelon, P., Minier, V., Saraceno, P., Ward-Thompson, D., et al. 2010, *A&A*, 518, 102
- Aschenbach, B., Egger, R., & Trumper, J. 1995, *Nature*, 373, 587
- Baba, D., Nagata, T., Nagashima, D., et al. 2004, *ApJ*, 614, 818
- Bessell, M. S., & Brett, J. M. 1988, *PASP*, 100, 1134
- Bik, A., Puga, E., Waters, L.B.F.M., Horrobin, M., et al. 2010, *ApJ*, 713, 883
- Cambresy, L. 1999, *A&A*, 345, 965
- Chandrasekhar, S., & Fermi, E. 1953, *ApJ*, 118, 113
- Chapman, N. L., Goldsmith, P. F., Pineda, J. L., Clemens, D. P., Li, D., & Krco, M. 2011, *ApJ*, 741, 21
- Cha, A. N., Sembach, K. R., & Danks, A. C. 1999, *ApJ*, 515, 25
- Chini, R., Reipurth, B., Ward-Thompson, D., Bally, J., Nyman, L.-A., Sievers, A., Billawala, Y. 1997, *ApJL*, 474, 135
- Crutcher, R. 2012, *ARA&A*, 50, 29
- Cutri, R., et al. 2003, *The 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources*, Univ. of Massachusetts and IPAC/California Institute of Technology.
- Davis, L., & Greenstein, J. L. 1951, *ApJ*, 114, 206
- Davis, R. D. 1969, *Nature*, 223, 335
- Egan, M. P., Shipman, R. F., Price, S. D., Carey, S. J., Clark, F. O., Cohen, M. 1998, *ApJL*, 494, 199
- Fissel, L. M., Ade, P. A. R., Angile, F. E., et al. 2016, *ApJ*, 824, 134
- Hatchell, J., Richer, J. S., Fuller, G. A., Qualtrough, C. J., Ladd, E. F., Chandler, C.

- J. 2005, *A&A*, 440, 151
- Heiles, C., & Troland, T. H. 2005, *ApJ*, 624, 773
- Heyer, M., Gong, H., Ostriker, E., & Brunt, C., *ApJ*, 680, 420
- Hildebrand, R. H., Kirby, L., Dotson, J. L., et al. 2009, *ApJ*, 696, 567
- Hill, T., Motte, F., Didelon, P., Bontemps, S., Minier, V., Hennemann, M., Schneider, N., André, Ph., Men'shchikov, A., Anderson, L. D., Arzoumanian, D., Bernard, J.-P., di Francesco, J., Elia, D., Giannini, T., Griffin, M. J., Könyves, V., Kirk, J., Marston, A. P., Martin, P. G., Molinari, S., Nguyễn Lu'ong, Q., Peretto, N., Pezzuto, S., Roussel, H., Sauvage, M., Sousbie, T., Testi, L., Ward-Thompson, D., White, G. J., Wilson, C. D., Zavagno, A. 2011, *A&A*, 533, 94
- Hiltner, W. 1951, *ApJ*, 114, 241
- Kandori, R., Kusakabe, N., Tamura, M., Nakajima, Y., Nagayama, T., Nagashima, C., Hashimoto, J., Hough, J., Sato, S., Nagata, T., Ishihara, A., Lucas, P., Fukagawa, M. 2006, *Proc. SPIE*, 6269, 159
- Konyves, V., Andre, Ph., Men'shchikov, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L106
- Kusakabe, N., Tamura, M., Kandori, R., Hashimoto, J., Nakajima, Y., Nagaya, T., Nagayama, T., Hough, J., Lucas, P. 2008, *AJ*, 136, 621
- Kusune, T., Sugitani, K.,
- Kusune, T., Sugitania, K., Nakamura, F., Watanabe, M., Tamura, M., Kwon, J., Sato, S. 2016, *ApJL*, 830, L23
- Kwon, J., Tamura, M., Hough, J. H., Nakajima, Y., Nishiyama, S., et al. 2015, *ApJS*, 220, 17
- Lefloch, B., Lazareff, B. 1994, *A&A*, 289, 559
- Liseau, R., Lorenzetti, D., Nisini, B., et al. 1992, *A&A*, 265, 577
- Meyer, M. R., & Calvet, N. 1997, *AJ*, 114, 288
- Myers, P. C. 1978, *ApJ*, 225, 380
- Milne, D. K. 1968, *ApJ*, 21, 201
- Mizuno, A., Onichi, T., Yonekura, Y., Nagahama, T., Ogawa, H., Fukui, Y. 1995, *ApJL*, 445, 161
- Moriguchi, Y., Yamaguchi, N., Onishi, T., et al. 2001, *PASJ*, 53, 1025
- Murphy, D. C., & May, J. 1991, *A&A*, 247, 202
- Nagayama, T., Nagashima, C., Nakajima, Y., Nagata, T., Sato, S., Nakaya, H., Yamamuro, T., Sugitani, K., Tamura, M. 2003, *Proc. SPIE*, 4841, 459

