

銀河遠赤外線の気球観測*

小田直樹**・奥田治之**・舞原俊憲**

概要

1978年5月の気球観測により、銀経 340° から 32.5° に到る銀河面の遠赤外線輝度分布を測定した。その結果、角度分解能約 0.7° の2次元的なマップが銀緯 $|b| \leq 2^\circ$ の範囲にわたって得られた。

今回の観測は有効波長 $150 \mu\text{m}$ の1つの波長帯での観測であるが、拡がったダストの遠赤外線熱輻射成分が測られている。この観測結果に基づいて銀河系の中心領域及び内部のディスク領域におけるダストの分布について議論する。その結果言えることとして(1)銀河中心から半径約 300 pc 以内のダストの質量は約 $1 \times 10^5 M_\odot$ と推定される。(2)銀経 355° 方向においてダストの不足が著しい。(3)ディスク領域のダストを暖めている熱源としては、拡がったH II領域(ELD H II)のUV光子と一般の星野光(晩期型星が作る輻射場)が同程度の寄与をしている。一を挙げることができる。それらと関連して、我々の $2.4 \mu\text{m}$ の観測との両立性やH II領域の電波観測との相関についても議論する。

1. はじめに

遠赤外線の波長域($30 \sim 1000 \mu\text{m}$)は、主に地球大気の水蒸気による吸収のため地上からの観測はごく一部の「窓」($35, 350$ 及び $800 \mu\text{m}$)を除いて不可能である。従って、遠赤外天体観測は専ら飛行機を用いて行われている。点状の輻射源の高角度分解能観測は、飛行機による 12 km 程度の高度でも可能であるが、拡がった輻射源の場合には残留大気の熱輻射を著しく被るので、少なくとも気球高度(約 30 km)での観測が不可欠である。

銀河面からのdiffuseな遠赤外線の主要な輻射源は、星間空間に存在するダストが星間空間の輻射場で暖められ、その結果ダストが放出する熱輻射である。実際、銀河面に集中したdiffuseな遠赤外線の観測についてこれまで銀河面上の特定の領域における輝度の測定([1], [2])が行われたり、銀河赤道上で銀経分布が測定されている([3], [4])。しかし、銀河系におけるダストの大局的な分布を描き出すためには、比較的広い視野による低輝度の輻射までをできるだけ広い範囲にわたって観測することが必要である。また、ダストの温度分布も遠赤外線輻射強度に関係するので、いくつかの波長帯での観測も温度についての情報を得るために重要である。これらの点を考慮して、我々は以下に述べるように約 0.7° の視野をもつ小口径の望遠鏡で銀河面のマッピング観測を行った。

今回は、1978年5月に行った有効波長 $150 \mu\text{m}$ での遠赤外線気球観測について、観測の

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 京都大学理学部

概要と得られた2次元の輝度分布図の解析から推定されるダストの空間分布に関する議論を行う。

2. 観測装置

観測装置の光学系を図1に示す。光学系は、遠赤外線検出用と可視光検出用の2つの独立な測光システムを持っている。両方の光学系とも集光鏡として有効口径8 cm、焦点距離16 cmのオフ軸放物面鏡を用いた。可視光検出用光学系は、その光軸を遠赤外線検出用の光学系の光軸と一致させておいて、観測中にこの望遠鏡の方向を決定するためのスター・センサとしての役割を持っている。スター・センサ用検出器には、2個のシリコン・フォトダイオード($0.45^\circ \times 0.45^\circ$ 及び $0.45^\circ \times 1.8^\circ$ の視野を持つ)を使った。

ところで、遠赤外線検出用光学系ではオフ軸の集光鏡自身を方位方向に振幅約 1.2° 、周波数約10 Hzで振動させることにより銀河面上の輝度分布を差動的に検出するという方法をとった。これは、装置からの熱輻射及び大気輻射の成分を相殺するためである。遠赤外線検出器には、Ge : Ga ボロメータ(1.6 mm^ϕ)を用いた。上記の差動チョッピング方

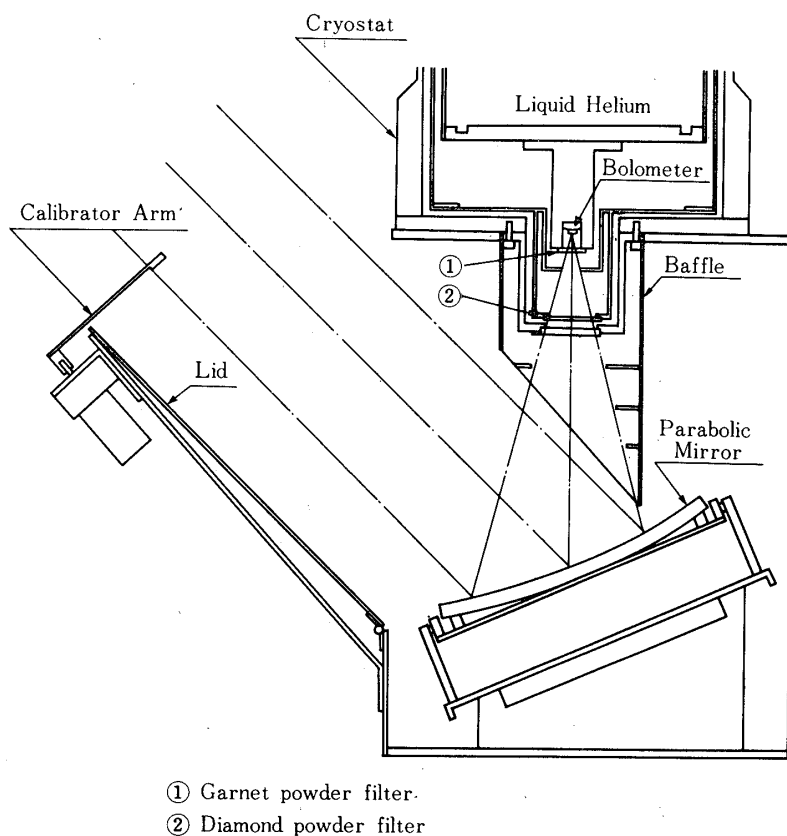


図1 光学系の側面図

式で点状光源を測定した結果、遠赤外線測光システムの視野は集光鏡の振動に伴う像のブレのため、方位方向に約 1° 、仰角方向に約 0.7° の楕円形となった。ボロメータ素子は液体ヘリウム用クライオスタットに内蔵される。液体ヘリウムは、気球高度約34 kmにおける気圧(7 mm Hg)に減圧されるため、ボロメータの動作温度としては約 1.7°K になる。この条件でのボロメータの雑音等価電力(NEP)は約 $1 \times 10^{-13} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ であった。

ボロメータ素子は集光された輻射を熱として吸収し、それによって温度変化が生じ更に電気抵抗が変わるという性質を利用した検出器なので、一般に波長依存性を持たない。従って、波長選択のためのフィルタが必要であり、今回の観測では $100 \mu\text{m}$ 以上を透過するガーネット粉末フィルタを用いた。しかし、これだけでは近赤外領域($\leq 5 \mu\text{m}$)で十分不透明ではないので、ダイヤモンド粉末フィルタ及び黒色ポリエチレン膜を併用した。図2に、クライオスタットの窓材の結晶コルツも含めて各フィルタの透過特性を示す。基本的な遠赤外透過特性は、ガーネット粉末フィルタで決まっていることがわかる。このフィルターシステムの有効波長は、天体の遠赤外輻射のスペクトル即ち輻射源の温度により多少異なるが、温度が 30°K 以上ならばほぼ $150 \mu\text{m}$ になる。

この遠赤外測光システムの姿勢制御及びスキャン動作のコントロールについて簡単に述べる。ゴンドラ全体は、宇宙航空研究所で開発されたより戻し方向規正のシステムにより、ほぼ真南の方向に向けられる。これは、精密な地磁気センサの出力を参照する閉回路型サーボシステムで、ほぼ $\pm 0.5^\circ$ 以内で方向が安定化される。銀河面のスキャンは、望遠鏡を搭載した内枠を方位角と仰角の2軸のまわりの回転で制御することによって、半自動的にラスタースキャン動作を行う。スキャンプログラムは、方位方向に $\pm 10^\circ$ の振幅で振りながら方位方向の各スキャンの終了毎に仰角を約 0.6° ずつ上げていくものである。実際には、スキャンのほぼ中央に銀河面を横切るようにするため、ゴンドラの方角を手動で時々変えた。

信号系は、16チャンネルのアナログマルチプレクサを通して12ビットのAD変換器に入れ、

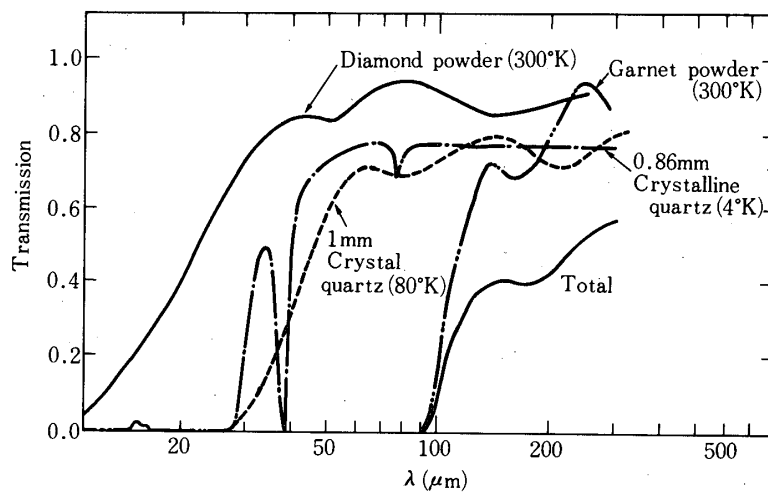


図2 フィルタと窓材の透過特性

それを直列デジタル信号にして毎秒約1キロビットの速度でPCM伝送する。地上で受信したPCM信号は、そのままデータレコーダに集録すると同時にマイクロセッサ(インテル8085)を使った復調器により並列アナログ信号に戻してペンレコーダでモニタされる。

