

ロケットによる  
高銀緯での遠赤外拡散光の観測

名古屋大学・理学研究科・宇宙理学専攻

川 田 光 伸

(指導教官：名古屋大学 教授 松本敏雄)

## 要旨

銀河の形成と進化の解明は、天文学の最も興味深いテーマの一つである。このテーマに対する一つのアプローチとして、今回遠赤外線領域における宇宙背景放射の強度の精密な観測を行った。観測は、文部省宇宙科学研究所の観測ロケットS-520-15号機を用いて、1992年2月2日1:00(JST)に行われた。ロケット観測という限られた資源の中で最大限の成果を得るために、この観測にはいくつかの工夫がなされている。最も特徴的なことは、圧縮型のGe:Ga検出器と電荷蓄積型の読み出し方法を組み合わせた検出器システムを、新たに開発し採用したことである。これによって、これまでにない高感度な検出器システムが実現でき、空の表面輝度の精密な絶対測光を可能にした。また、高銀緯領域の最も中性水素の柱密度が低いLockman Holeと呼ばれる領域( $l \sim 151^\circ$ ,  $b \sim 51^\circ$ )を観測し、我々の銀河系に付随した放射成分の寄与を最小限におさえる工夫をした。この結果、100~200 $\mu\text{m}$ の波長帯で、

$$\lambda I_\lambda(154\mu\text{m}) = (3.64 \pm 0.85) \times 10^{-12} [\text{W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$$

$$\lambda I_\lambda(186\mu\text{m}) = (3.16 \pm 0.69) \times 10^{-12} [\text{W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$$

(20%の系統誤差を含む)

という、これまでの観測の中で最も低い空の表面輝度を得ることができた。この値は、現時点で最も信頼できる宇宙背景放射の上限値である。この結果は、赤外銀河の形成と進化に対して有意な制限を与えた。

さらにこの観測は、高銀緯領域の星間ダストについても有益な情報を提供した。これまでの星間ダストの観測は波長が100 $\mu\text{m}$ 以下に限られていたが、波長を200 $\mu\text{m}$ までのばすことにより、その温度と強度を精密に求めることができた。これによると、高銀緯領域での星間ダストの温度は、放射率が波長の $-2$ 乗に比例すると仮定すると、 $T_{\text{dust}} = 17.4 \pm 1.0 [\text{K}]$ で、これは銀河面の星間ダストの温度よりも有意に低く、銀河系円盤の外縁部とほぼ同じ温度である。また、中性水素1個当たりのエネルギー放射率は、 $4\pi\epsilon_{\text{H}} = (4.1 \pm 0.2) \times 10^{-31} [\text{W (H-atom)}^{-1}]$ である。さらに高銀緯の分子雲についても、分子雲の内部のダストは、その周囲の中性水素に付随したダストと同程度の温度を持っていることが明らかになった。この結果をもとに、水素分子の柱密度とCO-輝線の速度積分強度の比を求めると、 $N(\text{H}_2)/W_{\text{CO}} = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{20} [(\text{K km s}^{-1})^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ という値が得られた。これは、銀河面の巨大分子雲について得られた値と比べて、有意に低い値である。

# 目次

<b>第1章 序論</b>	----- 1-1~19
1-1 赤外線天文学	----- 1-1
1-1-1 赤外線天文学の歩み	..... 1
1-1-2 赤外線観測の特徴	..... 1
1-2 赤外線背景放射の起源	----- 1-3
1-2-1 我々の銀河系からの赤外線放射	..... 3
1-2-2 様々な銀河からの赤外線放射	..... 5
1-2-3 銀河の進化	..... 6
1-2-4 銀河による赤外線背景放射	..... 11
1-2-5 これまでの観測的制限	..... 13
1-3 この観測実験の目標	----- 1-16
1-3-1 この論文の主題	..... 16
1-3-2 その他の天文学的成果	..... 16
参考文献	----- 1-18
 <b>第2章 S-520-15号機概要</b>	 ----- 2-1~7
2-1 クライオスタット	----- 2-1
2-1-1 クライオスタット外観	..... 1
2-1-2 クライオスタットの内部構造	..... 3
2-2 搭載観測機器	----- 2-3
2-2-1 冷却赤外線望遠鏡	..... 3
2-2-2 焦点面装置	..... 4
2-3 近赤外線分光器(NIRS)	----- 2-4
2-4 データ取得システム	----- 2-6
参考文献	----- 2-7
 <b>第3章 遠赤外線測光器</b>	 ----- 3-1~22
3-1 設計概念	----- 3-1
3-2 光学設計	----- 3-2
3-3 検出器システム	----- 3-4
3-3-1 検出素子とサポート機構	..... 4
3-3-2 $^4\text{He}$ 冷凍機	..... 7
3-3-3 読み出し回路	..... 9
3-4 特性評価実験	----- 3-11
3-4-1 スペクトル特性	..... 11
3-4-2 視野測定	..... 13
3-4-3 黒体放射源による較正実験	..... 16
3-4-4 性能評価	..... 20

## 目次

3-4-5 他の観測装置との比較	20
参考文献	3-22
<b>第4章 観測</b>	<b>4-1~7</b>
4-1 観測領域	4-1
4-2 観測手順	4-2
4-3 観測記録	4-3
4-4 姿勢決定	4-5
参考文献	4-7
<b>第5章 データ解析</b>	<b>5-1~13</b>
5-1 基本データの生成	5-1
5-1-1 微分処理	1
5-1-2 信号補正と表面輝度への変換	1
5-2 データの信頼性	5-2
5-2-1 環境放射の影響	2
5-2-2 絶対感度の較正	5
5-2-3 誤差の推定	6
5-3 標準データ・セット	5-7
5-3-1 我々のデータ	7
5-3-2 IRAS100mmデータ	7
5-3-3 中性水素の柱密度データ	8
5-3-4 CO輝線強度データ	8
参考文献	5-13
<b>第6章 遠赤外線で見えた高銀緯の空</b>	<b>6-1~24</b>
6-1 我々の銀河系に付随したダストの放射	6-1
6-1-1 IRAS100mmバンドとの相関	1
6-1-2 中性水素の柱密度との相関	3
6-1-3 CO輝線強度との相関	6
6-1-4 分子雲のスペクトル	9
6-2 銀河系外背景放射の推定	6-13
6-2-1 Lockman Holeのスペクトル	13
6-2-2 我々の銀河系に付随したダストの寄与	15
6-2-3 太陽系に付随したダストの寄与	18
6-2-4 銀河系外背景放射成分	20
6-2-5 銀河進化モデルとの関係	22
参考文献	6-24
<b>第7章 結論</b>	<b>7-1~3</b>
参考文献	7-3

おわりに



## APPENDIX A: -----A-1~31

低背景放射環境での圧縮型Ge:Ga検出器の振舞い

A-1	はじめに	----- A-1
A-2	高感度圧縮型Ge:Ga検出器システム	----- A-1
A-2-1	Ge:Ga素子とサポート構造	..... 1
	(a) 素子物性	1
	(b) 素子のパラメータ	2
	(c) 検出器のサポート構造	4
A-2-2	読み出し回路	..... 5
	(a) 前段低温回路	5
	(b) 後段信号処理系	5
	(c) データ取得システム	6
A-3	電荷蓄積型読み出し方法	----- A-7
A-3-1	CIA方式の利点	..... 7
A-3-2	CIAの使用法	..... 8
A-3-3	信号処理	..... 9
A-3-4	CIAの性能	..... 11
A-4	特性評価実験について	----- A-12
A-4-1	実験の構成	..... 12
A-4-2	測定データ	..... 13
A-5	低背景放射環境での振舞い	----- A-15
A-5-1	過渡的応答特性	..... 15
	(a) 光のオン／オフ	15
	(b) 背景放射強度と信号の関係	19
A-5-2	感度特性	..... 21
	(a) 非線型性	21
	(b) 感度	22
A-5-3	メモリー効果	..... 24
A-6	現状評価と将来の展望	----- A-25
A-6-1	圧縮型Ge:Ga検出器の応答特性について	..... 25
A-6-2	遠赤外線検出器の将来	..... 29
	参考文献	----- A-31

## APPENDIX B: -----B-1~10

感度較正の問題点

B-1	較正用光源の振舞い	-----B-1
B-1-1	感度の補正	..... 1
B-1-2	飛行中の較正用光源の振舞い	..... 3

## 目次

B-2	較正用光源の異常な振舞いの解釈	-----B-3
B-2-1	検出器の感度が変化した可能性	.....3
B-2-2	較正用光源の光量が変わった可能性	.....5
B-3	飛行中の感度較正	-----B-7
B-3-1	M82銀河の観測	.....7
B-3-2	感度較正の信頼性	.....8

# 第 1 章

## 序論

### 1-1 赤外線天文学

#### 1-1-1 赤外線天文学の歩み

赤外線天文学の始まりは赤外線が発見された1800年頃にまで遡る。Herschelは太陽光線を分解し、赤い光の外側でも温度計が感じる成分が存在することを発見した。その後この光は赤外線と名付けられた。赤外線と言った場合、人によりそのイメージする波長帯が異なるが、通常可視光の赤色端( $0.7\mu\text{m}$ )から $1000\mu\text{m}$ (1mm)程度までの3桁以上にわたる波長帯を指す。この内、 $0.7\sim 5\mu\text{m}$ を近赤外線、 $5\sim 30\mu\text{m}$ を中間赤外線、 $30\sim 300\mu\text{m}$ を遠赤外線、それ以上をサブミリ波と呼ぶ。

赤外線の発見以来、この波長帯の光を使用した天体観測は、ごく最近までほとんど行われていなかった。その大きな理由は、太陽や月を除けば天体からの赤外線は非常に微弱であり、それを検出できるだけの検出器が存在しなかったからである。また大気中の $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{CO}_2$ 、 $\text{O}_3$ などが、赤外線の強い吸収体として働くため、地上からは“大気の窓”と呼ばれる限られた波長帯を通してしか、宇宙を覗くことができなかったことも、その理由の一つになっている(図1-1)。

この状況は1960年代に入って大きく改善された。半導体技術の発達により、高感度な量子型半導体検出器が利用可能になり、また低温技術の向上に伴って、熱型検出器であるボロメータの性能も大きく向上した。さらに技術の進歩は、飛行機、気球、ロケット、人工衛星などの観測手段の利用を可能にし、赤外線による天体観測を大気の吸収や放射の影響から開放した。これらの技術的發展により、この30年間の赤外線天文学は質、量ともに目覚ましい発展を遂げた。

特に1983年に打ち上げられた赤外線天文衛星(Infrared Astronomical Satellite: IRAS)は、波長12、25、60、 $100\mu\text{m}$ の4つのバンドで、これまでにない感度ではほぼ全天を観測し、多くの新しい発見と貴

重なデータベースを提供した。IRASによって赤外線天文学は天文現象のあらゆる分野に広がり、また新たな分野を開き、その後の天文学の発展に大きく寄与した(衛星に関してはIRAS Explanatory Supplement 1987を、その成果についてはSoifer et al, 1987; Beichman 1987を参照)。

また1989年には、宇宙背景放射の観測に主眼をおいた宇宙背景放射観測衛星(Cosmic Background Explorer: COBE)が打ち上げられた。この衛星には、宇宙マイクロ波背景放射のスペクトルと絶対強度を正確に測定するための遠赤外絶対強度分光計(Far-Infrared Absolute Spectrophotometer: FIRAS)、近赤外線から遠赤外線までの宇宙背景放射を測定するための拡散赤外放射計(Difuse Infrared Background Experiment: DIRBE)、宇宙マイクロ波背景放射の空間異方性を測定するためのマイクロ波差分放射計(Differential Microwave Radiometer: DMR)の3種類の観測装置が搭載されていて、ほぼ全天にわたる観測を行った(Boggess et al., 1992)。このデータは現在解析が進められている状況であるが、宇宙進化の研究だけでなく、銀河系内の広がった天体や太陽系内のダストの研究などにも有益な情報を提供することが期待されている。

このような赤外線天文衛星以外にも、飛行機、気球、ロケットなど、あるいは地上の望遠鏡を用いて、空間分解能やスペクトル分解能を高めた観測などが精力的に行われている。検出器の発達は日進月歩であり、新しい高感度の検出器や大規模アレイ検出器などを用いて、新しい成果を上げている。

今後、いくつかの赤外線天文衛星や、赤外線地上望遠鏡の計画があり、大きな成果が期待されている。特に、今世紀末に運用が開始される“すばる”望遠鏡や、21世紀初頭の打ち上げを目指した日本の赤外線天文衛星(Infrared Imaging Surveyor: IRIS)には大きな期待が寄せられている。