- Nagata, T. 1990, ApJ, 348, L13
- Nakamura, F., & Li, Z. 2008, ApJ, 687, 354
- Nakamura, F., & Li, Z. 2011, ApJ, 740, 36
- Nisiyama, S., Tamura, M., Hatano, H., et al. 2009, ApJ, 696, 1407
- Ostriker, E. C., Stone, J. M., Gammie, C. F. 2001, ApJ, 546, 980
- Palmeirim, P., Andre, Ph., Kirk, J., Ward-Thompson, D., Arzoumanian, D., et al. 2012, A&A, 550, 38
- Peretto, N., Andre, Ph., Konyves, V., Schneider, N., Arzoumanian, D. et al. 2012, A&A, 541, 63
- Rodgers, A. W., Campbell, C. T., Whiteoak, F. B. 2960, MNRAS, 121, 130
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, AJ, 131, 1163
- Santos, F. P., Busquet, G., Franco, G. A. P., Girart, J. M., & Zhang, Q. 2016, ApJ, 832, 186
- Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, ApJ, 508, 99
- Soler, J. D., Ade, P. A. R., Angile, F. E., Ashton, P., Benton, S. J. et al. 2017, A&A, Submitted (arXiv:1702.03853)
- Sugitani, K., Nakamura, F., Watanabe, M., Tamura, M., Nishiyama, S., et al. 2011, ApJ, 734, 63
- Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., Walker, H. J., Schwartz, D. E. 1992, ApJS, 83, 111
- Urquhart, J. S., Morgan, L. K., Thompson, M. A. 2009, A&A, 497, 789
- Wardle, J. F. C., & Sramek, R. A. 1974, ApJ, 194, 249
- Worterloo, J. G. A., & Brand, J. 1989, A&AS, 80, 149
- Yamaguchi, N., Mizuno, N., Saito, H., Matsunaga, K., Mizuno, A., Ogawa H., Fukui, Y. 1999, PASJ, 51, 775

付録 A

A.1 星間偏光

A.1.1 ダストの整列メカニズム

遠方の星からの光は偏光していて、その光の電場ベクトルは星間磁場に平行な成分が垂直な成分よりも大きいことが観測的に知られている。星から出たばかりの光の電場ベクトルは、平均するとどの方向にも偏りがなく無偏光である。したがって、星の光が地球に届くまでに星間空間で、磁場に垂直な方向の電場ベクトルが選択的に吸収され、偏光が生じていると考えられる。

星間ダストによる選択的吸収によって偏光が生じていると仮定するならば、ダストは非球形状でなければならない。さらにその非球状ダストの短軸が磁場に揃うような機構が必要である。この非球状ダストの整列機構として、デイビス-グリーンシュタイン機構が考え出された。

まず磁場がないとして、非球状ダストが周りのガス分子の衝突によって回転している状況を考える。ここで非球状ダストはパンケーキ型 (oblate) とし、その短軸を z 軸とする。ダストの 3 軸まわりの慣性モーメント I_x 、 I_y 、 I_z を考えると、

$$I_z > I_x, I_y$$

である。ガス分子と熱平衡状態にあるダストではエネルギー等分配則が成り立ち、それぞれの軸まわりの回転エネルギーは等しいので、

$$\frac{L_x^2}{2I_x} = \frac{L_y^2}{2I_y} = \frac{L_z^2}{2I_z}$$

となる。ここで L_x^2 、 L_y^2 、 L_z^2 は回転するダストの角運動量の各成分の 2 乗平均である。上記 2 式より、

$$L_z > L_x, L_y$$

が導ける。すなわち角運動量の成分のうち z 軸 (短軸) に方向の成分が大きく、回転するダストの角運動量の向きは短軸と平行になる傾向がある。

続いて磁場がある状態を考える。角運動量ベクトル \mathbf{L} をもつダストは、そのダストの座標系において、 \mathbf{L} に垂直な平面に投影した磁場成分はこの平面内で回転しているように見える。回転する磁場によって内部の磁化が時間的に変化させられるので、エネルギーの散逸が起きてしまう。

もし角運動量 \mathbf{L} と磁場 \mathbf{B} が平行であるとすると、ダストの座標では磁場は変化しないのでエネルギーの散逸は起こらない。したがって磁場中で回転するダストが、その角運動量ベクトルが磁場と平行になる傾向がある。