3. 観 測

観測は1978年5月25日、宇宙航空研究所三陸大気球基地から3万 m^3 の気球に前述の観測機器を搭載して行った。望遠鏡の姿勢は、地磁気センサと方位角及び仰角を示す2個のポテンショメータの出力で相対的な座標が決められるが、その絶対値の較正はスターセンサで検出された星のうちの15個を使って行われた。その結果、位置の決定精度が $\pm 0.2^\circ$ であることが分った。

ボロメータの感度の時間変化をチェックするため、黒体の小片をモータを用いて時々視野内に導いた。その結果、レベル・フライト中、感度変化は認められなかった。また、NEP自身も実験室で得た値約 $1 \times 10^{-13} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ と同じであった。

21時頃レベルフライトに入ったが、戻り風が強くなり観測時間を予定よりかなり短縮せざるを得なくなったため、銀河面のスキャン領域に一部分隙間が生じることになった。しかし、観測はおおむね順調に行われ、銀経 340° から 32.5° までの広い範囲の遠赤外線輝度分布が得られた。

4. データ解析

銀河面からの遠赤外放射は、スカイチョッピングの方法によりスキャン径路に沿った差分的な強度分布として得られる。図3に、銀河中心付近を横切った時のデータを示す。このような差分的な信号を元の輝度分布に戻すために、チョッピングの幅毎の積分を径路に沿って実行していく。この場合、ゴンドラの振子運動によると思われる影響のため、差分強度が正側と負側で面積が異なることがある。そこで我々は元の輝度分布を求める際、積分をスキャンの両方の端から行って中央で接続する方法をとった。

輝度分布の絶対値については今回の観測では惑星のように較正の基準になる天体を検出することができなかったため、次のような手続きで銀河中心のこれまでの観測結果を参照して決定した。Hoffmann *et al* [5]は波長 $100 \mu\text{m}$ で約 $2^\circ \times 3^\circ$ の銀河中心領域の輝度分布を測定している。彼らは $12'$ のビームを使ってスカイチョッピングの方法で観測したので拡がった低い輝度の成分は受っていないようである。それに対して、約 0.7° のビームの我々の観測では、図4に示すように高い輝度の成分の他に銀緯 $\pm 1^\circ$ 以上でゆるやかに拡がった成分(ウィング成分と呼ぶ)が見られる。後述のように、この成分は他の銀経の領域でも普遍的に見られるもので、銀河中心領域以外のディスクからの放射成分と考えるのがもっともらしい。従って、我々はこのウィング成分を差引いてHoffmann *et al*のデータと比較した。図5は両者の銀緯分布の比較である。

ところで、我々の観測は放射源の温度が 30° K 以上の場合有効波長 $150 \mu\text{m}$ の測光データを与えるものと見なすことができるので、Hoffmann *et al*の $100 \mu\text{m}$ の観測値で規格化するためには銀河中心の温度を仮定する必要がある。Ward *et al* [6]は $4.5' \times 6'$ の

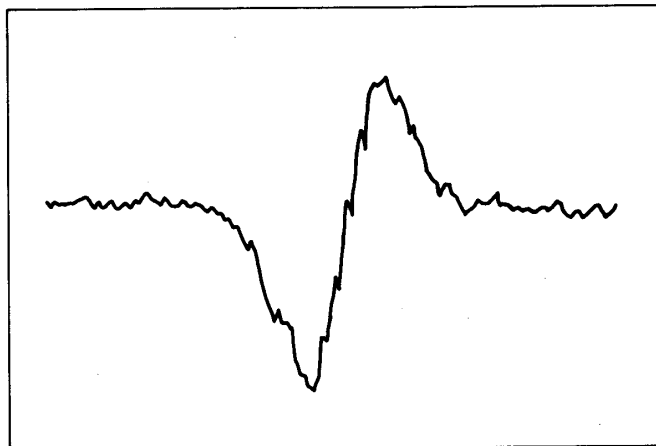


図3 銀河中心のスキャンプロフィール

ビームの観測により60° Kを与えているが, Soifer and Houck [1] は $1/4^\circ \times 1^\circ$ のビームの観測により40~60° Kを与えている. 従って, ここでは50° Kの黒体放射を仮定する. (H II領域の遠赤外観測からダストの放射能率は波長に反比例することが示唆されているが, 放射源のエネルギースペクトルは様々な温度のダストからの熱放射の重ね合せになるので,

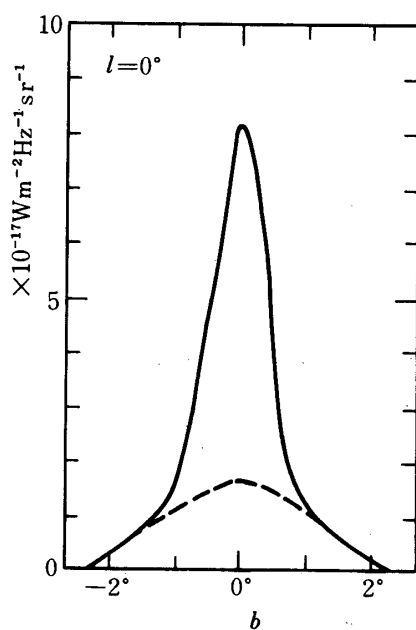


図4 銀河中心での銀緯分布

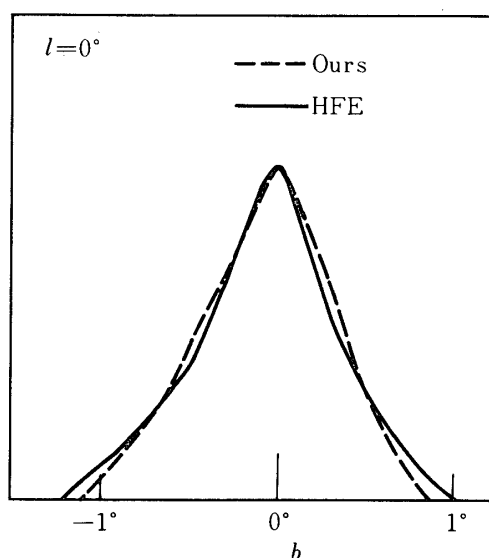


図5 銀河中心での銀緯分布の比較. 実線は Hoffmann *et al* [5] のデータを我々の視野で平均した分布を, 破線は我々の観測結果からウィング成分を引いた分布を示す.

ほぼ黒体輻射に近くなると思われる. 例えば, Sgr A は $50 \sim 110 \mu\text{m}$ の範囲で 60°K の黒体輻射に希釈因子 1% をかけたもので表わされている [6].)

5. 観測結果

図6に, 我々が得た遠赤外輻射の輝度分布を示す. 比較のため 5 GHz 連続輻射のマップ [7] を載せておく. 図7に, 銀河赤道上の遠赤外輻射の輝度の銀径分布を載せておく. 遠赤外線輝度分布の特徴を次に挙げる.

- (1) 銀緯方向の広がりがほぼ一様である. FWHMは約 1.5° で, 従来の遠赤外観測で得られた値よりかなり広い (Rouan *et al* [2] では $l = 28^\circ$ で 0.3° , Low *et al* [3] では $l = 0.7^\circ$ で 0.6° である.).
- (2) 遠赤外輻射のマップには銀緯方向に一様に広がった成分 (前章でウィング成分と名付けたもの) の他に, 個別の遠赤外線源 (H II 領域) がある.
- (3) 銀河中心領域に輝度の集中が見られる.
- (4) $l = 355^\circ$ 方向は輝度が特に低くかつ銀緯方向の広がりも小さい.
- (5) 未同定の遠赤外線源が $l = 6.0^\circ$, $b = -4.3^\circ$ に発見された.

各項目については次章の議論の所で詳述する.

次に, 我々の観測結果とこれまで行われてきた他のグループの遠赤外観測との比較及び別の波長における銀河面からの輻射強度分布との比較を行う.