#### 1-1-2 赤外線観測の特徴

現在、赤外線天文学の成果はあらゆる天体現象に及んでいる。太陽系の形成や構造の研究から、星・惑星形成、

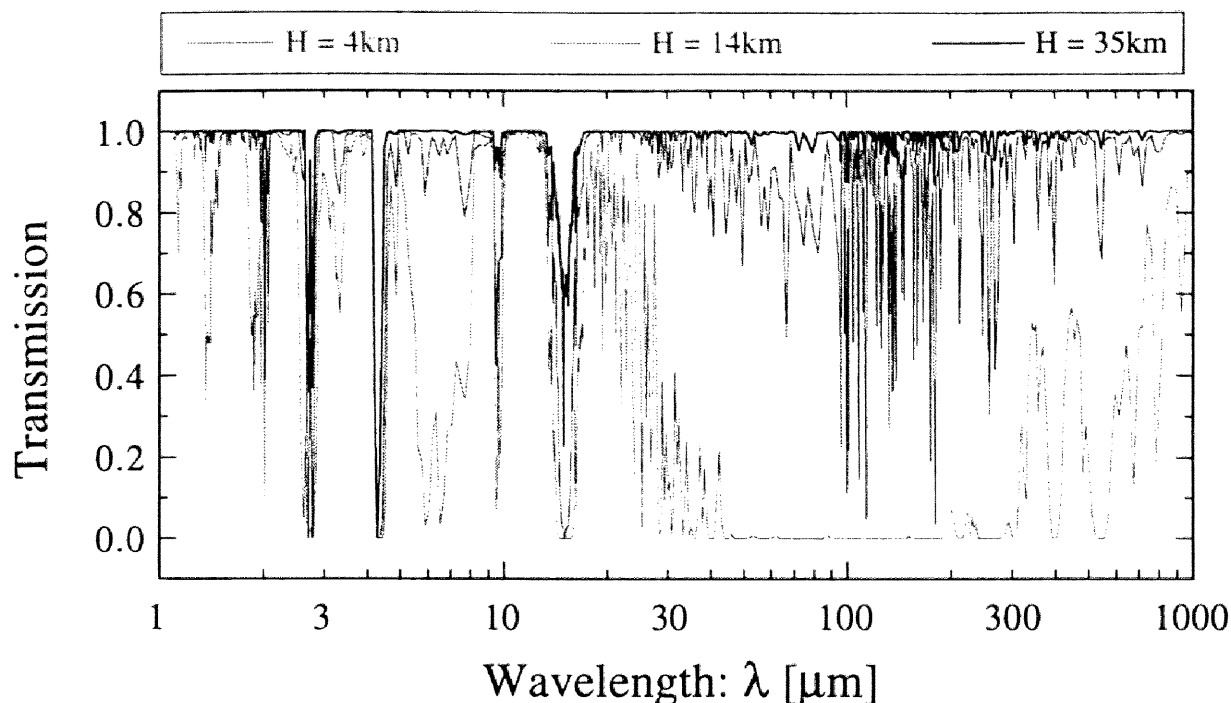


図1-1：赤外線の大気の透過率 波長1 $\mu\text{m}$ から1mmまでの赤外線の大気の透過率を示す。地上からの観測の場合(4km)、1~30 $\mu\text{m}$ と300~1000 $\mu\text{m}$ の波長帯にはいくつかのバンド状の大気の“窓”が存在する。近・中間赤外線およびサブミリ波の領域では、この“窓”を通して地上からの観測が行われている。一方遠赤外線の領域では、地上からはほぼ100%大気(特に水蒸気)によって吸収されるため、飛行機(14km)あるいは気球(35km)などの手段を用いて高高度から観測する必要がある。気球高度になると、大気の吸収はほぼ無視できるようになる(ただし、大気からの放射は存在する)。なお、ここで示した大気の透過率は、HITRAN(Rothman et al., 1987)のデータベースを用いて、Traub & Stier (1976)に従って計算したものである。

星周塵、分子雲、星間物質、銀河中心などの銀河系の研究、さらには銀河の形成・進化や初期宇宙の研究などあらゆる分野で重要な役割を果たしている。

赤外線観測のメリットはいくつかある。一つは星間減光が小さいことである。星間空間には星間ダストが存在し、これが天体からの光を散乱・吸収する。遠方の天体や暗黒星雲など密度の濃い領域の内部を観測する場合、この星間減光が大きな障害となる。星間ダストの大きさはおよそ0.1~1 $\mu\text{m}$ なので、紫外線や可視光で散乱・吸収の影響が大きい。これに対して、星間ダストのサイズよりも波長の長い赤外線では、星間ダストによる散乱・吸収の影響は著しく減少する。このため、銀河系の中心方向や暗黒星雲などの観測で、赤外線が重要な役割を果たしている。

また熱放射を考えると、赤外線の波長帯は温度にして3Kから3000Kに対応する。これは星間現象としては低温の領域に対応し、低温度星の研究や、星周塵、星間ダ

ストの研究に有効である。

星間減光が小さいことや低温の現象を反映するという特徴は、遠方銀河の観測にも有用である。低温度星は銀河の進化の影響を受けにくいので、近赤外線で観測することによって、遠方の銀河まで一様な観測が可能になる。また、星生成が活発な銀河では、高温の星からでた光の大部分がダストで吸収され、そのエネルギーが遠赤外線の波長帯で再放出される。このような特異な銀河の観測には、遠赤外線による観測が有効である。

このほかにも、原子の高い準位間での再結合線や重い元素の基底状態の微細構造線、分子の振動・回転線などが赤外線的光子エネルギー( $1\sim 10^{-3}\text{eV}$ )に対応する。このような低い励起状態の星間ガスを研究するのに、赤外線による分光観測は有効である。

### 1-2 赤外線背景放射の起源

我々の銀河系や系外銀河の観測から、銀河が赤外線的主要な放射源であることが明らかになった。赤外線の放射エネルギーは銀河のタイプによって異なるが、通常の渦巻銀河でも全エネルギーの3割程度を、爆発的な星生成を起こしている銀河では全エネルギーのほとんど全てを遠赤外線領域で放出していることが分かっている。空を遠赤外線で見つめた場合、これらの銀河からの赤外線放射の重ね合わせとして、背景放射が観測されるはずである。背景放射には全ての距離の銀河の寄与が含まれているので、その強度やスペクトルには銀河の誕生の時期や進化の様子が反映されているはずである。背景放射の強度とスペクトルを精密に測定することは、遠方の銀河を個々に観測すると同様に、銀河の形成と進化の謎を解く一つの有力なアプローチである。

ここでは、これまでの研究で明らかになってきた銀河進化のモデルをもとに、期待される背景放射の強度とスペクトルを簡単に紹介する。それに先立って、銀河進化モデルの基礎となる、我々の銀河系や様々なタイプの系外銀河の赤外線放射の特徴を簡単にまとめておく。

#### 1-2-1 我々の銀河系からの赤外線放射

我々の銀河系からの大局的な赤外線放射の観測は、1960年代末から1980年代始めまで、気球などによって精力的に行われてきた(Hauser et al., 1984)。その後1983年に打ち上げられたIRASは、12 $\mu$ m、25 $\mu$ m、60 $\mu$ mおよび100 $\mu$ mの4つのバンドで、それまでにない高感度の全天観測を行った。この観測により、我々の銀河系の赤外線放射の特徴と構造の研究が進展した(例えばBoulanger & Péroult 1988あるいは

Cox & Mezger 1989 のレビュー参照)。

我々の銀河系からの赤外線放射はおおよそ図1-2のようになっている。100 $\mu$ m付近のピークの他に、5~20 $\mu$ mにかけて緩やかな盛り上がりが見られる。このようなスペクトルは、大きく分けて次の3つの成分で説明できる。

(1) 低温ダスト(Cold Dust)：これには、中性水素ガスに付随したダストと、エネルギー放射源を持たない分子雲内のダストの2種類がある。ダストは0.1 $\mu$ m以上のサイズで、グラファイトやシリケートからなる。いずれも星間放射場(Interstellar Radiation Field: ISRF)によって加熱され、それぞれ温度で15~25K、~14KでISRFと熱平衡状態になっている。

(2) 中低温ダスト(Warm Dust)：これはO型星の周辺の低密度の広がった電離ガス(Extended Low Density HII:  $n_e \geq 10^2 \text{ cm}^{-3}$ )領域に付随したダストや、B型星の周辺の濃い分子ガス( $2n_{\text{H}_2} \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ )のシェルに付随したダストが対応する。放射場が強いので、温度はやや高めで、温度で30~40K程度になっている。

(3) 高温ダスト(Hot Dust)：これは温度にして250~500Kに達する。対応するダストとしては2種類あって、一つは超微小ダスト(Very Small Grains)と呼ばれる直径が10Å程度の分子状の物質で、多環式芳香族炭化水素分子(Polycyclic Aromatic Hydrocarbon: PAH)などがこれにあたる。このダストは熱容量が小さいため、一個の光子の吸収で温度が大きく変化し、10~20 $\mu$ mの特徴的な波長の放射を行って冷える。一般的なISRFによって加熱されるが、平衡状態にはなっていない。このダストの分布は、中性水素ガスの分布と相関がある。もう一つは、OH/IR星として知られている、大規模な質量放出をしているM型巨星に付随したダストである。サイズが0.1 $\mu$ m程度以上の通常のダストであるが、M型巨星からの放射によって高温になっている。

各成分の全赤外線放射強度に対する寄与に関する議論は、IRAS以前とそれ以後で大きく変化した。現在の一般的な認識では、最も大きく寄与している成分は(1)の低温ダストで、全体の70%程度にあたる。10 $\mu$ m前後の盛り上がりは、(3)の高温ダスト成分によるものであるが、100 $\mu$ m付近のピークは(1)の低温ダスト、特に中性水素ガスに付随したダストが支配的である。IRAS以前では、全赤外線放射のおおよそ半分が、(2)の中低温ダストによるものであると考えられていたが、現在ではこの成分の

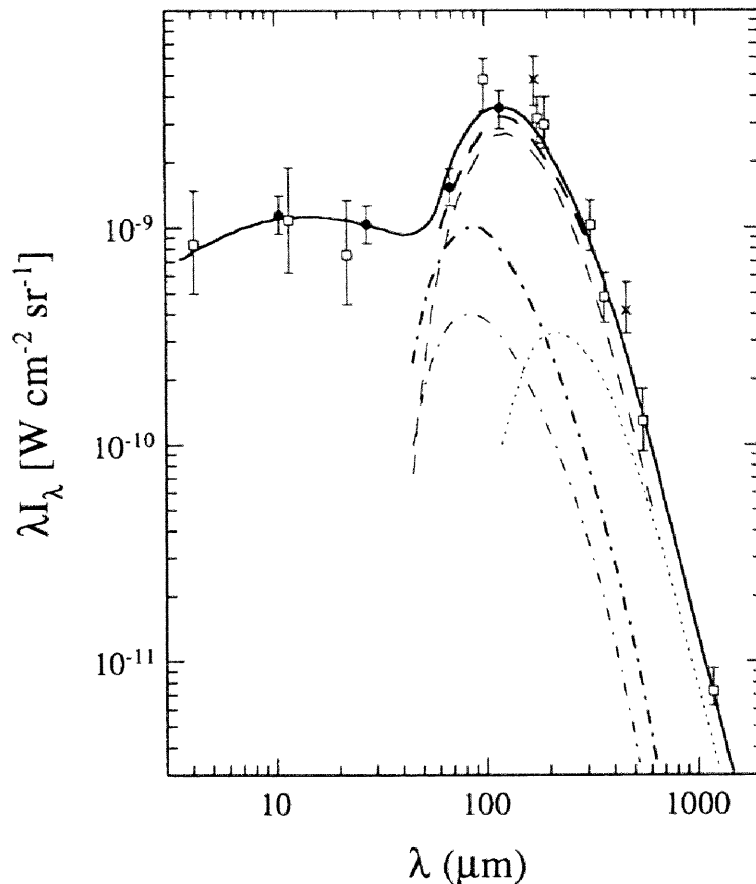


図1-2：我々の銀河系からの赤外線放射スペクトル 我々の銀河系からの赤外線放射スペクトルと、各放射成分の寄与を示す (Fig.2 in Cox & Mezger, 1989)。スペクトルには10~20 $\mu\text{m}$ と100 $\mu\text{m}$ 近辺に二つのピークが見られる。100 $\mu\text{m}$ のピークはおもに低温ダストによるものである。図で、破線(細)、点線および一点鎖線(細)はそれぞれ、低温ダスト(~20K)、超低温ダスト(~14K)および中低温ダスト(~30K)による放射を表す。また、破線(太)および一点鎖線(太)はそれぞれ、温度の低いダストからの放射の寄与および中低温ダストと点源の寄与を示している。10~20 $\mu\text{m}$ の緩やかなピークは、高温ダスト(数100K)および超微小ダストの放射によるものと考えられている。なお、図に示したデータ点は(●)がIRASのデータでそれ以外は気球などの観測データである(Cox & Mezger, 1989参照)。

寄与は10~20%であると考えられている。それぞれの放射成分の強度を示すと表1-1のようになる(Cox & Mezger 1989)。同様な結果は、COBE/DIRBEの140 $\mu\text{m}$ と240 $\mu\text{m}$ のバンドのデータ解析からも得られている(Sodroski et al., 1994)。