これをまとめると、

1. 短軸が回転軸になる。
2. 回転軸は磁場に平行になる。

したがって、磁場中で回転するダストの短軸は磁場と平行になる。このように整列したダストはあたかもスリットのような役割を果たし、磁場に垂直な成分の電場ベクトルを選択的に吸収する。その結果、磁場に平行な偏光が生じる。

A.2 二色図

両軸にカラー (バンド間での等級差) を取ることによって、天体を YSOs・主系列星・巨星等に分類することができる。これが二色図である。様々な赤外波長でのカラーが使われるが、ここでは本研究で使用した近赤外 JHK_s の3バンドでの二色図で説明する。図 A.1 は横軸に $H - K_s$ カラーを、縦軸に $J - H$ カラーを取ったものである。主系列星を黒色実線で、巨星を赤色実線で、YSOs を黒色破線で示す。観測される点源が減光を全く受けていなければこれら線のどこかにプロットされるが、実際には減光を受けるため必ずしもこの線上にはプロットされない。

このため、二色図を使って主系列星・巨星・YSOs を分類するには、減光量 A_V (赤化量とも) を考慮する必要がある。星間を伝搬する光のうち、透過力の弱い短い波長の光が、星間物質による散乱・吸収によって減衰する現象のことを赤化と呼ぶ。可視波長域では短波長の青色が散乱されて赤色に変化するためこの様に呼ばれる。これは夕日が赤く見える現象で原理的には同一である。地球に届くまでに星間物質によって赤化した点源の光は、二色図上では本来の位置 (赤色実線・黒色実線・黒色破線) から右上に移動する。その移動量は赤化量に比例する。二色図中の赤矢印は赤化ベクトルと呼ばれ、赤化の方向と

$A_V = 5$ 等級に相当する量が示されている。この赤化ベクトルの方向は観測する領域によって異なる。近赤外線波長域 (JHK_s) での赤化量を表すパラメータは $\frac{E(J-H)}{E(H-K_s)}$ である。 E は色超過 (color excess) を表す記号で、 $E(J-H)$ は $J-H$ カラーでの超過を意味する。この赤化量のパラメータは以下のように変形できる。

$$\begin{aligned}\frac{E(J-H)}{E(H-K_s)} &= \frac{A_J - A_H}{A_H - A_{K_s}} \\ &= \frac{(J - J_0) - (H - H_0)}{(H - H_0) - (K_s - K_{s0})} \\ &= \frac{(J - H) - (J_0 - H_0)}{(H - K_s) - (H_0 - K_{s0})}\end{aligned}$$

ここで A_λ は各バンドでの減光を等級で表す量である。 $J \cdot H \cdot K_s$ は観測で得られる各バンドでの等級を表し、 $J_0 \cdot H_0 \cdot K_{s0}$ は星本来の等級を表す。これによると色超過とは、観測で得られるカラーと本来のカラーの差であり、星間吸収によってこれは生じる。パラメータ $\frac{E(J-H)}{E(H-K_s)}$ は二色図上の赤化ベクトルの傾きを表すことになる。前述のように赤化ベクトルの方向 (傾き) は領域によって異なるが、本研究では赤化ベクトルの傾きには Nishiyama et al. (2009) の値、

$$\frac{E(J-H)}{E(H-K_s)} = 1.77$$

を用いた。赤化量を示す指標としては、 V バンド ($0.55 \mu\text{m}$) での減光量を表す A_V が一般に使用され、図 A.1 の赤化ベクトルでは減光量 5 等級を示す。ここでの赤化ベクトルの長さは、

$$\begin{aligned}E(J-H) &= 0.127 \times A_V \\ E(H-K_s) &= 0.065 \times A_V\end{aligned}$$

から算出した (Nishiyama et al., 2009)。

A.3 ストークスパラメータと偏光

ストークスパラメータは偏光を表現する際に用いられるパラメータである。図 A.2 に示すような、偏光した電場ベクトルを楕円で表示した場合を考える (無偏光の場合、真円となる)。ここでは、観測者に向かう方向を z 軸とし、偏光をしている方向 (偏光角) θ は x 軸となす角度とする。4 つのストークスパラメータ (Q 、 U 、 I 、 V) が以下のように定