5-1 他の遠赤外観測との比較

銀河面上の遠赤外輝度分布は Low *et al* [3] が銀河 348° から 32.5° の範囲について,

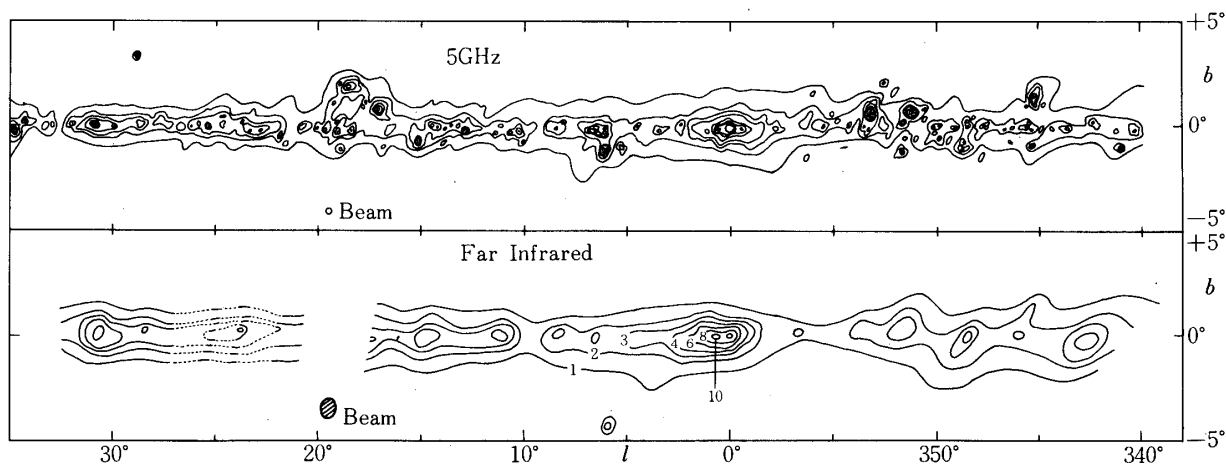


図6 下…遠赤外輻射のマップ, 等高線の単位は $1.1 \times 10^{-11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$ である。
 上…5 GHz 連続輻射のマップ. 等高線の単位は 1, 2, 3, 5, 8, 12, 17, $32 \times 0.23^\circ \text{K}$ である。

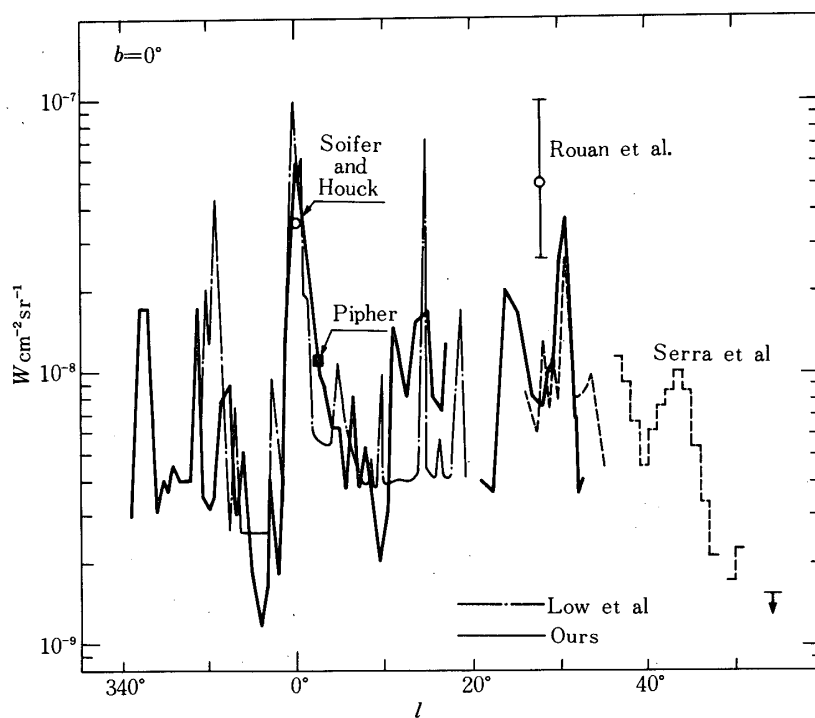


図7 我々のデータと他のデータとの銀経分布に関する比較

Serra *et al* [4]が銀経 36° から 55° の範囲について、また Puget *et al* [8]は 26° から 34° の範囲についてそれぞれ気球で測定している。さらに、銀河面上の特定の場所の輝度がロケットや飛行機を使って測られている ([9], [2])。図7にそれらの結果を我々の結果と比較するため掲げておく。図7の縦軸は、それぞれ輻射源の温度を仮定して波長について積分した強度である。全体的に見てそれぞれほぼ一致しているが、観測装置の視野の違いによりピークの鋭さが異なる。その他、高い温度のダストを伴っている稠密H II領域 (例えばM17) は、我々の波長帯では高い信号・雑音比で測られていない。しかし、W43(銀経 31° のピーク) は大きなH II領域なので、 1° 近い視野にもかかわらず極めて強い個別輻射源として検出されている。

5-2 銀河面からの他波長の輻射強度分布との比較

図8 a~gに種々の輻射の分布を示す。水素の再結合線H 166 α は、広がった低密度のH II領域から主に放出される電波の輝線である。この分布は、([10], [11], [12], [13], [14]) 遠赤外線輻射の分布 ([4], [8], [15])と非常に良い相関を持つことが分る。例えば、 $l=20^\circ\sim 30^\circ$ 付近の分布の形状、銀河中心における輝度の強い集中及び個々のピークの一致が見られる。5 GHzの強度分布 [7]も銀河面上では非熱的電波成分をほぼ無視することができるので電離領域の分布を表わしており、H 166 α の分布とほぼ同じ分布を持っている。これらのことから、遠赤外輻射を放出しているダストの熱源としては、H II領域を形成しているO B型星の輻射 (主に紫外光) が主要な寄与をしていることが分る。

次に、CO分子の線輻射 (波長2.6 mm) の強度分布 [16]と遠赤外輻射の分布とを比べると、銀河中心領域のピークについての相関は非常に良いが、他の領域では相関は見られない。その理由としては、CO分子と共存しているダストの温度がかなり低いため(約 10°K)、 $150\ \mu\text{m}$ の波長帯での観測では有効に検出されなかったことが考えられる。

銀河からの r 線 ($\geq 100\ \text{MeV}$)の観測はSAS-2とCOS-Bの2つの人工衛星で主に行われており、これまでに $|b|\leq 30^\circ$ の領域がほぼ完全に掃天された。図には、COS-Bのデータ [17]を載せた。銀経 30° 付近を境にして輝度分布が平坦な内側の部分と、それより外側の輝度が減少している部分に分けることができる。このことは、遠赤外輻射源や電波源と同様に星間物質が銀河系の中心から5 kpcの領域に集中していることを示している。

最後に、遠赤外輻射の分布と星の分布とを比べる。図8 fの棒グラフは、OH/IR型星と呼ばれる1612 MHzのOHメーザ源の分布である [18]。この星は、 $2.5M_\odot$ 以上の質量を持った年令 $1\sim 5\times 10^8$ 年のミラ型変光星である。この個数分布から、OH/IR型星も銀河系の中心から5 kpcの領域に集中していることが推測される。一方、 $2.4\ \mu\text{m}$ 輻射も図8 gに示されているように ([19], [20], [21])、ほぼ5 kpcの領域に集中していると考えられる。OH/IR型星及び波長 $2.4\ \mu\text{m}$ の輝度分布に寄与している星は主にM型巨星である [22]。さて、遠赤外輻射と $2.4\ \mu\text{m}$ 輻射との銀経分布の相関図を作ってみると、銀河中心領域では正の相関が、それ以外の領域では逆相関が見られることが分る。この逆相関は、ダストによる星の光の減光とダストが吸収したエネルギーを遠赤外領域で再放出することで定性的に理解できる。このことは、ダストの熱源としてO B型星以外にM型巨星も考慮すべきであることを意味している。