一方、空間的な赤外線放射強度の分布は、星の分布に強く依存している。HII領域や分子雲などが存在する領域では、局所的なピークが見られるが、全体としては銀河中心からの距離と共に連続的に減少する。これは、ISRFの強度が銀河中心からの距離と共に減少し、それに対応して、中性水素ガスに付随したダストからの赤外線放射強度が減少するためである。我々の銀河系の場合、

ISRFの強度は、銀河中心からの距離の指数関数でモデル化され、そのスケールはおおよそ2kpcである。観測的には、全体の赤外線放射強度の80~90%が、我々の太陽系が位置するおおよそ10kpcの内側から放射されている。また、赤外線放射は銀河面のごく近傍からの放射が支配的である。これは、星もダストも銀河面の狭い範囲に集中しているためである。銀河面から離れた領域では、ISRFの強度もダストの量も減少するため、全体の放射強度にはほとんど寄与しない。

各成分の強度比は、銀河全体の星生成の活動性を反映する。星生成が活発な状況では、ISRFの紫外から可視にかけての強度が強くなるため、全体としての赤外線強

表1-1：我々の銀河系の赤外線放射の特徴 (Table 1. in Cox &amp; Mezger, 1989)

Region [R:kpc]		Gas Mass [Mo]	<Td> <sup>(3)</sup> [K]	L <sub>IR</sub> <sup>(4)</sup> [Lo]	L <sub>IR</sub> /L <sub>tot</sub> [%]	L <sub>IR</sub> /M <sub>H</sub> [Lo/Mo]	N <sub>Lyc</sub> [10 <sup>52</sup> s <sup>-1</sup> ]
R≤0.45	HI	10 <sup>6</sup>			10.5	25	0.9
	H <sub>2</sub>	4×10 <sup>7</sup>	23	10 <sup>9</sup>			
	Sources <sup>(1)</sup>		≥30	10 <sup>8</sup>			
1.7≤R≤8.5	HI	10 <sup>9</sup>	20	5×10 <sup>9</sup>	52	5	15
	H <sub>2</sub>	1.3×10 <sup>9</sup>	12	6×10 <sup>8</sup>	6	0.5	
	Sources <sup>(2)</sup>		≥30	2×10 <sup>9</sup>	21		
8.5≤R≤20	HI	1.1×10 <sup>9</sup>	17	10 <sup>9</sup>	10.5	0.9	
Total				9.7×10 <sup>9</sup>			

(1) OB型星の形成領域

(2) OB型星の形成領域 (1.3×10<sup>9</sup>Lo) と広がった低密度HII領域 (7×10<sup>8</sup>Lo)(3) 中性水素領域と水素分子領域については、ダストの散乱断面積から求めた値 (重元素比 Z/Z<sub>o</sub>は R<8.5kpcでは Z/Z<sub>o</sub>=2、R>8.5kpcでは Z/Z<sub>o</sub>=1、そのべきbは水素分子領域ではb=1.9、中性水素領域ではb=1を仮定)。  
"Sources"に対するダストの温度は60μmと100μmの強度比から求めた色温度に基づく値である。

(4) λ≥25μmに対する値 (近・中間赤外線の寄与は20%程度)

度は増加する。得に、O型星などの増加によって、(2)の成分の寄与が大きくなる。また、重元素の増加はダスト量の増加をもたらし、より多くのエネルギーが遠赤外線領域で放出されることになる。我々の銀河系の場合、遠赤外線の放射強度は、星からの放射強度のおよそ30%に相当している。

## 1-2-2 様々な銀河からの赤外線放射

我々の銀河系は、個々の赤外線放射機構を調べる上で重要な研究対象である。これは、他の銀河からの赤外線放射について調べる基礎となる。他の通常銀河でも、基本的な赤外線放射成分は、先に揚げた(1)~(3)のダストによるものである。ただし、星生成の活動性や形態の違いなどによって、銀河の全放射強度に占める赤外線放射強度の割合や、スペクトルすなわち各成分の寄与の割合は変化する。逆に言えば、他の銀河の赤外線観測によって銀河の星生成の活動性などを知ることができる。

IRASは4つの赤外線バンドで全天を観測し、ポイントソースのカタログを作成した(IRAS Point Source Catalog: PSC, 1985)。このカタログにはおよそ25000個の系外銀河が掲載されているが、そのおよそ半分はそれ以前の可視光のカタログには掲載されていない銀河である。特に、60μmのバンドでの系外銀河の検出感度が高く、高銀緯(|b|>30°)では、検出したポイントソースの約75%が系外銀河である。(最近のIRASによる銀河カタログとしては、Rowan-Robinson et al., 1991を参照のこと。)

検出された銀河には、あらゆるタイプの銀河が含まれているが、その大部分は渦状銀河であり、楕円銀河はごく僅かである。また活動的中心核を持つ銀河もいくつか検出されている。銀河のタイプごとに特徴をまとめると次のようになる(Soifer et al., 1987)。

### (a) Spiral & Disk Galaxies

IRASで受かった銀河の大部分は渦巻銀河のタイプである。これらの銀河からの赤外線放射は、銀河の大きさによる絶対光度の違いはあるが、基本的に我々の銀河と同じである。M31やM33などの近傍銀河では、赤外線放射の空間分布が分かっている、これらによると、全赤外線放射の大部分は低温ダストからの熱放射であり、星生



成領域からの赤外線放射の寄与はあまり大きくないと考えてよい。

### (b) Elliptical & S0 Galaxies

IRASでは楕円銀河の検出効率はきわめて低い。RSA(Revised Shaplay-Ames)カタログの楕円銀河について調べてみると、 $m_b=11\text{mag}$ で50%、 $11\text{mag} < m_b < 12\text{mag}$ で20%程度しかPSCに対応する天体がない。渦巻銀河が $m_b \sim 15\text{mag}$ まで受かっていることと対照的である。これは、楕円銀河では現在の星生成の活動性が低く、ISRFの強度が弱いことと、星間物質の多くが低質量星に固定されているためである。円盤状銀河に比べて、遠赤外線での絶対強度は弱い、相対的に低温ダストからの寄与が低くなるため、温度は円盤状銀河よりも高くなる。

### (c) Active Galactic Nuclei

活動的な中心核を持つ銀河には、電波銀河、BL Lac天体、Seyfert銀河、クエーサーなどがあるが、そのいずれからも赤外線が検出されている。赤外線の強度は $10^{10}L_\odot$  ( $L_\odot$ は我々の太陽放射エネルギーを表す： $L_\odot=3.90 \times 10^{26} [\text{W}]$ )以上で、かなりのエネルギーを赤外線領域で放出している。この強い赤外線の放射源は、中心核の活動性に伴う非熱的な放射と、星生成領域および中心核から放射の吸収に伴うダストの熱放射である。それぞれの寄与の割合は天体のタイプによって異なる。

IRAS60 $\mu\text{m}$ バンドの強度をもとに抜き出した銀河について調べると、およそ半数は $3 \times 10^{10}L_\odot$ を超える遠赤外線強度を持っていることが分かった。このような強い赤外線強度を持った銀河に特徴的なことは、何らかの相互作用の痕跡が見られることである。これに伴う爆発的な星生成によって、これらの銀河は強い赤外線を放出しているのである。さらに、遠赤外線強度が $3 \times 10^{11}L_\odot$ を超えるような銀河では、中心核の活動性を示す兆候が見られる。特に、遠赤外線強度が $10^{12}L_\odot$ に達するような銀河では、Seyfert型の中心核の存在が知られている。

IRASのデータから作られた銀河のカタログは、可視光で作られた銀河のカタログとは異なり、星生成や中心核の活動性が高い銀河を選択的に抜き出している。IRASの全天サーベイの完全性と合わせて、このカタログは銀河の系統的な研究を行う上で有用な情報となっている。

## 1-2-3 銀河の進化

宇宙スケールで見た場合、銀河は基本的な構成要素である。この銀河の形成と進化は、宇宙の最も興味深い研究テーマの一つである。現在、銀河の形成と進化の研究は、観測と理論の両面から、精力的に進められている。

### (a) 観測的視点

観測的には、遠方の銀河の個数密度を調べることで、銀河の進化の様子を明らかにしようとしている。見かけの明るさと銀河の表面個数密度の関係、あるいは絶対光度と銀河の空間個数密度の関係が、宇宙の空間構造から期待される関係からずれている場合、それが銀河の進化（個数密度の変化や光度変化）によるものと期待されるわけである。

一般に、ある明るさまでの完全なサーベイを行うと、 $\text{Log}(N) - \text{Log}(S)$ と呼ばれる、ソースの見かけの明るさと表面個数密度の関係を求めることができる。個々のソースの絶対光度が同じであり、ユークリッド的な宇宙を考えると、見かけの明るさが $S$ と $S+dS$ の間にあるソースの個数は、

$$N(S) dS = C \cdot S^{-\frac{5}{2}} dS \quad (1-1)$$

で与えられる。実際には、赤方変移による波長のずれや宇宙モデルの仮定によって、もっと複雑な関係になる。仮にこれらが無視できるとすると、この関係からのずれは時間的にソースの個数密度が変化したか、あるいはソースの絶対光度が変化したことを意味している。

もっと直接的には、個々のソースの赤方変移などを測定して距離（すなわち時間）を求め、各時代ごとの絶対光度と個数密度の関係（光度関数）を求めることによって、絶対光度や個数密度の時間的な進化を追うことができる。すなわち、現在の光度関数を $\phi_0(L)$ とすると、赤方変移 $z$ での光度関数を

$$\phi_z(L) = g(z) \phi_0 \left[ \frac{L}{f(z)} \right] \quad (1-2)$$

で表す。ここで、 $f(z)$ は光度進化を表す関数であり、 $g(z)$ は個数密度の進化を表す関数である。

遠方の暗い銀河まで、完全な赤方変移の測定を行うこ

## 1. 序論

とは非常に困難であり、膨大な観測時間を必要とする。現在、高性能CCDやファイバー分光器など観測装置の改良や工夫によって、徐々にではあるがデータの蓄積が進んでいる。これらの結果、何らかの銀河の進化効果が必要であることは明らかになってきたが、観測データがまだまだ不十分であるため、銀河の個数密度や絶対光度の進化の様子を正確に追うことはできていない。そこで、銀河の個数密度や絶対光度の進化を簡単な関数でモデル化して、観測データを説明する試みがなされている。

よく用いられる進化モデルには、赤方変移 $z$ に対する指数関数とべき関数の2つのタイプがある。それぞれ、

### luminosity evolution

$$L(t) = L(t_0)f(z) \quad (1-3)$$

$$(\text{power}) \quad f(z) = (1+z)^n \quad (1-4)$$

$$(\text{exp}) \quad f(z) = \exp\left[\frac{2}{3}Q_l(1-(1+z)^{\frac{3}{2}})\right] \\ \approx 1 + Q_l \cdot z \quad (z < 1) \quad (1-5)$$

### density evolution

$$\Phi(t) = \Phi(t_0)g(z) \quad (1-6)$$

$$(\text{power}) \quad g(z) = (1+z)^m \quad (1-7)$$

$$(\text{exp}) \quad g(z) = \exp\left[\frac{2}{3}Q_d(1-(1+z)^{\frac{3}{2}})\right] \\ \approx 1 + Q_d \cdot z \quad (z < 1) \quad (1-8)$$

で、 $\gamma_l$ ,  $\gamma_d$ と $Q_l$ ,  $Q_d$ が進化の大きさを特徴付けるパラメータである。この値が大きいほど、現在と過去の光度や個数密度が大きく異なることになる。これらのパラメータは、観測結果をうまく説明できるように決められる。観測データによっては、個数密度と光度の進化を区別することができないため、どちらか一方の進化モデルで説明が可能である。また、宇宙モデルに対してもある程度の仮定をする必要がある。

銀河の明るさと個数を調べる観測は、様々な波長帯で行われている。例えば電波や可視光で、電波銀河やクエーサーのディープ・サーベイを行い、その進化などが議論されている(Boyle et al., 1988; Dunlop & Peacock, 1990)。これらの観測によると、クエーサーは赤方変移 $z$ が2~4の間で、その個数が急激に減少する現象が確認されている。これは、見かけ上の現象という

よりは、むしろクエーサーが $z=2\sim4$ の時代(密度パラメータ $\Omega_0=1$ 、ハッブル定数 $H_0=50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ を仮定すると、およそ100~120億年前)に形成されたと考える方が適当である。また観測で得られた光度関数を説明するには、何らかの光度あるいは個数密度の進化(あるいは両者の組合せ)が必要であることも明らかになった(例えば光度進化のみを仮定すると、 $\gamma_l=3.2\pm0.1$ )。