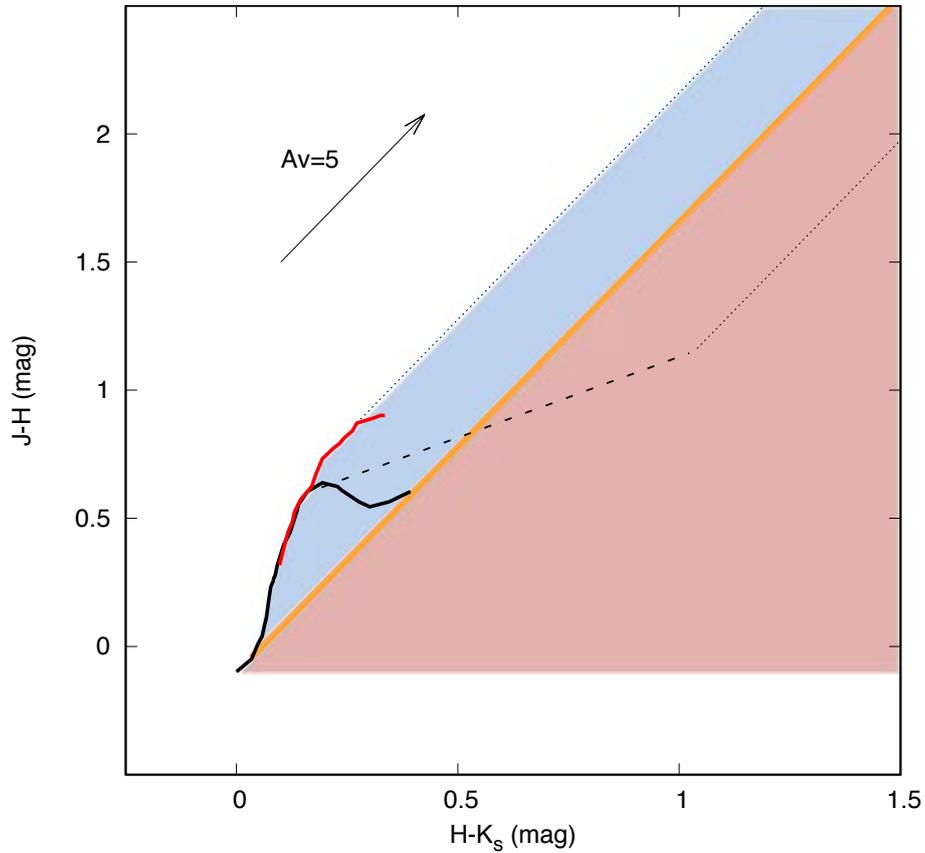


図 A.1 近赤外線 JHK_s バンドによる二色図。本文中と同様、黒色実線が主系列星を、赤色実線が巨星を、黒色破線が古典的 T タウリ型星を示す。橙色実線右側の赤色領域は赤外超過の領域を示し、本研究ではこの領域にプロットされた点源を YSO 候補天体とした。主系列星または巨星が赤化した場合にプロットされる領域を青色で示す。

義されている。

$$I \equiv E_x^2 + E_y^2$$

$$Q \equiv E_x^2 - E_y^2 = I \cos 2\beta \cos 2\theta$$

$$U \equiv 2E_x E_y \cos(\phi_x - \phi_y) = I \cos 2\beta \sin 2\theta$$

$$V \equiv 2E_x E_y \sin(\phi_x - \phi_y) = I \sin 2\beta$$

$\phi_x \cdot \phi_y$ はそれぞれの軸での位相である。これらストークスパラメータの意味は、

I 入射する電波の強度

Q 直線偏光のうち、任意の垂直成分に対する水平成分の優位性

U 45° 回転させた軸方向の垂直成分に対する水平成分の優位性

V 円偏光のうち、左円偏光に対する右円偏光成分の優位性

である。このストークスパラメータを使って、直線偏光・楕円偏光・円偏光を表現することが可能である。直線偏光を表すとき、しばしば偏光度 P と偏光角度 θ が用いられる。これらとストークスパラメータには以下の関係が成り立つ。

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}$$

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(\frac{U}{Q}\right)$$

天球上に表す際には、北を 0° と定義する位置角度に変換する。

$$\text{P.A.} = \theta + 90^\circ$$

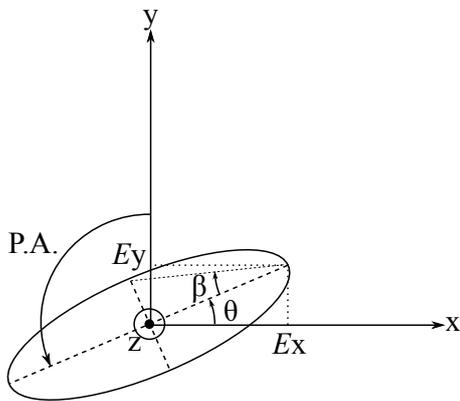


図 A.2 偏光の楕円表示.