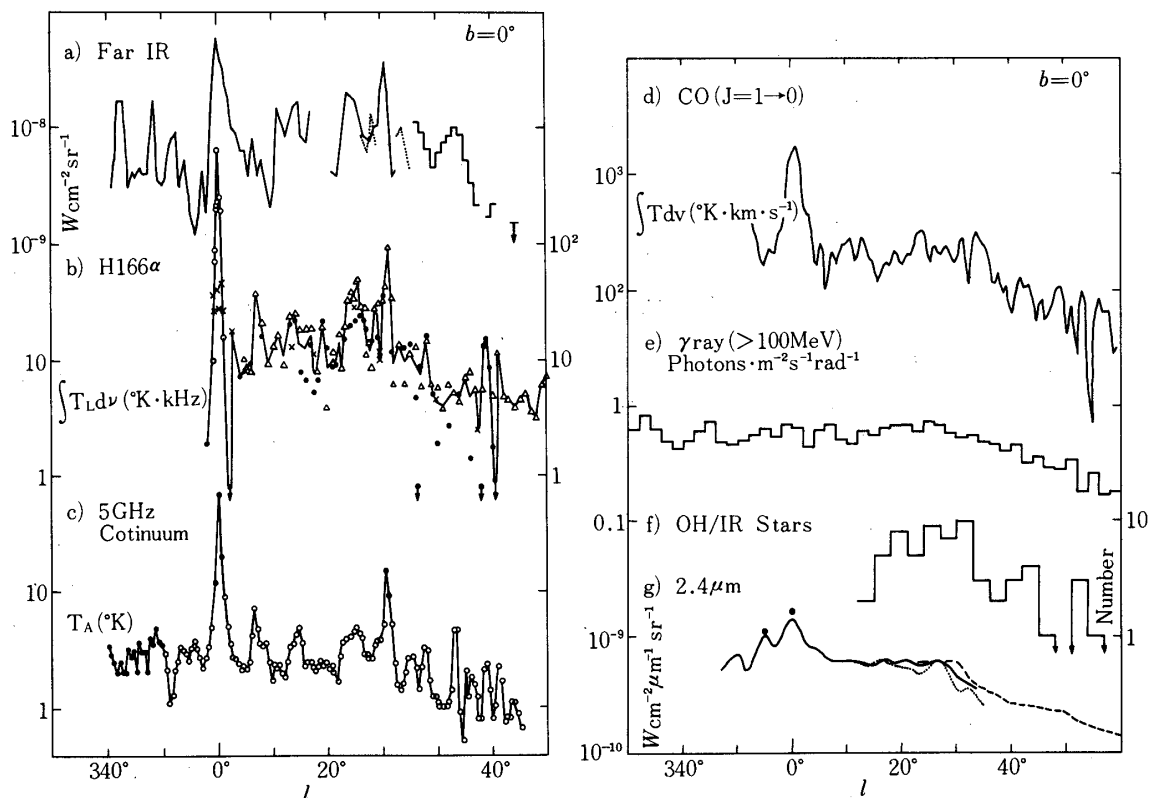


図8 遠赤外観測、近赤外観測、電波観測及び γ 線観測の銀経分布に関する比較。図中の記号に対する参考文献を以下に掲げる。図8-aにおいて、実線の折線は[15]、破線の折線は[8]、棒グラフは[4]、図8-bにおいて黒丸は[10]、白丸は[12]、三角は[11]、×印は[13]、[14]及び折線はそれらの平均値を引用した。図8-cにおいて白丸は[16]、黒丸は[7]のデータを筆者が 0.5° の視野で平均した値である。図8-gにおいて実線は[20]、破線は[21]、一点鎖線は[19]を参考にした。他は本文参照のこと。

6. 議 論

この章では、前章で述べた観測結果に基づいて、銀河中心部及び銀河ディスクの内部領域におけるダストの分布を推定する。

6-1 銀河中心領域のダスト

銀河中心領域における遠赤外線のマッピングと波長 $2.4\mu\text{m}$ の減光量のマッピングから、以下に述べるように各々の観測結果と両立するダストの質量を評価することができる。

図9に、銀経 $|l| \leq 7^\circ$ の領域において $2.4\mu\text{m}$ の減光量のマッピング(実線)と遠赤外線のマッピング(破線)を重ねて示す。この図において、遠赤外線の輝度分布は $2.4\mu\text{m}$ 吸収量の分布とよく対応していることが分かる。二つのマッピングより、 $|l| \leq 2^\circ$ ($R \lesssim 300\text{pc}$)の領域

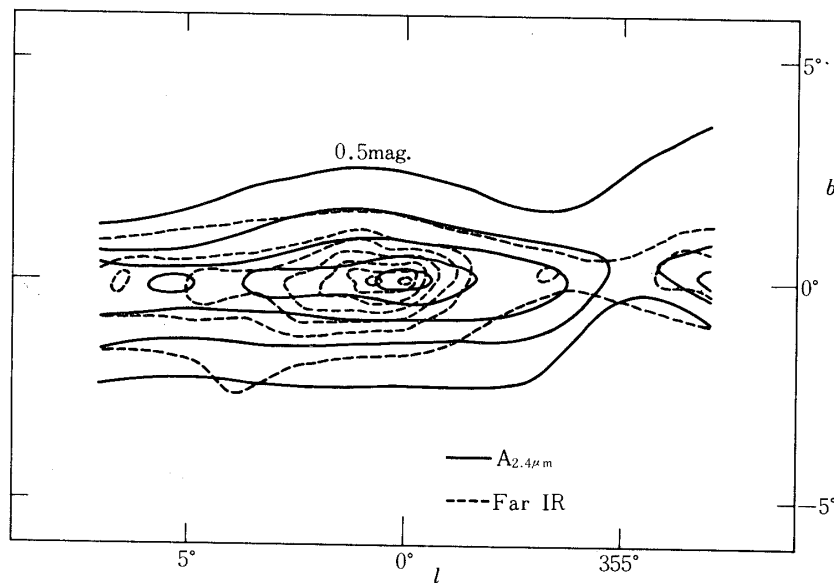


図9 遠赤外輻射のマップ(破線)と $2.4 \mu\text{m}$ の減光量のマップ(実線)の比較. 減光量のマップの等高線は, 0.5 mag おきに引いてある.

のダストのコラム密度 N_d を以下の方法で各々独立に求めることができる.

まず, $2.4 \mu\text{m}$ の減光量 $A_{2.4}$ のマップから N_d を計算する. 星間減光に関する van de Hulst の理論曲線 No.15 は, 可視光から近赤外領域で実際の星間減光曲線によく一致している. この曲線より, 可視光の減光量 $A_V = 10 A_{2.4}$ という関係が成立つ. 従って,

$$A_{2.4} = 0.1 A_V = 0.1 \pi a^2 Q_{\text{ext}}(V) N_d 1.086$$

となり, ダストのコラム密度 N_d は次式で表わされる.

$$N_d = 1.3 \times 10^{10} (a / 0.15 \mu\text{m})^{-2} \cdot (A_{2.4} / \text{mag}) / Q_{\text{ext}}(V) \quad \dots\dots\dots(1)$$

銀河中心領域のダストに起因する $A_{2.4}$ は, 図9から読み取ることのできるピークの値 $A_{2.4} = 2.7 \text{ mag}$ から銀河ディスクに起因する減光量を差引かなければならない. その量は, 銀河中心部を除いた $|l| \leq 7^\circ$ の領域の平均的な減光量約 1.7 mag と推定されるので[20], 結局銀河中心部だけによる減光は $A_{2.4} = 1.0 \text{ mag}$ になる. 従って, (1)式においてダストの半径 $a = 0.15 \mu\text{m}$, $Q_{\text{ext}}(V) = 1$ を仮定すると $N_d = 1.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ を得る.

次に, 別の方法として波長 $150 \mu\text{m}$ の面輝度の観測値 $S(150 \mu\text{m})$ と次式から N_d を計算する.

$$S(150 \mu\text{m}) = N_d \pi a^2 Q_{\text{abs}}(150 \mu\text{m}) B(150 \mu\text{m}, T_d) \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここで T_d はダストの温度, $B(\lambda, T_d)$ は黒体放射の式である. $Q_{\text{abs}}(150 \mu\text{m})$ は波長 $150 \mu\text{m}$ での吸収係数である. この値は, $50 \mu\text{m}$ 以上の遠赤外波長域での吸収係数の波長依存性

のとり方によって約3倍の不定性があるが[23],ここではそれらの平均値 3.4×10^{-4} を $Q_{abs}(150 \mu\text{m})$ の値として話を進める. 今, 銀河中心部だけからの寄与を考えているので, $S(150 \mu\text{m})$ についてはウィング成分を引かなければならない. (2)式において, 銀河中心のダストの温度を 50°K 及びダストの半径を前と同様に $a = 0.15 \mu\text{m}$ とすると $N_d = 1.1 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ を得る. 従って, 二つの独立な観測に基づいた銀河中心領域のダストの量は非常によい一致を示すことが分る.

このようにして求めた N_d の値を使って, $R \leq 300 \text{pc}$, 厚み 200pc の領域のダストの質量を求める (200pc の厚みは銀河中心において遠赤外放射の銀緯分布の FWHM 約 1° に対応する). 銀河中心方向のダストのコラム密度 $1.2 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ より, 銀河中心のダストの密度は $7 \times 10^{-12} \text{cm}^{-3}$ となる (この値は太陽近傍の値 $5 \times 10^{-13} \text{cm}^{-3}$ の約15倍で, Maihara *et al* [24] が仮定したダストの分布において, 銀河中心領域 ($R \leq 300 \text{pc}$) の減光量の平均値と太陽近傍の減光量の比約16とよく一致する). 従って, 半径 300pc , 厚み 200pc の円板領域においてダストが一様に分布していると仮定すると, ダストの質量は約 $1 \times 10^5 M_\odot$ になる. 但し, 計算の際ダストの半径を $0.15 \mu\text{m}$, 密度を $1 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ とした. 一方, CO分子の観測 [25] から $R \leq 300 \text{pc}$ の領域のガスの質量 $3.5 \sim 7 \times 10^8 M_\odot$ が導かれている. このガスの質量とダストの質量の比は $3.5 \sim 7 \times 10^3$ となり, 太陽近傍での値約150より1桁以上大きい. しかし, Bania [25] による水素分子の質量の推定には, CO/H₂ 比の仮定やすべての炭素原子のうちCO分子になっているものが10%という仮定などが使われていること及び銀河中心領域での重元素 (C, N, O などの存在比) が確立されていないので, 必ずしも大きな矛盾とは言えない. もちろんダストの質量の推定にも不定の要素があるので, 今後より詳しい観測が必要である.

6-2 銀河ディスクのダストの個数

ここでは, 銀河ディスクのダストのコラム密度を前節の二つの方法で求める. まず, ディスクに起因する $2.4 \mu\text{m}$ の減光量 1.7mag と(1)式より $N_d = 2.4 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ を得る. 一方, 遠赤外放射のウィング成分の輝度 $2 \times 10^{-11} \text{W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$, ダストの温度 25°K [4] と(2)式より $N_d = 2.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ となり, この場合も二つの独立な方法による推定値はよく一致する.