電波銀河やクエーサーなどは、ある種の活動性を持った特異な銀河で、通常の銀河とははっきりと区別される。これらの銀河は、その進化自身きわめて興味深いものであるが、銀河の大部分を占める通常銀河の進化も重要である。これらは、可視光から近赤外線(K-BAND:  $2.2\mu\text{m}$ )にかけてのディープ・サーベイによって調べられている(Broadhurst et al., 1992)。近赤外線の観測では、おもに低質量の星の光を見ることになるので、光度進化の影響を受けにくい。従って、銀河の個数密度の進化の様子が現れやすい。 $\Omega_0=1$ の宇宙を仮定すると $Q_d=2\sim4$ 程度の個数密度進化が観測によく合う。一方可視光の観測では、星生成の活動性を反映しやすいため、光度進化の影響を受けやすい。そのため可視光での観測を説明するためには、個数密度の進化に加えて光度進化も必要である。ただし通常銀河は、電波銀河やクエーサーに比べて絶対光度が低いため、遠方の銀河の観測が困難である。現在観測されている銀河の大部分は、赤方変移 $z$ が0.5程度までで、時間にしておよそ50億年前までのものである。

この種の研究は、最近の検出器の進歩(特にCCDや赤外線カメラなど)に伴う観測データの向上により、急速に進展してきた。今後さらなる検出器の進歩により、より遠方の銀河を捕らえることが可能になり、実際の銀河形成の現場、そしてその後の進化の様子が明らかにされていくものと思われる。

遠赤外線の領域では、IRASの全天サーベイのデータが、この種の研究を行う現在唯一のデータである。IRASは初めて、遠赤外線の領域で一貫性のある銀河のカatalogを提供したが、その他の波長(電波、可視光、近赤外線など)のサーベイと比べると、サーベイの深さに大きな隔たりがある。IRASの銀河サンプルでは、赤方変移の中心値は $z\sim0.06$ である。これは、密度パラメータ $\Omega_0=1$ 、ハッブル定数 $H_0=50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ を仮定すると、およそ10億年前に相当する。これは他の波長のデータと比べて、IRASのカatalogはきわめて近傍あるいは

ごく最近の現象しか反映していないことを示している。

この銀河サンプルを用いて、銀河の遠赤外線領域での進化が議論されている。Hacking et al. (1987) は、IRAS 60 $\mu$ m バンドで得られた  $\text{Log}(N) - \text{Log}(S)$  の関係が、何らかの進化の兆候を示していることを指摘した。しかし、遠赤外線の銀河サンプルはきわめて近傍（最近）の現象を反映したものであるため、局所的な構造の影響による可能性を否定できない。IRAS Faint Source Survey のデータを用いてさらに詳しい解析を行うと、確かに局所的な構造は見られるが、より弱い強度の銀河に対しては、電波銀河などと同じ程度の進化が必要であることが分かった (Lonsdale et al., 1990)。これは活動的銀河中心核と高光度赤外線銀河とのつながりを示唆する結果として興味深い。

いずれにしても、現時点では遠赤外線領域での銀河の

ディープ・サーベイは、他の波長に比べて大きく遅れている。これは、1995年に打ち上げられるヨーロッパ宇宙機構 (European Space Agency: ESA) の宇宙赤外線天文台 (Infrared Space Observatory: ISO) によってある程度改善されるものと思われる。また今後予定されている、日本の赤外線天文衛星 IRIS やアメリカ航空宇宙局 (National Aeronautics and Space Agency: NASA) の宇宙赤外線望遠鏡施設 (Space Infrared Telescope Facility: SIRTf) などにより、この分野での大きな進展が期待される。

銀河進化のパラメータの様子をまとめると図1-3のようになる (Oliver et al., 1992)。図には、様々な研究者による様々な観測から得られた銀河進化のパラ

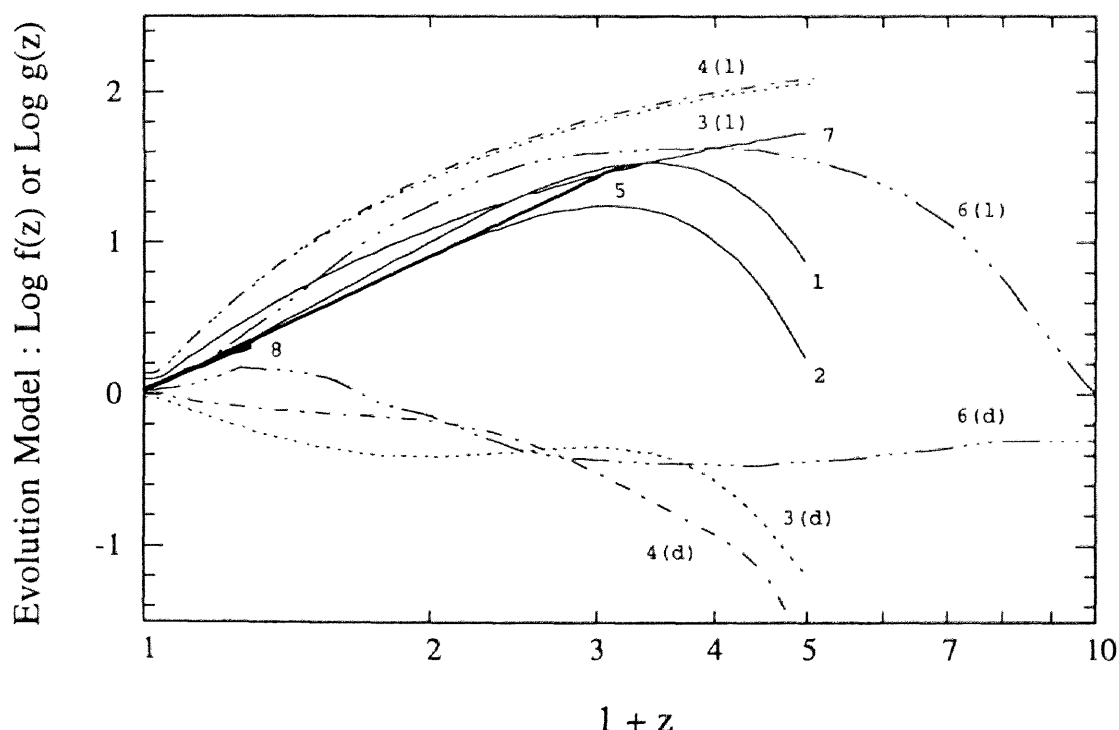


図1-3：銀河進化モデルの赤方変移依存性

銀河進化モデルのパラメータ  $f(z)$  および  $g(z)$  のいくつかの例を示す (Figure 2. in Oliver et al., 1992)。(1)と(2)は、電波銀河とクエーサーについて求めた、光度進化のみを考えた場合のモデルで、それぞれ steep なスペクトルと flat なスペクトルの銀河に対するものである。(3)と(4)は、(1)と(2)に対してさらに個数密度の進化も考慮した場合で、(1)が光度進化のモデルを (d) が個数密度の進化モデルに対応する。(以上は Dunlop & Peacock, 1990) (5)は、QSOs の可視光の観測から求めた光度進化のみを考えた場合のモデルである (Boyle et al., 1988)。(6)は電波銀河について、光度進化と個数密度の進化の両方を考えた場合のモデルである (Condon, 1984)。(7)は電波銀河について光度進化のみを仮定した場合のモデルである (Rowan-Robinson, 1970)。(8)は IRAS 銀河について光度進化のみを仮定した場合のモデルである (Saunders et al., 1990)。

## 1. 序論

メーター  $f(z)$  および  $g(z)$  を、 $z$  による変化とともに示している。光度進化と個数密度の進化の両方を仮定したモデル（強い光度進化と個数密度の減少）もあるが、近傍での進化の様子はいずれのモデルでもほぼ同じになっていることがわかる。

### (b) 理論的視点

観測的なアプローチとは別に、星の誕生と進化および元素の化学進化をもとに、銀河のスペクトルの進化を理論的に調べる研究も精力的に行われている (Franceschini et al., 1994; Mazzei et al., 1994; Mazzei et al., 1992; Arimoto & Yoshii, 1986)。

銀河の進化は、星生成率 (Star Formation rate: SFR  $\Psi(t)$ ) と初期質量分布 (Initial Mass Function: IMF  $\Phi(m)$ ) を規定し、これに従って星の生成と進化を計算することによって求めることができる。

SFR としては、

$$\Psi(t) = \Psi_0 f_g^n M_0 \text{ [yr}^{-1}] \quad (1-9)$$

という関数形が一般的に用いられる。すなわち、ある時刻で 1 年間に星になる質量は、銀河内のガスの質量比  $f_g$  のべき乗に比例すると考える。 $\Psi_0$  は最初の星生成の割合で、星生成の激しさを決める。べきの値は通常  $n=0.5 \sim 1$  である。ガスの割合  $f_g$  は、星生成による消費と、星の終焉での放出によって決まる。この割合は時間的に変化するが、寿命の長い低質量星の割合が増えるため、全体として星の状態で存在する質量が増加し、ガスの割合  $f_g$  は時間的に減少する。

一方 IMF は、Salpeter (1955) が求めた、

$$\Phi(m) dm = A \left( \frac{m}{M_0} \right)^{-2.35} d \left( \frac{m}{M_0} \right) \quad m_l \leq m \leq m_u \quad (1-10)$$

あるいは、Scalo (1986) が求めた、

$$\Phi(m) dm = A \begin{cases} \left( \frac{m}{M_0} \right)^{-1.25} d \left( \frac{m}{M_0} \right) & m_l \leq m \leq 1 M_0 \\ \left( \frac{m}{M_0} \right)^{-2.35} d \left( \frac{m}{M_0} \right) & 1 M_0 \leq m \leq 2 M_0 \\ 2^{0.35} \left( \frac{m}{M_0} \right)^{-2.7} d \left( \frac{m}{M_0} \right) & 2 M_0 \leq m \leq m_u \end{cases} \quad (1-11)$$

が用いられる。ここで  $m_l$ 、 $m_u$  はそれぞれ作られる星の最小質量と最大質量である。作られる星の最大・最小質量は観測的にも不定性が大きい、一般的に  $m_u$  は  $100 M_0$  ( $M_0$  は我々の太陽の質量を表す:  $M_0 = 1.99 \times 10^{33} \text{ [g]}$ ) が、 $m_l$  は  $0.01 M_0$  から  $0.1 M_0$  が用いられる。軽い星は寿命が長く、ガスを星の内部に固定してしまうので、最小質量の値は星生成の時間変化に大きな影響を与える。Scalo 関数は Salpeter 関数に比べて  $m_l$ 、 $m_u$  の影響が小さくなる形になっている。

SFR と IMF の各パラメータは、観測によって得られる銀河の星生成の割合や、重元素量に合うように決定しなければならないが、これらの観測量にはまだ不定性が大きい。観測によると、SFR は銀河のタイプによって異なっている。楕円銀河のような Early-type 銀河は、銀河の誕生初期に急激な星生成が起こったと考えられている。すなわち  $\Psi_0$  は大きい ( $n=1$  の場合で  $\Psi_0 \geq 100 M_0 \text{ yr}^{-1}$ )。これに対して、渦巻銀河のような Disk 銀河では、星生成は緩やかに進行すると考えられている。すなわち  $\Psi_0$  は小さい ( $n=1$  の場合で  $\Psi_0 = 10 \sim 20 M_0 \text{ yr}^{-1}$ )。一方 IMF は銀河のタイプに関係なく同じであると思われる。

このような SFR と IMF をもとにして、星の進化モデルを用いて銀河全体のスペクトルの進化を計算する。この際、星の進化に伴う重元素の合成と、その結果生じるダストの影響を考慮しなければならない。通常の銀河では、その放射は (1) 星からの光、(2) 星の周囲のダストからの放射、(3) 星間ダストからの放射の 3 つの成分で説明できる。それぞれの成分のスペクトルの特徴は我々の銀河系や近傍銀河の観測から得られている。

実際に、銀河の年代ごとにスペクトルの進化を計算した例を図 1-4a、b に示す。図に示したのは Mazzei らが計算した例で、それぞれ (a) 円盤状銀河 (Mazzei et al., 1992) と (b) 楕円銀河に対する (Mazzei et al., 1994) ものである。

これを見ると、円盤状銀河では銀河のスペクトルの進化がほとんど無いのに対して、楕円銀河ではスペクトルが年代によって大きく変化していることがわかる。特に遠赤外線領域では、銀河の誕生から 10 億年程度は、可視から近赤外線と同程度のエネルギーを放出しているのに対して、100 億年を超えると遠赤外線領域でのエネルギー放出は全体として無視できる程度にまで減少する。楕円銀河では誕生初期に星生成が激しく起こり、それに伴ってできたダストと強い ISRF から、遠赤外線での放射強度が強い。その後星生成は時間経過と共に弱くなり、

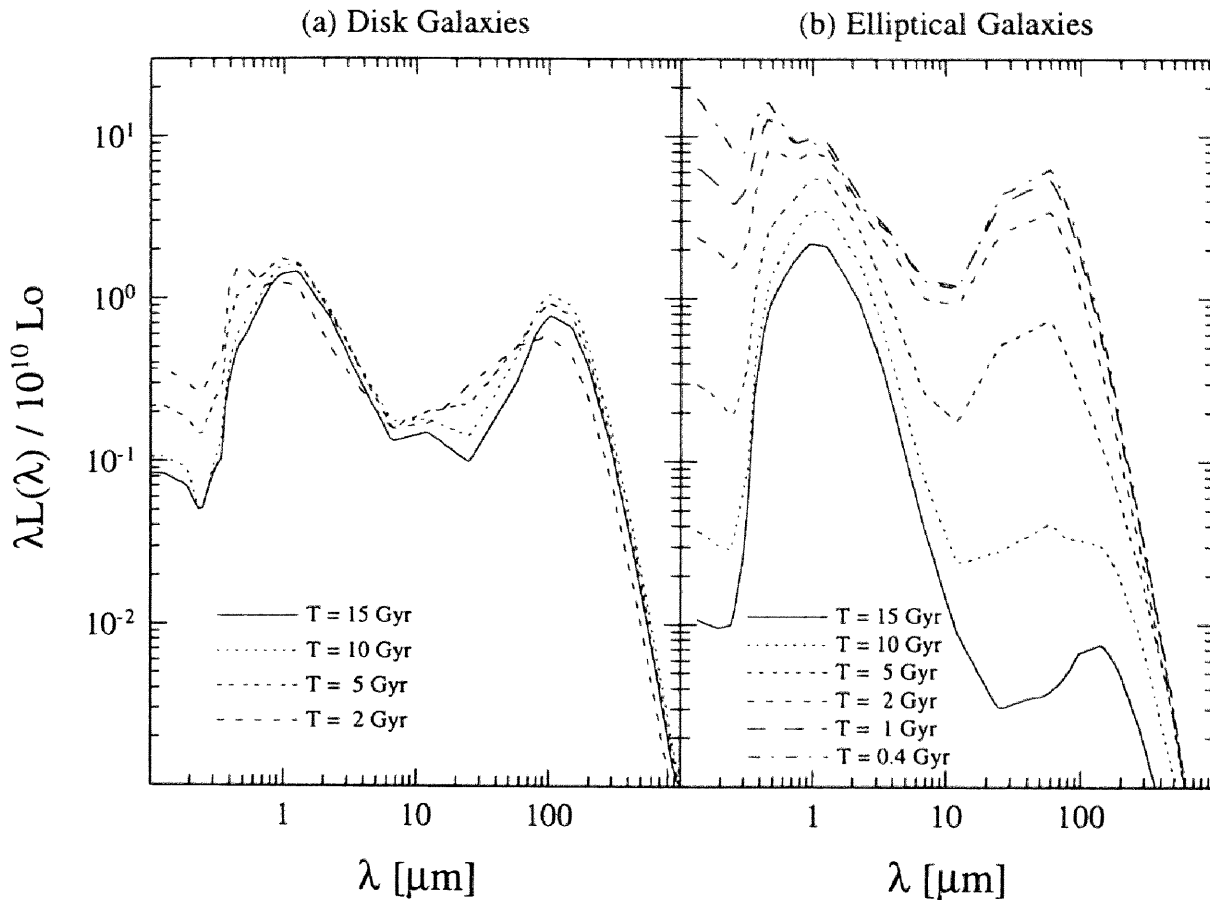


図1-4：銀河のスペクトルの進化モデルの計算例 化学進化と光度進化のモデルから計算した、紫外線からサブミリ波にかけての銀河のスペクトルの計算例を示す。(a)は円盤状銀河についての計算例である (Fig. 4 in Mazzei et al., 1992)。計算には、SFRとして $n=1$ 、 $\Psi_0=12.3$ 、IMFとしてSalpeter関数で $m_1=0.01M_\odot$ 、 $m_2=100M_\odot$ を採っている。(b)は楕円銀河についての計算例である (Fig. 6 in Mazzei et al., 1994)。計算には、SFRとして $n=1$ 、 $\Psi_0=100$ 、IMFとしてSalpeter関数で $m_1=0.01M_\odot$ 、 $m_2=100M_\odot$ を採っている。ここで取り上げたパラメータは、いずれも現在の銀河のスペクトル ( $T=15\text{Gyr}$ ) をよく再現している。円盤状銀河と楕円銀河のスペクトルを比較すると、円盤状銀河は時代によるスペクトルの変化がほとんど見られないのに対して、楕円銀河では遠赤外線での放射エネルギーが誕生初期と現在で劇的に変化していることがわかる。

低質量星が増えてISRFが弱くなるため遠赤外線放射強度は弱くなる。一方円盤状銀河では、ほぼ定常的に星生成が起こるため、銀河の年齢に関わらずほぼ一定のスペクトルを示す。

中心核の活動性があるような銀河では、先に述べた3成分に加えて、中心核の活動星に伴う放射が同程度かあるいは支配的になってくる。最近、中心核の活動性や爆発的な星生成の原因として、銀河同志の相互作用が大きな役割を果たしていると考えられている。この場合、光

度進化と個数密度の進化が同時に起こることになる。しかしながら、現状では相互作用の頻度やその後の進化など、観測的にも不明な点が多く、これらの銀河の進化についての議論は今後の課題である。

## 1-2-4 銀河による赤外線背景放射

銀河の形成と進化を明らかにするには、遠方の個々の銀河を観測して、形成時期から進化の様子を実際に観測するのが一つの方法である。銀河の誕生に激しい星生成が伴うとすると、初期銀河は遠赤外線強い光を出している可能性が高い。実際、遠赤外線領域に全エネルギーのほとんど全てを放出している遠方銀河の例 (IRAS F10214+4724,  $z=2.286$ ; Rowan-Robinson et al., 1993) が観測されている。このような銀河を探すには、遠赤外線領域でのディープ・サーベイが有効である。このような観測は、実際、次期赤外線衛星計画の中心テーマの一つである。

遠方の銀河を個々に分解して観測するには、大きな望遠鏡と長い観測時間を必要とする。また遠赤外線は地上からは観測できないため、現状では遠赤外線でのディープ・サーベイを行う術はない。しかし個々の銀河ではなく、遠方の銀河全ての重ね合わせとして背景放射の強度を観測するのであれば、比較的小規模なシステムで短時間でも観測可能である。

銀河系外背景放射の強度とスペクトルを精密に測定すれば、銀河形成の時期やその後の進化についての情報が得られるはずである。ここでは、銀河の形成・進化のモデルと背景放射強度の関係を簡単に紹介する。

銀河による遠赤外線領域での背景放射強度は、様々な研究者によって評価されている。銀河による背景放射強度を推定するには、銀河の光度関数に従って個々の銀河のスペクトルを足し合わせればよい。この際、2つの要因が背景放射強度の値に大きな影響を与える。その要因は、一つは銀河の個数密度あるいは光度の進化の問題でありもう一つは銀河形成の時期の問題である。

1-2-3で述べたように、遠赤外線での光度関数は、ごく近傍の銀河に対する値しか分かっていない。また、銀河のタイプも円盤状銀河に限られている。従って、可視光や近赤外線、電波の観測などから、種々の銀河に対する光度関数を推定し、さらにそれらの銀河の個数密度や光度の進化モデルを仮定しなければならない。銀河形成の時期も観測的に明らかになっていないため、未定パラ

メータである。

ここでは、何人かの研究者によって計算された背景放射強度のモデルを示す。それぞれの研究者によって、異なる銀河進化のモデルや仮定を置いているので、その点についても簡単に触れる。

## (a) Beichman &amp; Helou (1991)

Beichman & Helou (1991) は、Soifer et al. (1987) が求めた、明るい赤外銀河に対する光度関数をもとに、背景放射強度を計算した。Soiferらが求めた光度関数は、IRAS 60 $\mu$ mでのフラックスが5.4 Jy以上の銀河324個に対するもので、平均的な赤方変移は $z=0.01$ 、光度範囲は $\sim 2 \times 10^8 L_{\odot}$ から $\sim 10^{13} L_{\odot}$ である ( $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ を仮定)。ここで得られた光度関数はさわめて近傍の銀河に対するものである。そこで、銀河進化のモデルを仮定し、いくつかのパラメータに対して背景放射強度の計算を行っている。

銀河のスペクトルは、cirrus成分、starburst成分、AGN成分の3つの成分を、赤外光度を基に足し合わせて再現している。光度が $10^{10} L_{\odot}$ までの銀河は通常銀河の放射成分であるcirrus成分のみのスペクトルを持つと考える。光度が $8 \times 10^{12} L_{\odot}$ までの銀河に対しては、 $10^{10} L_{\odot}$ を超える光度をstarburst成分によるものとしてcirrus成分に足し合わせる。starburst成分のスペクトルは、2つの温度成分をもつ放射で表される。starburst成分の光度を $L_{\text{sb}} = L_{\text{gal}} - 10^{10} L_{\odot}$ とすると、2成分の温度はそれぞれ $60 (L_{\text{sb}} / 10^{11} L_{\odot})^{0.1} \text{ K}$ と $175 (L_{\text{sb}} / 10^{11} L_{\odot})^{0.1} \text{ K}$ で与えられる。さらに光度が $8 \times 10^{12} L_{\odot}$ を超えるような銀河に対しては、その超過分をAGN成分による指数関数的なスペクトル $f_{\nu} \propto \nu^{-0.6}$ で足し合わせることによって、銀河のスペクトルを表す。

計算結果を図1-5aに示す。この図では、個数密度の進化のみを考えた場合 ( $\gamma_g = 3, 5, 7$ ) について、赤方変移の上限をいくつか変えて計算したものである。ただし、考慮している銀河の光度範囲は $10^{8.2} L_{\odot}$ から $10^{13} L_{\odot}$ である。また、宇宙モデルとして $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 、 $\Omega = 0$ を仮定している。 $\Omega = 1$ の場合には、この結果はファクター2程度小さくなる。

## (b) Oliver et al. (1992)

Oliver et al. (1992)は、Saunders et al. (1990)の求めた進化モデルを用いて、いくつかの赤方変移の上限値  $z_{\max}$  に対して、遠赤外線背景放射スペクトル強度を計算している。Saundersらは、低光度の銀河も含めた2818個の赤外銀河に対して光度関数を求めた。このサンプルの平均的な赤方変移は  $z \sim 0.1$  で、光度範囲は  $\sim 10^5 L_{\odot}$  から  $\sim 10^{13} L_{\odot}$  のおよそ8桁にわたっている ( $H_0 = 66 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  を仮定)。この光度関数は  $\sim 10^9 L_{\odot}$  で折れ曲がりが見られ、これよりも低い光度では個数密度はほぼ一定になっている。光度が  $\sim 10^9 L_{\odot}$  よりも明るい銀河は、ガウス関数的に減少する ( $\sigma \sim 0.7 L_{\odot}$ )。さらにこのサンプルでは、進化を無視した場合の光度関数に対して系統的なずれが見られる。そこで銀河の進化モデルを考慮して光度関数を合わせると、光度進化のみを仮定した場合、指数関数モデル ((1-5)式) で  $Q_1 = 3.2 \pm 1.0$ 、個数密度の進化のみを仮定した場合、べき関数モデル ((1-7)式) で  $\gamma_d = 6.7 \pm 2.3$  という値を得た。(両者は、

$$\gamma_d + 2.1 Q_1 = 6.7 \pm 2.3 \quad (1-12)$$

なる関係で結ばれる。)

銀河のモデルとしては、Rowan-Robinson & Crawford (1989) が導いたモデルを使用している。これは銀河の放射成分を、ディスク成分と星生成成分と Seyfert 成分の3つに分け、それぞれの寄与を銀河のタイプごとに变えて銀河のスペクトルを説明するものである。このうち Seyfert 成分は、背景放射への寄与が小さいので ( $< 10\%$ )、ここでの計算に入れていない。ディスク成分と星生成成分の寄与の割合は、銀河の絶対光度の違いで変化してくる。Saunders et al. (1990) は遠赤外線の温度を基準に、低温銀河 ( $< 36 \text{ K}$ ) と中低温銀河 ( $> 36 \text{ K}$ ) に分けて光度関数を求めると、およそ  $5 \times 10^{10} L_{\odot}$  以下では低温銀河が、それ以上では中低温銀河が支配的になることを指摘した。それぞれの銀河は、およそディスク銀河と爆発的星生成銀河に対応する。そこで、それぞれの光度関数をもとに、ディスク成分と星生成成分の寄与の割合を変化させる。

このようにして求めた、背景放射のスペクトルを図1-5bに示す。Oliverらは、光度進化のみの場合と個数密度進化のみの場合についていろいろな  $z_{\max}$  に対して計算

しているが、図では代表的なパラメータについて示している。IRASで決めた光度関数はごく近傍のもの ( $z < 0.1$ ) なので、遠方まで足し合わせるとき、モデルの違いによって背景放射強度に大きな変化が生じる。図では指数関数モデルの他に、光のクエーサーで決めたべき関数モデルの場合 ( $\gamma_1 = 3.15$ ) も同時に示している。

光度進化の場合と個数密度進化の場合を比較すると、光度進化モデルの結果は個数密度の進化モデルの結果と較べて一桁程度低い値になっている。これは、個数密度の進化モデルの方が、 $z$  に対する依存性が大きいモデルになっているためである。