次に, この N_d の値を電波で観測されているガスのコラム密度 N_H と比べる. 銀河系の中心から 2kpc と 10kpc の間に存在する H₂ 分子と HI 原子の個数は $N_H \approx 3 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ である [26]. 従って, 銀河ディスクにおける N_d と N_H の比は $N_d/N_H \approx 8.3 \times 10^{-13}$ となり, 太陽近傍における N_H/E_{B-V} の値 $5.2 \times 10^{21} \text{atoms} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{mag}^{-1}$ [27] から推定される値 8.4×10^{-13} とよく一致する. このような考察から, 太陽近傍におけるガスとダストの質量比は銀河ディスクの値をほぼ代表していると考えてよいようである.

6-3 $l = 355^\circ$ 方向のダストの不足について

ここでは $l = 355^\circ$ 方向のダストがウィング成分を構成するダストに比べ量的にどの程度不足しているかを評価する.

ウィング成分は, 銀河ディスクに集中したダストからの熱放射と考えることができる. ウィング成分の輝度のレベルは $l \leq 30^\circ$ の領域の代表的な平均輝度と見なすことができたが,

$l = 355^\circ$ における輝度はそのウィング成分のレベルの $1/3 \sim 1/2$ 程度になっている。その原因として、一つは $l = 355^\circ$ 方向においてダストの量そのものが少ない場合と、もう一つはダストの熱源が少ない場合とが予想される。後者については、O B 型星の分布を示す 5 GHz 連続放射と赤色巨星の分布を示す $2.4 \mu\text{m}$ の分布を見て分るように (図 8 c, g), $l = 355^\circ$ 方向で輝度が特に少ないことはなくむしろ $2.4 \mu\text{m}$ の分布の場合はかなり高い輝度を示している。従って、 $l = 355^\circ$ 方向ではダストの量そのものが特に少なくなっていると考えるのがもっともらしい。

$2.4 \mu\text{m}$ の観測結果に見られる $l = 355^\circ$ 方向の輝度の盛り上りも星の分布に特別な集中があるためではなく、星間減光の空間的ゆらぎに起因しているということで定性的に説明できる。Oda *et al* [20] によると、この輝度の盛り上りは銀河中心付近までの星間空間における可視光の減光量のゆらぎ $\Delta A_V = 3 \sim 4 \text{ mag}$ ($\Delta A_{2.4} = 0.3 \sim 0.4 \text{ mag}$) で説明できる程度のものである。従って、 $l = 355^\circ$ 方向の積分減光量はディスクに起因する減光量 $A_{2.4} = 1.7 \text{ mag}$ から $\Delta A_{2.4}$ の値を引いた $1.3 \sim 1.4 \text{ mag}$ になる。この値を (1) 式に代入すると、 $l = 355^\circ$ 方向のダストのコラム密度 $N_d = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ を得る。一方、 $l = 355^\circ$ 方向の遠赤外放射の平均的輝度 $8 \times 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ とダストの温度 25° K 及び (2) 式を用いると、この方向のダストのコラム密度として $N_d = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ を得る。(2) 式を用いる際の $Q_{abs}(150 \mu\text{m})$ の値の不定性を考えると、二つの独立な方法で求めた N_d の値はよく一致を示していると考えべきである。このことは逆に、 $l = 355^\circ$ 方向においては他の方向に比べてダストのコラム密度が、 $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 程度少ないことを意味する。この値は、ガスのコラム密度に換算して約 $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ のガスの不足分に相当する。実際、CO 分子の観測結果 [25] を見ると、その ($l - V_{\text{LSR}}$) 図において $l = 355^\circ$ 方向約 1° の幅で負の速度成分が見事に抜けている。Bania [25] の論文の図 5 よりこの領域は周囲より $1 \sim 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ だけ水素分子が少ない。この値は前述の値 ($\sim 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) と一致している。さて、中性水素原子もこの方向で減少しているが [28]、その減少量は約 $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ と 1 桁少ない。このような考察から、 $l = 355^\circ$ 方向のダストの不足分は CO 分子の負の速度成分 (太陽に近い側) がほとんど存在していないことに対応していると考えられる。

6-4 ダストの熱源の分布

ダストの熱源として最も有効と考えられるのは星の光である。星の光の空間密度は、銀河系内の星の分布で決まる。それについての情報としては、次の二つを考慮することができる。

(a) $2.4 \mu\text{m}$ の観測から導き出した星の光の空間分布 [24].

(b) 電波観測から導かれる O 型星の空間分布 [29].

(a) は前述の議論のように、晩期型星を主体にした分布で可視光から近赤外の放射密度を決めている。一方、(b) に対してはダストは O 型星からの UV 光子で暖められる。このような 2 種類の星の空間分布を考えてダストからの熱放射を計算し観測と比較する。

6-4-1 ダストの熱源——晩期型星

波長 $2.4 \mu\text{m}$ における銀河系の観測より銀経 $l = 350^\circ \sim 70^\circ$ 、銀緯 $|b| \leq 10^\circ$ の領域のマップが得られている (例えば [20], [30])。我々は、これらの観測結果に基づいて波長 $2.4 \mu\text{m}$ の体積放射率の空間分布のモデルを作った [24]。このモデルにおいて、ダストの分布に

についてはガスの分布に比例すると考えて、中性水素原子及び水素分子の動径分布と同じであると仮定している。

次に、Maihara *et al* [24] のダストの分布と晩期型星の分布を用いてダストからの熱輻射を計算する。銀河系全体において、ダストは遠赤外領域において光学的に薄く分布しているので、ダストの熱輻射はダストの個数、温度及び光学特性で決まる。ダストの個数についてはモデルを用いた。また、ダストの光学特性 $Q_{abs}(\lambda)$ は $50 \mu\text{m}$ 以上の遠赤外領域で波長に反比例すると考える ([31], [32], [33], [34], [35])。さて、ダストの温度分布を求めるため次の三つを仮定する。

- (1) 星間空間の輻射場とダストが輻射平衡にある。
- (2) 星間空間の輻射場は $2.4 \mu\text{m}$ の体積輻射率の分布に比例する。
- (3) 銀河系全体において輻射場のエネルギースペクトルは太陽近傍のそれと同じである。

これは、星の種類別存在比で決定されるもので、例えば Ito *et al* [19] に計算されている。

このように仮定すると、ダストの温度分布 $T_d(R, Z)$ を次式で求めることができる。

$$T_d(R, Z) = T_0 [L(R, Z) / L_0]^{0.2} \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 $L(R, Z)$ は $2.4 \mu\text{m}$ の体積輻射率の空間分布を示す。 L_0 は太陽の位置における体積輻射率、 T_0 は太陽近傍におけるダストの温度で 12°K とする [22]。 (3) 式からダストの温度の空間分布を計算すると図10のようになる。図を見ると分るように、ダストの温度は銀河中心で 55°K になる。この値は、Soifer and Houck [1] による遠赤外観測から導き出した銀河中心領域のダストの温度約 50°K によく一致する。

このようにしてダストの温度の空間分布が求められたので、ダストからの熱輻射を計算することができる。ダストからの熱輻射 $S(\lambda)$ は次式で表わされる。

$$S(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int A_v(R, Z) Q_{abs}(\lambda) B(\lambda, T_d) dr \quad \dots\dots\dots(4)$$

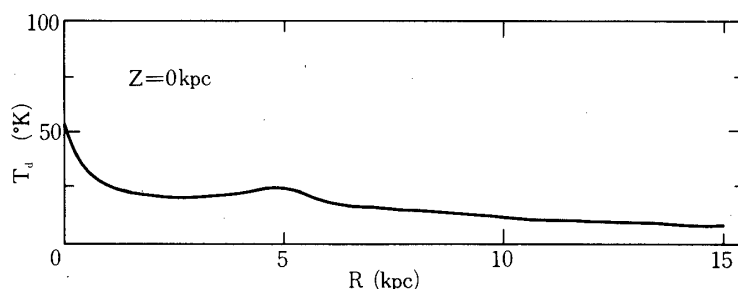


図10 銀河赤道上的におけるダストの温度の動径分布

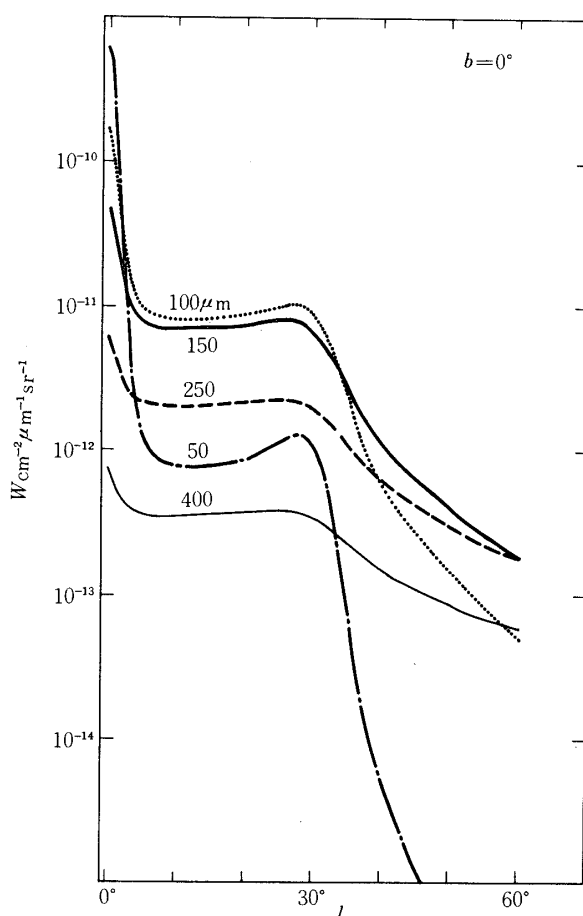


図11 銀河赤道において我々のモデルから予想される遠赤外輻射の強度

ここで r は視線方向の距離を示す。 $A_V(R, Z)$ は可視光の星間減光係数の分布を示す。 (4)式を用いて5つの波長—50, 100, 150, 250, 400 μm — に対してダストの熱輻射を計算した結果を図11に示す。 今、 $Q_{abs}(\lambda)$ が遠赤外領域で波長に反比例すると仮定しているので、その絶対値は150 μm での値 (3.4×10^{-4}) に規格化した。 いくつかの銀経におけるダストの熱輻射のエネルギー曲線を図12に示す。 図中の破線は温度22°K及び15°Kの場合の $1/\lambda \cdot B(\lambda, T)$ に適当な因子をかけて各銀経での予想値に合わせている。