Oliver et al. (1992)の計算結果とBeichman & Helou (1991)の計算結果を比較すると、ほぼ同じ条件のモデル計算でも、スペクトルと強度に大きな違いが見られる。例えば、Oliverらの  $\gamma_d = 6.7$ 、 $z_{\max} = 1$  の計算例と、Beichmanらの  $\gamma_d = 7$ 、 $z_{\max} = 1$  の計算例を較べると、 $100 \mu\text{m}$  前後の波長帯でファクター2程度Beichmanらの値が低くなっている。また、スペクトルの形も大きく異なっている。これは、考慮している銀河の光度範囲と、銀河のスペクトル・モデルの違いによるものである。Beichmanらは、 $10^{8.2} L_{\odot}$  以上の光度の銀河についてのみ計算しているが、Oliverらはそれよりも暗い銀河まで計算に入れている。このため、Beichmanらの結果は暗めに出ていると考えられる。またスペクトルの違いは、Beichmanらが中心核の活動性を考慮している (べき関数のスペクトルを持つ) のに対して、Oliverらはこの成分を無視しているため、長波長側でのスペクトルのずれが見られるものと思われる。

背景放射強度の絶対値を決めるには、考慮する銀河の光度範囲が重要になる。特に暗い銀河は個数が多くなるため、背景放射強度として十分な寄与をする。Saunders et al. (1990) が求めた光度関数では、光度が  $10^9 L_{\odot}$  以下では個数密度がほぼ一定であることを考えると、暗い銀河の寄与の割合は低下するが、それでもBeichmanらの採用した  $10^{8.2} L_{\odot}$  は明るすぎるように思われる。従って、Oliverらの計算結果の方がよりもっともらしいと思われる。

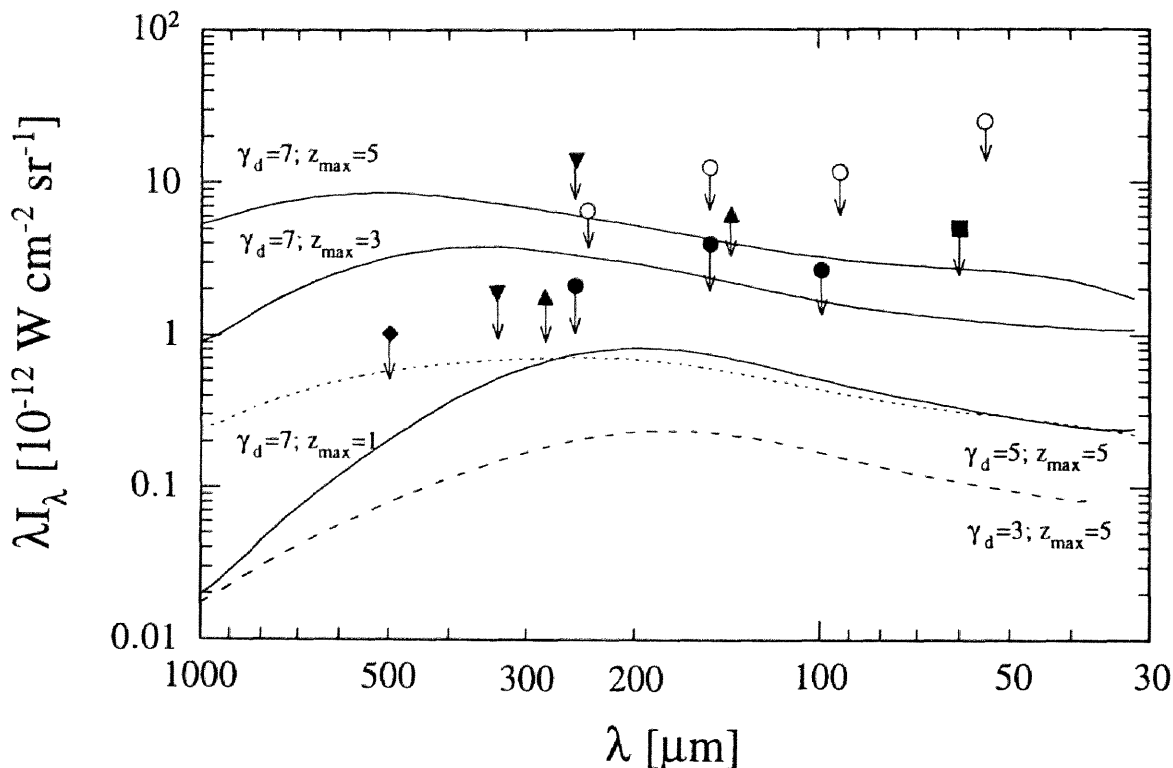


図1-5：銀河進化モデルから期待される背景放射強度と観測例 (a) Beichman & Helou (1991) によって計算された、銀河の進化モデルから期待される背景放射強度と、これまでの観測から与えられている背景放射強度の上限値を示す。図に示した背景放射強度は、個数密度の進化のみのモデルで、 $\gamma_d=7$  (実線)、 $\gamma_d=5$  (点線)、 $\gamma_d=3$  (破線) について、赤方変移  $z$  の上限を 5 とした場合の計算例を示している。 $\gamma_d=7$  のモデルについては、 $z_{\text{max}}$  が 1 と 3 の場合についても示してある。図に示した上限値は、(○) が COBE/DIRBE による黄道座標の南極での観測値を、(◆) が COBE/FIRAS による一様成分の上限値を示している。また、(■) が IRAS 60  $\mu\text{m}$  の  $2\sigma$  の上限値である (COBE による感度補正済)。(●) は、(○) から IRAS のデータをもとに推定した上限値である。(以上 Oliver et al., 1992 参照) (▲) と (▼) はそれぞれ、K-9M-80 号機および S-520-10 号機のロケット観測をもとに、中性水素の柱密度との相関から求めた  $2\sigma$  の上限値である (Sato Private communication, 1993)。

われている (Boulanger & Péroult, 1988; Rowan-Robinson et al, 1990; Jones & Rowan-Robinson, 1993)。これらの結果を簡単に紹介する。

### 1-2-5 これまでの観測的制限

これまでも、銀河系外背景放射の観測的研究が、いくつかのグループで行われている。名古屋大学-カリフォルニア大学の赤外線グループは、宇宙科学研究所のロケットを用いて、遠赤外線の銀河系外背景放射の観測を行ってきた (Matsumoto et al., 1988; Matsumoto, 1990; Sato, 1993)。また IRAS のデータを用いて、様々な研究者によって銀河系外背景放射強度の評価が行

#### (a) K-9M-80 Experiment

(Matsumoto, 1990; Matsumoto et al., 1988; Sato, 1993)

この実験は、1987 年に名古屋大学の赤外線天文グループとカリフォルニア大学バークレイ校のグループが共同で行った、宇宙背景放射観測のためのロケット実験であ



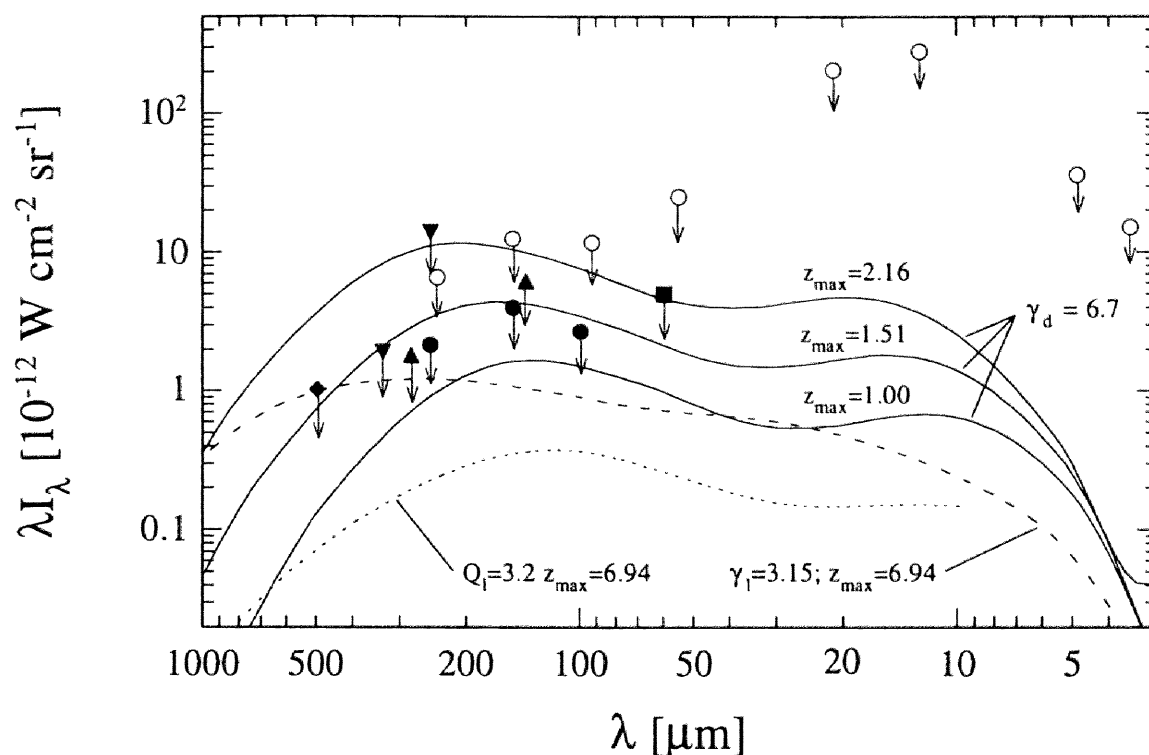


図1-5：銀河進化モデルから期待される背景放射強度と観測例 (b) Oliver et al. (1992)  
 によって計算された、銀河進化のモデルから期待される背景放射強度と、これまでの観測から与えられている背景放射強度の上限値を示す。図に示した背景放射強度は、実線が個数密度の進化モデル ( $\gamma_d=6.7$ ) について、赤方変移  $z$  の上限を 1.00、1.51、2.16 とした場合の計算例を、破線と点線は光度進化のみを考えた場合で、それぞれ  $\gamma_1=3.15$  と  $Q_1=3.2$  のモデルについて  $z_{\max}=6.94$  の場合の計算例を示している。なお、図に示した上限値は、(a) に示したものと同一である。

る。観測の目的は、宇宙マイクロ波背景放射の絶対強度とスペクトルの観測、および遠赤外線領域での背景放射強度の測定である。この目的のため、K-9M-80 ロケットに搭載された測光器は 1160、709、481、262、137、102  $\mu\text{m}$  の 6 つの広帯域測光チャンネルを持ち、7.6° の視野で天空を掃天観測した (Matsumoto et al., 1988)。

この観測で、3K 宇宙マイクロ波放射の Wien 領域に対応する長波長側の 3 チャンネルで、黒体放射からのスペクトルのずれが観測された。その後の COBE/FIRAS の観測によって、この結果は否定されたが (Mather et al., 1990)、宇宙初期の進化の研究が進展する契機となった。一方、短波長側の 3 チャンネルのデータでは、中性水素の柱密度との相関から銀河系外背景放射の上限値が抑えられている (Matsumoto, 1990)。その後の

詳しいデータ解析で、K-9M-80 ロケット実験ではデータが電氣的な干渉の影響を受けていることが明らかになり、これを考慮した解析では、COBE の結果とよい一致を示している (Sato, 1993)。再解析されたデータをもとに、中性水素の柱密度との相関から、銀河系外背景放射の上限値を与えている。図 1-5 (a) と (b) に (▲) で示したデータは、再解析によって得られた  $2\sigma$  の上限値である。

#### (b) S-520-10 Experiment (Sato, 1993)

S-520-10 ロケット実験は、K-9M-80 ロケット実験の成果をふまえて、より高感度で宇宙背景放射を測定す

## 1. 序論

るために行われた。この実験はK-9M-80と同じグループによって1989年に行われた。搭載された測光器には、世界初の0.3Kボロメータが使用され、1.5mmから200 $\mu$ mの6つの測光チャンネルを持ち、7° $\phi$ の視野で天空を掃天観測した。

この結果、宇宙マイクロ波背景放射は、温度が $2.728 \pm 0.03$ Kの黒体放射のスペクトルによく合うことが示された。これはCOBE/FIRASの結果とよく一致する。一方短波長側のチャンネルでは、中性水素の柱密度との相関から、銀河系外背景放射強度の上限値が与えられた。この値は、図1-5(a)と(b)に(▼)で示している(Sato 1993)。

### (c) IRAS Results

IRASは、拡散光の絶対強度を精密に測定するように設計されていなかった。そのため、背景放射強度の絶対値に対しては、大きな不定性を含んでいる。各チャンネルでの絶対強度の不定性は、1.6MJy/sr(12 $\mu$ m)、3.6MJy/sr(25 $\mu$ m)、1.0MJy/sr(60 $\mu$ m)、1.6MJy/sr(100 $\mu$ m)である(IRAS Explanatory Supplement, 1987)。しかし、全天という広い領域をカバーした観測データは、前景成分の推定には有利である。この利点を活かして、IRASによる背景放射強度の議論がなされている。

Boulanger & Perault(1988)は、Zodiacal History Fileから、黄道光成分を単純なモデルでフィッティングして差し引き、銀河系内の拡散放射成分について議論している。その中で、100 $\mu$ mバンドのデータと中性水素の柱密度の相関から、100 $\mu$ mでの背景放射成分について触れている。これによると、中性水素の柱密度がゼロでの100 $\mu$ mバンドの強度は $(1.8 \pm 0.3)$  MJy sr<sup>-1</sup>である。この値は、南北の銀極付近のデータから得られたもので、南北で同じ様な値であることから、等方的な放射成分であると考えられる。また、銀極方向での電離ガスに付随した放射の寄与は、0.6MJy/sr程度であると推定されているので、残りの背景放射として、 $1.2 \text{ MJy sr}^{-1} [\lambda I_{\lambda}(100\mu\text{m}) = 3.6 \times 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ に対応}]$ という値が得られている。これが銀河系外背景放射に対応するかどうかは疑問の余地がある。すなわち、黄道光成分の差し引きでの黄緯依存性とゼロ・レベルが問題である。黄道光成分の物理的なモデルがま

だ十分確立していないため、系統的な誤差が入る可能性が存在する。またこの値自身、IRASのデータの絶対値の不定性と同程度であり、有意な値であるとは考えにくい。

これに対して、Rowan-Robinsonらは、黄道光成分の物理的な分布モデルを仮定し、フィッティングによってモデル・パラメータを決めると共に、等方成分についても値を得ている(Rowan-Robinson et al., 1990)。最近の結果によると、各チャンネルでの等方成分の強度は、MJy sr<sup>-1</sup>単位でそれぞれ2.3(12 $\mu$ m)、4.0(25 $\mu$ m)、-0.3(60 $\mu$ m)、3.8(100 $\mu$ m)である(Jones & Rowan-Robinson, 1993)。

いずれの場合も、IRASデータの絶対値の不定性により、有意な銀河系外背景放射を検出するに至っていない。この内60 $\mu$ mの値は、2 $\sigma$ の上限値として図1-5(a)と(b)に(■)で示してある。Rowan-Robinson et al. (1991)は、一部公開されたCOBE/DIRBEの黄道座標の南極のデータ(図1-5の○印:Mather et al., 1990)を用いてIRASデータの絶対値とゼロ・レベルの再較正を行いつている。また、最近公開されたCOBE/DIRBEの銀河面のデータとIRASのデータを比較して、IRASデータの系統的なずれが指摘されている(DIRBE Explanatory Supplement, 1993; ISSA Explanatory Supplement 1994)。

これまでの観測結果を、銀河進化のモデルから期待される背景放射強度と比較すると、激しい進化を期待するようなモデルは、既に棄却されている。しかし、可視光や電波などの銀河カウントから得られた進化モデルとの比較では、現在の背景放射強度の上限値は、ちょうど同じレベルにきている。この進化モデルが棄却されるのか否かは、新しい観測結果が待たれるところである。COBE/DIRBEは、まさにこの問題を明らかにするために設計され、観測が行われた。現在解析が進行中であり、近い将来、この問題に対する新たな成果が得られるものと期待される。

## 1-3 この観測実験の目標

### 1-3-1 この論文の主題

今回の我々の観測の目的の一つは、遠赤外線領域での銀河系外背景放射強度を精密に測定し、銀河の形成と進化の問題を明らかにすることである。当時既に打ち上げられていたCOBEに対して、有意な成果をあげるには、COBE/DIRBEの感度を上回る必要がある。この目的に対して、我々が利用出来る観測手段は、文部省宇宙科学研究所の観測用ロケットS-520である。これは直径が520mmの1段式固体燃料ロケットで、およそ50kgの観測機器を搭載でき、約5分間の大気圏外での観測を可能にする。このような限られた資源の中で、天文学的に新しい成果を得るためにはいくつかの新しい技術開発と工夫が必要であった。

これまでの観測で明らかなように、銀河系外背景放射の有意な検出例はなく、強度としてかなり低いことが予想される。このような微弱な背景放射を、限られた時間とサイズのなかで測定するには、高性能な観測システムが必要となる（第2章）。このため、新たに遠赤外線測光器を開発した。高性能な測光器を実現するための技術と、データの高い信頼性を得るための工夫を第3章で説明する。また、この遠赤外線測光器では高性能化のために、これまでにはなかった電荷蓄積型の遠赤外線光伝導型検出器システムを開発し採用した。この検出器システムは、今後広く利用されることが期待されるシステムであり、APPENDIX-Aで詳しく取り上げている。

一方で、背景放射強度を精密に測定するには、前景成分の評価が重要となる。これには、ロケット周辺環境放射成分と、我々の太陽系に付随したダストによる放射成分、我々の銀河系に付随した星間ダストによる放射成分が存在する。ロケット観測では観測時間が短いため、これらの前景成分を系統的に評価することは困難である。そこで、観測装置にダストよけの傘を取り付けたり（第2章）、観測領域を厳選するなどして、前景放射成分自身を低くおさえる工夫をしている。特に観測領域は、第

4章で述べるように、高銀緯でしかも全天で最も中性水素の柱密度が低いLockman Holeと呼ばれる領域を選んだ。銀河系に付随した星間ダストからの放射強度は、中性水素の柱密度に比例することが知られており、この値の小さい領域を観測することによって、星間ダストからの放射成分を低くおさえることができる。また、Lockman Holeは黄緯が50度程度あり、観測波長域を100 $\mu\text{m}$ よりも長波長側に伸ばすことと合わせて、太陽系に付随したダストからの放射成分も低くおさえることができる。

以上のような、新しい技術開発や工夫にも関わらず、未知の要因によって観測データは乱される。実際の観測でも、予期せぬ現象によって観測データが乱された。これに伴うデータの信頼性について第5章とAPPENDIX-Bで議論している。

我々の最終目的である、遠赤外線領域での銀河系外背景放射の強度については、第6章で議論している。

### 1-3-2 その他の天文学的成果

今回の観測には、もう一つの大きな目的がある。それは、高銀緯領域での星間物理状態の解明である。このため遠赤外線測光器には、1階電離炭素の出す遠赤外禁制線[CII]157.74 $\mu\text{m}$  ( $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ )を測定するための、狭帯域測光チャンネルを搭載している。[CII]輝線は星間ガスの冷却に重要な役割を果たす禁制線で、この輝線の観測は星間ガスの物理状態を探る上で重要である。これまで、銀河面での[CII]輝線の観測は、気球などを用いて行われていたが、高銀緯領域では感度の問題もあり、観測例はなかった。今回、我々の高性能遠赤外線測光器を用いることによって、初めて高銀緯領域で[CII]輝線の観測が可能になり、高銀緯領域での星間ガスの物理状態を解明する重要な情報が得られた。この項目に関しては、この論文では扱わないが、Bock et al. (1993) およびBock (1994)で詳しく論じられている。

一方、高銀緯領域での星間ダストに関しても十分な情報は得られていなかった。IRASは、12 $\mu\text{m}$ 、25 $\mu\text{m}$ 、60 $\mu\text{m}$ および100 $\mu\text{m}$ の4つのバンドで全天をサーベイ観測し、星間ダストについて多くの情報を提供した。しかし、高銀緯領域などのISRFの弱い領域では、ダストの

## 1. 序論

温度が低いため、IRASのカバーしている $100\mu\text{m}$ の波長まででは、ダストの温度を精密に決めることはできなかった。またIRAS自身、拡散光に対する感度の信頼性が低いため絶対値の議論は十分ではなかった。我々の遠赤外線測光器は、波長域を $200\mu\text{m}$ まで伸ばすことで、高銀緯での星間ダストの温度を精密に測定することを可能にした。これに関する議論は、第6章で簡単に触れている。

以上、今回の観測の目的をまとめると以下のようになる。

- (1) 銀河系外背景放射の強度を精密に測定し、銀河の形成と進化の問題に一石を投じる。
- (2) 星間ガスの冷却に有効な[CII]輝線を用いて、高銀緯領域での星間ガスの物理状態を探る。
- (3) 高銀緯領域の星間ダストの特徴を探る。

それぞれの項目に於て、我々の観測は新しい重要な情報を提供した。(1)と(3)についてはKawada et al, (1994)およびこの論文で、(2)についてはBock et al. (1993)およびBock (1994)に詳しく述べられている。

- Arimoto, N., and Yoshii, Y., "*Photometric and Chemical Evolution of Galaxies Based on an Evolutionary method of Population Synthesis*"  
Astron. Astrophys., 1986, 164, 260-273
- Beichman, C.A., "*The IRAS View of the Galaxy and the Solar System*"  
Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1987, 25, 521-563
- Beichman, C.A. and Helou, G., "*What COBE Might See: The Far-Infrared Cosmological Background*"  
The Astrophysical Journal Letters, 1991, 370, L1-L4
- Bock, J.J., Hristov, V.V., Kawada, M., Matsuhara, H., Matsumoto, T., Matsuura, S., Mauskoph, P.D., Richards, P.L., Tanaka, M., and Lange, A.E., "*Observation of [CII] 158 Micron Emission from the Diffuse Interstellar Medium at High Galactic Latitude*"  
The Astrophysical Journal Letters, 1993, 410, L15-L18
- Bock, J.J., "*Rocket-Borne Observation of Singly Ionized carbon 158  $\mu\text{m}$  Emission from the Diffuse Interstellar Medium*"  
Ph.D Thesis, 1994
- Boggess, N.W., Mather, J.C., Weiss, R., Bennett, C.L., Cheng, E.S., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M.G., Janssen, M.A., Kelsall, T., Meyer, S.S., Moseley, S.H., Murdock, T.L., Shafer, R.A., Silverberg, R.F., Smooth, G.F., Wilkinson, D.T., and Wright, E.L., "*The COBE Mission: Its Design and Performance Two Years Launch*"  
The Astrophysical Journal, 1992, 397, 420-429
- Boulanger, F., and Péroult, M., "*Diffuse Infrared Emission from the Galaxy. I. Solar Neighborhood*"  
The Astrophysical Journal, 1988, 330, 964-985
- Boyle, B.J., Shanks, T., and Peterson, B.A., "*The Evolution of Optically Selected QSOs - II*"  
Mon. Not. R. Astr. Soc., 1988, 235, 935-948
- Broadhurst, T.J., Ellis, R.S., and Glazebrook, K., "*Faint Galaxies: Evolution and Cosmological Curvature*"  
Nature, 1992, 355, 55-58
- Condon, J.J., "*Cosmological Evolution of Radio Sources*"  
The Astrophysical Journal, 1984, 287, 461-474
- Cox, P., and Mezger, P.G., "*The Galactic Infrared/Submillimeter Dust Radiation*"  
Astron. Astrophys. Rev., 1989, 1, 49-83
- Dunlop, J.S., and Peacock, J.A., "*The Redshift cut-off in the Luminosity Function of Radio Galaxies and Quasars*"  
Mon. Not. R. Astr. Soc., 1990, 247, 19-42
- Franceschini, A., Mazzei, P., de Zotti, G., and Danese, L., "*Luminosity Evolution and Dust Effects in Distant Galaxies: Implications for the Observability of the Early Evolutionary Phases*"  
The Astrophysical Journal, 1994, 427, 140-154
- Hacking, P., Condon, J.J., and Houck, J.R., "*A Very Deep IRAS Survey: Constraints on the Evolution of Starburst Galaxies*"  
The Astrophysical Journal Letter, 1987, 316, L15-L19
- Hauser, M.G., Silverberg, R.F., Stier, M.T., Kelsall, T., Gezari, D.Y., Dwek, E., Walser, D., Mather, J., and Cheung, L.H., "*Submillimeter Wavelength Survey of the Galactic Plane from  $l=-5^\circ$  to  $l=+62^\circ$ : Structure and Energetics of the Inner Disk*"  
The Astrophysical Journal, 1984, 285, 74-88
- Hauser, M.G., Kelsall, T., Moseley, S.H., Silverberg, R.F., Murdock, T., Toller, G., Spiesman, W., Weiland, J., "*The Diffuse Infrared Background: COBE and Other Observations*"  
'After the First Three Minutes', Holt, S.S., Bennett, C.L., and Trimble, V. (eds), 1991, 161-
- Jones, M.H., and Rowan-Robinson, M., "*A Physical Model for the IRAS Zodiacal Dust Bands*"  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1993, 264, 237-247
- Kawada, M., Bock, J.J., Hristov, V.V., Lange, A.E., Matsuhara, H., Matsumoto, T., Matsuura, S., Mauskoph, P.D., Richards, P.L., and Tanaka, M., "*A Rocket-Borne Observation of the Far-Infrared Sky at High Galactic Latitude*"  
The Astrophysical Journal Letter, 1994, 425, L89-L92
- Lonsdale, C.J., Hacking, P.B., and Conrow, T.P., "*Galaxy Evolution and Large-Scale Structure in the Far-Infrared. II. The IRAS Faint Source Survey*"  
The Astrophysical Journal, 1990, 358, 60-80
- Mather, J.C., Cheng, E.S., Eplee Jr., R.E., Isaacman, R.B., Meyer, S.S., Shafer, R.A., Weiss, R., Wright, E.L., Bennett, C.L., Boggess, N.W., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M.G., Janssen, M., Kelsall, T., Lubin, P.M., Moseley Jr., S.H., Murdock, T.L., Silverberg, R.F., Smoot, G.F., and Wilkinson, D.T., "*A Preliminary Measurement of the Cosmic Microwave Background Spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) Satellite*"  
The Astrophysical Journal Letters, 1990, 354, L37-L40
- Matsumoto, T., Hayakawa, S., Matsuo, H., Murakami, H., Sato, S., Lange, A.E., and Richards, P.L., "*The Submillimeter Spectrum of the Cosmic Background Radiation*"  
The Astrophysical Journal, 1988, 329, 567-571