図13に、銀河赤道における遠赤外の全輻射量を計算したものが太い実線で示されている。 図中の一点鎖線は、前章で求めたウィング成分の輝度のレベルである。 $l = 5^\circ \sim 30^\circ$ の範囲で計算値はこのレベルの約30%にしかない。 しかし、後述の Mezger [29] のモデルで予想されるダストの熱輻射の成分を加えるとウィング成分のレベルをほぼ説明することができる (図13中の破線が Mezger のモデルに基づいた計算結果である。).

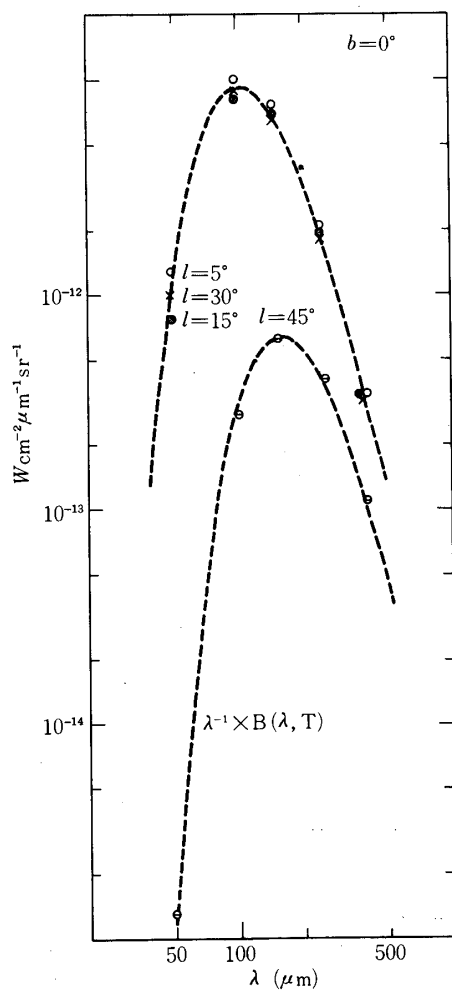


図12 銀経 $l = 5^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ 及び 45° におけるエネルギー曲線。破線は $\lambda^{-1} B(\lambda, T)$ のグラフを示す。

表1 ダストからの熱放射の光度

領域	熱放射の光度
$R \leq 750 \text{ pc}$	$3 \times 10^9 L_\odot$
5 K pcリング*)	$1 \times 10^9 L_\odot$
その他	$2 \times 10^9 L_\odot$
銀河系全体	$6 \times 10^9 L_\odot$

*) $4.5 \leq R \leq 5.5 \text{ K pc}$ の領域

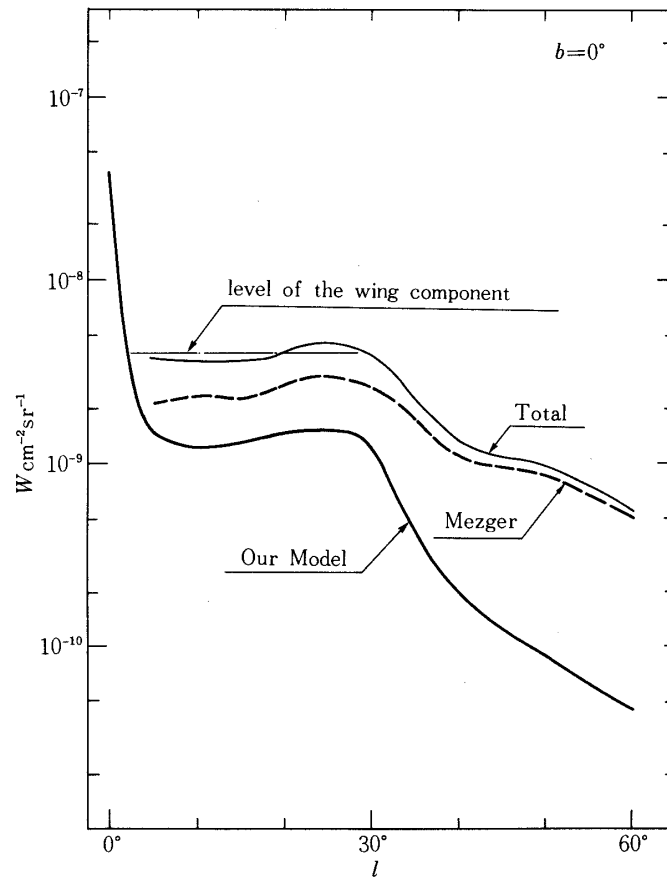


図13 波長で積分した遠赤外放射の銀経分布. 太い実線は我々のモデルから予想される分布, 破線は Mezger のモデルから予想される分布及び細い実線は両者をたした分布を示す. 一点鎖線はウィング成分の輝度のレベルを示す.

次に, 我々のモデルから計算されるダストからの熱放射の光度について述べる. 表1に, ダストからの熱放射を三つの領域に分けて示す. 我々のモデルでは, ダストからの熱放射は銀河系全体で $6 \times 10^9 L_{\odot}$ となり, そのうちの半分が $R \leq 750$ pc の領域から放出される. このように $R \leq 750$ pc の領域においてダストの熱放射が非常に強くなっているのは, この領域で星の空間密度が非常に高いこともあるが, ダスト自身も前節で推定したようにかなり強く集中しているためであろう.

6-4-2 ダストの熱源 — O型星

Mezger [29] によると, O型星の寿命 (約 4.6×10^6 年) 中の初期の約 7.4×10^5 年においてO型星は周囲に電子密度の高いH II領域を形成するが, 次第に膨張して密度が下がると個別のH II領域としては定義しにくくなる. 即ち, これはELD H II領域 (Extended Low Density H II Region) と呼ばれるものである. ELD H II領域は基本的にはガスが存在している範囲まで広がっていくことができるので, そのZ方向のスケールハイトは中性水素原子ガスのそれとほぼ同じで約 130 pc となり電子密度は約 3 cm^{-3} , 電子温度は約 7000°K

である。MezgerによるとELD H II領域を励起しているO型星から放出されるライマンコンティニュームフォトンのうち約58%がガスの電離に使われ、17%がELD H II領域から逃げ出していく。そして、残りの約25%がダストに吸収されると推定している。さて、電波で観測される自由電子遷移による連続放射からライマンコンティニュームフォトンの個数を求めることができるので、上記の比率を仮定すればMezgerのモデルで予想される遠赤外放射の量を計算することができる。その銀経分布を図13中の破線で示す。 $5^\circ \leq l \leq 30^\circ$ の領域において、Mezgerの予想値が我々の値より約2倍大きい。しかし、両者のモデルの不定性を考慮すると（我々のモデルでは $Q_{abs}(\lambda)$ に約3倍の不定性が、Mezgerのモデルではダストが吸収するライマンコンティニュームフォトンの割合に約2倍の不定性がある）、 $5^\circ \leq l \leq 30^\circ$ の領域において両者の予想値に差があるとは言えないと考えるべきである。

図13を見れば分るように、 $l \leq 30^\circ$ の領域において我々のモデルとMezgerのモデルで予想される遠赤外放射をたした銀経分布（図中の細い実線）でウィング成分のレベルを説明することができる。このように銀河系内部（ $l \leq 30^\circ$ ）では、ダストの熱源としてO型星と晩期型星とがエネルギー的に同程度寄与しているのかもしれない。しかし、外側の領域（ $l \geq 30^\circ$ ）では明らかにO型星の方がダストの熱源としてより大きな寄与をしている。

6-4-3 他のモデルとの比較

ここではダストからの熱放射について我々のモデルと他のモデル（[36]、[37]、[38]）を比較する。

Fazio and Stecker [36]は、ダストのコラム密度が銀河面からのCO分子の線放射の強度に比例すると考えて、ダストの熱放射の銀経分布とその体積放射率の分布を求めた。その際、次の二つが仮定されている。

- (1) ダストの光学特性が銀河系全体にわたって一様である。
- (2) すべての分子雲においてガスとダストの質量比が一定である。

これまでの計算と同様に、ダストの熱放射の量を計算する時に必要な数値としてダストのコラム密度、光学特性とダストの温度がある。Fazio and Steckerは、分子雲内にダストの熱源を考えていないので、星間空間の放射場のエネルギー密度 U_r でダストの温度が決まる。その際、彼らはダストの吸収係数が波長に反比例すると仮定しているので、分子雲内のダストの温度は $U_r^{0.2}$ に比例する。従って、彼らは U_r が多少変化してもダストの温度はほとんど変わらないと考えた。彼らは、ダストの温度として太陽近傍のダストの温度 15°K と分子雲内のダストの温度約 7°K を代表する値 10°K を採用し、銀河系全体にわたって温度が一様であると仮定した。我々のモデルがFazio and Steckerのモデルと違う点を以下に二つ挙げる。

- (1) 彼らが星の空間分布（星間空間の放射場のエネルギー密度の分布）を考慮していないのに対し、我々は波長 $2.4\ \mu\text{m}$ の観測に基づいてそれを考慮したのでダストの温度が銀河系全体において $8\sim 55^\circ\text{K}$ という広い範囲に分布すること。
- (2) 彼らは $R \leq 2\ \text{Kpc}$ の領域に対してダストの熱放射の予想をしていないが、我々は銀河中心領域のCO分子の観測 [25]と遠赤外観測 ([1], [15])を参考にしてこの領域からのダストの熱放射を計算したこと。

両者のモデルで予想されるダストの熱輻射の強度を $l \leq 30^\circ$ の領域で比べると, Fazio and Stecker のモデルでは $3 \sim 5 \times 10^{-10} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, 我々のモデルでは $\sim 1.5 \times 10^{-9} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ となる. ここで両者のモデルに $3 \sim 5$ 倍の差が生じている. この原因は, 二つの相違点のうち(1)が最も効いている. 実際, ダストの温度は銀河中心で約 50° K [1], 太陽近傍で約 12° K [22] であることが確かめられている. 従って, 我々のモデルの方が Fazio and Stecker のモデルより現実的であると思われる.

Ryter and Puget [37] は, 銀河面からの遠赤外輻射が CO 分子雲内のダストの熱輻射に起因するという立場をとっている. この点は, Fazio and Stecker の考えと同じである. 彼らは, H II 領域に関係した分子雲からの遠赤外輻射と, CO 分子の観測で求めたガスのコラム密度より水素原子 1 個当りの遠赤外光度 $L_{\text{IR}}^{\text{H}} \sim 2 \times 10^{-30} \text{ W / Hatom}$ を導いた. 彼らは, H II 領域に関係した分子雲と CO 分子雲が同じであると考えて (ともに質量 $\sim 10^5 M_\odot$, 温度 $\sim 10^\circ \text{ K}$), CO 分子雲内に熱源が存在するか否かについて議論している. この点について, 彼らと我々の考えを次に述べる. 彼らは, CO 分子雲に対する $L_{\text{IR}}^{\text{H}} \sim 2 \times 10^{-30} \text{ W / Hatom}$ を説明するには分子雲内にダストの熱源 (分子雲に埋れて見えない星) がなければならないと述べている. その理由は次の通りである. もし, 分子雲内にダストの熱源がないとすると, ダストを暖めるのは分子雲外の領域の輻射場しかない. 彼らは, 輻射場のエネルギー密度を太陽近傍の値 ($0.5 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$) にとって計算した結果, $L_{\text{IR}}^{\text{H}} \sim 1 \times 10^{-31} \text{ W / Hatom}$ を得た. この値は, 分子雲の L_{IR}^{H} の値より 1 桁小さい. このような理由から, Ryter and Puget は分子雲の中にダストの熱源が存在しなければならないと考えた. 一方, 我々が提案している波長 $2.4 \mu\text{m}$ の体積輻射率の空間分布が輻射場のエネルギー密度の分布に比例すると仮定すると, $2 \leq R \leq 6 \text{ Kpc}$ の領域において輻射場のエネルギー密度は太陽近傍での値の約 $10 \sim 30$ 倍になる. 従って, 我々のモデルだと $2 \leq R \leq 6 \text{ Kpc}$ の領域では分子雲内に熱源を考えなくても $L_{\text{IR}}^{\text{H}} \sim 2 \times 10^{-30} \text{ W / Hatom}$ をうまく説明することができる.

Hayakama and Matsumoto [38] は, 波長 $2.4 \mu\text{m}$ の観測結果に基づいて作った $2.4 \mu\text{m}$ の体積輻射率の分布とダストの分布より遠赤外輻射の強度を計算した. 彼らは, 星間空間の輻射場が $2.4 \mu\text{m}$ の体積輻射率の分布に比例すること及びその体積輻射率の波長依存性が銀河系全体にわたって太陽近傍の輻射場の波長依存性と同じであることを仮定している. これらの仮定は, 我々がダストの熱輻射を計算する時に設けた仮定と同じである. それにもかかわらず, 銀経 $l = 28^\circ$ において彼らの計算値 ($\sim 7 \times 10^{-8} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$) と我々の計算値 ($\sim 1.5 \times 10^{-9} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$) が 50 倍近く異なるのは次の二つの理由のためである.

- (1) 彼らが $2.4 \mu\text{m}$ の体積輻射率の分布を導いた時に仮定したダストの分布は, 我々が仮定したダストの分布と違って銀河中心領域にダストを存在させていない. そのため, 太陽・銀河中心間の可視光の減光量 ($A_V \simeq 30 \text{ mag}$) のうち約半分を 5 Kpc リングに担わせている. 一方, 我々が仮定したダストの分布では, ダストの大部分は銀河中心領域 ($A_V = 10 \text{ mag}$) と 5 Kpc リング ($A_V = 8 \text{ mag}$) とに存在する. 従って, 5 Kpc リングの接線方向に近い $l = 28^\circ$ での遠赤外輻射に対して彼らの計算値は我々のより大きくなる.
- (2) 彼らは, 星の光のエネルギーのうちダストによって減光されたエネルギーすべてが,

ダストから遠赤外領域で再輻射されると考えている。しかし、ダストによる減光には散乱と吸収がありダストに吸収されたエネルギーはダストを暖めるが、散乱されたエネルギーはダストを暖めない。我々のモデルではダストによる吸収だけを考えているので、

Hayakawa and Matsumotoの計算値の方が大きくなるのは当然であると考えられる。

(1)で問題になったダストの分布について、観測的には銀河中心領域においてダストからの強い熱輻射が見つかっていること及びダストの熱輻射を計算する場合ダストによる減光のうち吸収だけを考えるべきであることから、我々のモデルの方がより良いように思われる。

6-5 5 Kpc リングの星の種類

これまでの議論で述べてきたように、銀河系内部 ($l \leq 30^\circ$) の遠赤外線と $2.4 \mu\text{m}$ の輝度のレベルを決めているのは主に 5 Kpc リングである。波長 $2.4 \mu\text{m}$ の観測で得た 5 Kpc リングのスケールハイトは約 75 pc である [24]。このように、銀河面に強く集中して分布する星の候補として考えられるのは M 型超巨星 (スケールハイト 78 pc) と O 型星 (スケールハイト 66 pc) である [39]。

$2.4 \mu\text{m}$ の観測結果 [24] から推定すると、5 Kpc リングの光度は $2.4 \mu\text{m}$ で $2 \times 10^{35} \text{W} \mu\text{m}^{-1}$ である。この量を M 型超巨星だけで説明するには、5 Kpc リングに約 10^6 個存在しなければならない。これを 5 Kpc リングの体積で割ると、M 型超巨星の個数密度は約 $3 \times 10^{-5} \text{pc}^{-3}$ になる。同じ計算を O 型星に対して行くと約 $2 \times 10^{-3} \text{pc}^{-3}$ になる。一方、遠赤外輻射の強度と電波の連続輻射の強度を説明するには O 型星の個数密度は約 $3 \times 10^{-7} \text{pc}^{-3}$ になる。従って、もし O 型星だけで $2.4 \mu\text{m}$ の観測結果を説明しようとする、遠赤外輻射の強度と電波の強度は 4 桁も強くなり過ぎ、観測と矛盾する。このような考察から、5 Kpc リングにおいて $2.4 \mu\text{m}$ 輻射源として効いている星のほとんどは M 型超巨星であり、O 型星はその 1% 程度である。

表 2 に、5 Kpc リングと太陽近傍において M 型超巨星と O 型星の個数密度を比較する。表において、太陽近傍の星の個数密度は Allen の表 [22] を参照した。但し、M 型超巨星の個数密度については $M_V = -3 \text{ mag}$ より明るい星の数を合計した。この表を見て分るように、太陽近傍において M 型超巨星と O 型星の個数比が約 3 であるのに対し、5 Kpc リングではその比が約 100 になる。つまり、5 Kpc リングでは M 型超巨星が異常に多いことになる。この異常さを解決するのは今後の課題である。

表 2 5 Kpc リングと太陽近傍での星の個数密度の比較

	O 型 星	M 型 超 巨 星
5 Kpc リング	$3 \times 10^{-7} \text{pc}^{-3}$	$3 \times 10^{-5} \text{pc}^{-3}$
太 陽 近 傍	$3 \times 10^{-8} \text{pc}^{-3}$	$1 \times 10^{-7} \text{pc}^{-3}$

6-6 未同定の遠赤外線源

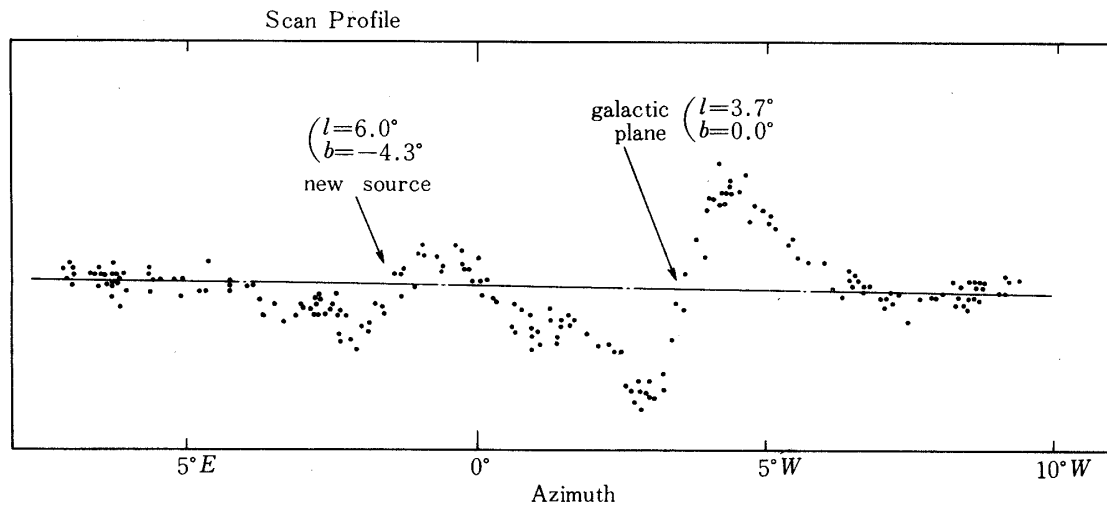


図14 未同定の遠赤外線源のスキャンプロフィール (new sourceと印した源).

未同定の遠赤外線源の位置は $l = 6.0^\circ$, $b = -4.3^\circ$ または, $\alpha(1978) = 18^h 24^m$, $\delta(1978) = -25.9^\circ$ である. この源は広がり小さいため, 我々の視野 ($0.7^\circ \times 1^\circ$) でこの源を空間的に分解することはできなかった. この源の輝度は, $3.7 \times 10^{-15} \text{W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ である(銀河中心の強度の約20%). いくつかのカタログ ([40], [41], [42], [43], [44], [45] [7]) を用いてこの源の同定を行ったが, 対応するものを見つけることはできなかった. この源については, 今後の観測で明らかにしていくつもりである.

気球飛揚及び観測の際, 東京大学宇宙航空研究所の西村純氏をはじめとする西村研究室の方々の激励と援助に対して深く感謝します. また, 気球観測終了後, 回収作業を指導して下さいました東京大学宇宙線研究所の齊藤威氏にも深く感謝します. 長谷川博一教授及び研究室の方々との議論, 彼らの激励及び西村徹氏 (アリゾナ大学) の我々のデータに対する意見は筆者にとって非常に有益なものでした.

1979年5月9日

参 考 文 献

- [1] B. T. Soifer and J. R. Houck : *Astrophys. J.* **186** (1973) 169.
- [2] D. Rouan, P. J. Lena, J. L. Puget, K. S. de Boer and J. J. Wijnbergen :
Astrophys. J. Letters **213** (1977) L 35.
- [3] F. J. Low, R. F. Kurtz, W. M. Poteet and T. Nishimura : *Astrophys. J.*
Letters **214** (1977) L 115.
- [4] G. Serra, J. L. Puget; C. E. Ryter and J. J. Wijnbergen : *Astrophys. J.*
Letters **222** (1971) L 21.
- [5] W. F. Hoffmann, C. L. Frederick and R. J. Emery : *Astrophys. J. Letters*
164 (1971) L 23.
- [6] D. B. Ward, G. E. Gull and M. Harwit : *Astrophys. J. Letters* **214** (1977)
L 63.
- [7] W. J. Altenhoff, D. Downes, L. Goad, A. Maxwell and R. Rinehart :
Astron. Astrophys. Suppl. **1** (1970) 319.
- [8] J. L. Puget, G. Serra and C. Ryter : 1978 IAU Symposium No.84 in press.
- [9] J. L. Pipher : 1973 IAU Symposium No.52 p 559.
- [10] F. J. Lockman : *Astrophys. J.* **209** (1976) 429.
- [11] L. Hart and A. Pedlar : *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **176** (1976) 547.
- [12] M. J. Kesteven and A. Pedlar : *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **180**
(1977) 731.
- [13] H. E. Matthews, A. Pedlar and R. D. Davies : *Monthly Notices Roy. Astro-*
n. Soc. **165** (1973) 149.
- [14] H. E. Matthews, R. D. Davies and A. Pedlar : *Monthly Notices Roy. Astron*
Soc. **165** (1973) 173.
- [15] T. Maihara, N. Oda and H. Okuda : *Astrophys. J. Letters* **227** (1979)
L 129.
- [16] W. B. Burton and M. A. Gordon : *Astron. Astrophys.* **63** (1978) 7.
- [17] K. Bennett, G. F. Bignami, R. Buccheri, W. Hermsen, G. Kanbach,
F. Lebrum, H. A. Mayer - Hasselwander, J. A. Paul, G. Piccinotti, L. Scarsi,
F. Soroka, B. N. Swanenburg and R. D. Wills : 1977 ESA SP - 124,
Recent Advances in Gamma - Ray Astronomy, p 83, Proceedings of 12th
ESLAB Symposium.
- [18] P. F. Bowers : *Astron. Astrophys.* **64** (1978) 307.
- [19] K. Ito, T. Matsumoto and K. Uyama : *Publ. Astron. Soc. Japan*
28 (1976) 427.
- [20] N. Oda, T. Maihara, T. Sugiyama and H. Okuda : *Astron. Astrophys.*
72 (1979) 309.
- [21] 早川幸男, 伊藤浩式, 松本敏雄, 野口邦男, 宇山喜一郎, 村上浩 : 1977年 大気球シンポ
ジウム 191頁.
- [22] C. W. Allen : 1973 *Astrophysical Quantities*, 3rd ed. (The Athlone Press,
London).

- [23] 舞原俊憲, 小田直樹, 奥田治之, 杉山卓也, 阪井清美 1976年 大気球シンポジウム 99頁.
- [24] T. Maihara, N. Oda, T. Sugiyama and H. Okuda : Publ. Astron. Soc. Japan **30** (1978) 1.
- [25] T. M. Bania : Astrophys. J. **216** (1977) 381.
- [26] W. B. Burton : Ann. Rev. Astr. Astrophys. **14** (1976) 275.
- [27] E. B. Jenkins : 1976 NASA CP - 002 "The Structure and Content of the Galaxy and Galactic Gamma Rays" Symposium Sponsored by Goddard Space Flight Center.
- [28] G. W. Rougoor : Bull. Astron. Inst. Neth. **17** (1964) 381.
- [29] P. G. Mezger : Astron. Astrophys. **70** (1978) 565.
- [30] S. Hayakawa, K. Ito, T. Matsumoto, T. Ono and K. Uyama : Nature **261** (1976) 29.
- [31] M. F. Campbell, J. H. Elias, D. Y. Gezari, P. M. Harvey, W. F. Hoffmann, H. S. Hudson, G. Neugebauer, B. T. Soifer, M. W. Werner and W. E. Westbrook : Astrophys. J. **208** (1976) 396.
- [32] E. F. Erickson, L. J. Caroff, J. P. Simpson, D. W. Strecker and D. Goorvitch : Astrophys. J. **216** (1977) 404.
- [33] I. Gatley, E. E. Becklin, M. W. Werner and C. G. Wynn - Williams : Astrophys. J. **216** (1977) 277.
- [34] J. L. Pipher, J. G. Duthie and M. P. Savedoff : Astrophys. J. **219** (1978) 494.
- [35] P. M. Harvey, W. F. Hoffmann and M. F. Campbell : Astron. Astrophys. **70** (1978) 165.
- [36] G. G. Fazio and F. W. Stecker : Astrophys. J. Letters **207** (1976) L 49.
- [37] C. E. Ryter and J. L. Puget : Astrophys. J. **215** (1977) 775.
- [38] S. Hayakawa and T. Matsumoto : 1977 COSPAR Symposium.
- [39] T. A. Lee : Astrophys. J. **162** (1970) 217.
- [40] S. Sharpless : Astrophys. J. Suppl. **6** (1959) 257.
- [41] B. T. Lynds : Astrophys. J. Suppl. **12** (1965) 163.
- [42] S. D. Price and R. G. Walker : 1976 The AFGL Four Color Infrared Sky Survey Catalog of Observations at 4.2, 11.0, 19.8 and 27.4 μ m AFGL - TR - 76 - 0208, Environmental Research Papers, No. 576.
- [43] W. F. Hoffmann, C. L. Frederick and R. J. Emery : Astrophys. J. Letters **170** (1971) L 89.
- [44] J. P. Emerson, R. E. Jennings and A. F. M. Moorwood : Astrophys. J. **184** (1973) 401.
- [45] G. Westerhout : Bull. Astron. Inst. Neth. **14** (1958) 215.