- Matsumoto, T., *"Infrared Extragalactic Background Light"*  
'The Galactic and Extragalactic Background Radiation',  
Bowyer, S., and Leiner, C. (eds), 1990, 317-326
- Mazzei, P., Xu, C., and de Zotti, G., *"A model for the  
Photometric Evolution of Disk Galaxies from UV to  
Far-IR"*  
Astron. Astrophys., 1992, 256, 45-55
- Mazzei, P., de Zotti, G., and Xu, C., *"Models for the  
Evolution of the Spectral Energy Distribution of El-  
liptical Galaxies from Ultraviolet to Far-Infrared  
Wavelengths"*  
The Astrophysical Journal, 1994, 422, 81-91
- Oliver, S.J., Rowan-Robinson, M., and Saunders, W.,  
*"Infrared Background Constraints on the Evolution  
of IRAS Galaxies"*  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1992, 256, 15p-22p
- Rothman, L.S., Gamache, R.R., Goldman, A., Brown,  
L.R., Toth, R.A., Pickett, H.M., Poynter, R.L., Flaud,  
J.-M., Camy-Peyret, C., Barbe, A., Husson, N., Rin-  
sland, C.P., and Smith, M.A.H., *"The HITRAN data-  
base: 1986 edition"*  
Applied Optics, 1987, 26, 19, 4058-
- Rowan-Robinson, M., and Crawford, J., *"Models for In-  
frared emission from IRAS Galaxies"*  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1989, 238, 523-558
- Rowan-Robinson, M., Hughes, J., Veda, K., and Walker,  
W.D., *"Modeling the IRAS Zodiacal emission"*  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1990, 246, 273-278
- Rowan-Robinson, M., Hughes, J., Jones, M., Leech, K.,  
Veda, K., and Walker, D.W., *"IRAS maps of Galactic  
Emission and the Zodiacal Bands"*  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1991, 249, 729-741
- Rowan-Robinson, M., Saunders, W., Lawrence, A., and  
Leech, K., *"The QMW IRAS Galaxy Catalogue: A  
Highly Complete and Reliable IRAS 60- $\mu$ m Galaxy  
Catalogue"*  
Mon. Not. R. Astr. Soc., 1991, 253, 485-495
- Rowan-Robinson, M., Efstathiou, A., Lawrence, A., Ol-  
iver, S., Taylor, A., Broadhurst, T.J., McMahon, R.G.,  
Benn, C.R., Condon, J.J., Lonsdale, C.J., Hacking,  
P., Conrow, T., Saunders, W.S., Clements, D.L., Ellis,  
R.S., and Robson, I., *"The Ultraviolet-to-Radio Con-  
tinuum of the Ultraluminous Galaxy IRAS  
F10214+4724"*  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1993, 261, 513-521
- Salpeter, E.E., *"The Luminosity Function and Stellar Evo-  
lution"*  
The Astrophysical Journal, 1955, 121, 161-167
- Sato, S.  
private communication, 1993
- Saunders, W., Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., Ef-  
stathiou, G., Kaiser, N., Ellis, R.S., and Frenk, C.S.,  
*"The 60- $\mu$ m and Far-Infrared Luminosity Functions  
of IRAS Galaxies"*  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1990, 242, 318-337
- Scalo, J.M.  
Fund Cosmic Phys, 1986,
- Sodroski, T.J., Bennett, C., Boggess, N., Dwek, E., Franz,  
B.A., Hauser, M.G., Kelsall, T., Moseley, S.H., Ode-  
gard, N., Silverberg, R.F., and Weiland, J.L., *"Large-  
Scale Characteristics of Interstellar Dust from COBE  
DIRBE Observations"*  
The Astrophysical Journal, 1994, 428, 638-646
- Soifer, B.T., Houck, J.R., and Neugebauer, G., *"The IRAS  
View of the Extragalactic Sky"*  
Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1987, 25, 187-230
- Soifer, B.T., Sanders, D.B., Madore, B.F., Neugebauer,  
G., Danielson, G.E., Elias, J.H., Lonsdale, C.J., and  
Rice, W.L., *"The IRAS Bright Galaxy Sample. II.  
The Sample and Luminosity Function"*  
The Astrophysical Journal, 1987, 320, 238-257
- Traub, W.A., and Stier, M.T., *"Theoretical Atmospheric  
Transmission in the Mid- and Far-Infrared at four  
altitude"*  
Applied Optics, 1976, 15, 364-377

## 第 2 章

S-520-15 号機概要

遠赤外線の天体観測は、地上から行うことが出来ないため、高高度あるいは大気圏外からの観測が必須である。今回の観測では、このための手段として、文部省宇宙科学研究所のS-520型観測ロケットを用いた。S-520型ロケットは1段式の固体燃料ロケットで、直径520mm、全長約9mあり、およそ50kgの搭載機器を高度約350kmまで運ぶことが出来る。これにより、およそ10分間の大気圏外での観測が可能である。またS-520型ロケットは、姿勢制御装置を組み込むことにより、およそ0.2度の精度で連続的に姿勢を制御することができる。S-520型ロケットは、搭載機器を含めて基本的に使い捨てであるが、姿勢制御装置の部分は回収される。

今回の観測では、S-520型ロケットの15号機を使用した。15号機では、目的の天域に望遠鏡を向ける必要性から、姿勢制御装置が組み込まれた。これに搭載された装置は、口径100mmの冷却望遠鏡で、焦点面には近赤外線分光器と遠赤外線測光器の2つの独立した観測装置が置かれた。ここでは、赤外線望遠鏡、信号処理系などの観測システムについて述べる。また、焦点面装置の一つである近赤外線分光器についても簡単に触れる。この論文の主題である、遠赤外線測光器については第3章で述べる。なおMatsuhara et al. (1994)によって、S-520-15号機による観測実験の詳細な報告がなされている。

## 2-1 クライオスタット

### 2-1-1 クライオスタット外観

赤外線、特に遠赤外線の観測では、観測装置自身の出す熱放射が、天体からの微弱な光を測る上で問題になる。

そのため、望遠鏡を含めた観測装置全体を低温に冷やし、この環境放射の影響を抑えなければならない。今回の観測では、200 $\mu$ mまでの遠赤外線の絶対値測光観測を行うため、観測装置全体を超流動液体ヘリウムによって2K程度に冷却する必要がある。このため、図2-1に示すようなクライオスタットを製作した。このクライオスタットには、内部の観測装置を2K以下に保持すると共に、ロケットの打ち上げ時の衝撃に耐える機械的強度が要求される。

クライオスタットの外形は、図2-1に示すように、直径がおよそ35cmのアルミの円筒で、先端に開閉式の蓋が付いている。大気圏内では内部は真空中に保たれ、観測機器は超流動液体ヘリウムによっておよそ2Kに保持される。クライオスタットの周囲には、ヘリウムの注入・排気に関するバルブ類が配置されている。このうちの一つは、地上で液体ヘリウムを超流動状態にするための減圧バルブ(G)で、その開閉は駆動モーターにより遠隔操作される。上部にある蓋(A)は、内部を真空中に保持するためのもので、大気圏外では開いて望遠鏡に光を導く。このため、小型の爆薬で蓋の押さえをはずし、スプリングの力によって開く仕組みになっている。

クライオスタット中央部には傘状のシート(C)がある。これは、ロケット本体や電気回路など、クライオスタット外周にある機器からの脱ガスや塵が、クライオスタット前方に回り込むのを防ぐ役割をする。傘の大きさは、観測に伴う望遠鏡の視野の移動の際にも、これらの脱ガスが望遠鏡視野内に入らないように設計されている。この傘は打ち上げ時には折り畳まれ、ノーズフェアリング内に格納されている。上空でフェアリングが開いた後、傘の骨であるベリリウム銅のバネの力で展開する。傘の材質は、アルミを蒸着したカプトンシートで、それ自身からの脱ガスなどが生じないように配慮されている。

クライオスタットの低部にはスターセンサー(L)が取り付けられている。これは、飛行中のロケット(望遠鏡)の天球に対する姿勢を決定するためのものである。望遠鏡の光軸方向は、ダストよけの傘によって遮られるため、スターセンサーの視野は、望遠鏡光軸に対しておよそ75度オフセットされている。スターセンサーはカメラ・レンズとSiフォト・ダイオードを組み合わせたもので、1度 $\phi$ の視野を持ち、約6等までの星を検出することができる。飛行中の姿勢は、このスターセンサーの信号と、ロケット本体の姿勢制御装置(ジャイロ)からの信号をもとに決定される。姿勢決定については第4章で述べる。

このクライオスタットは、打ち上げ時のロケットモ-



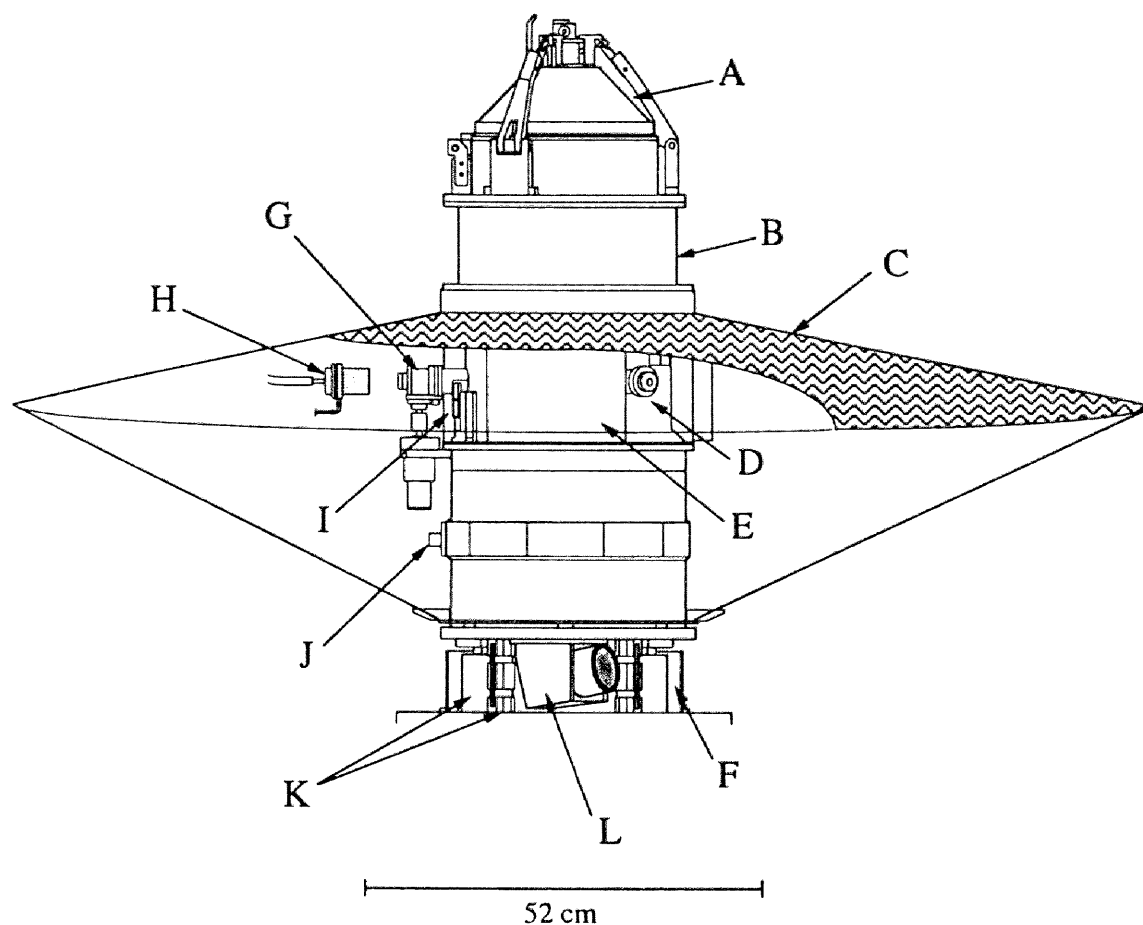


図2-1：クライオスタット外観 観測に使用したロケット搭載用クライオスタットの構造を示す。クライオスタットは直径およそ35cmのアルミニウムの円筒(B)でできており、ダンパー(K)を介してロケット本体に取り付けられている。図は外蓋(A)を閉じた状態で、内部を真空中に保持する。観測時には3本の爪が外れ、左端のヒンジを支点にして展開する仕組みである。クライオスタット中央部の傘状のものは、ダストよけのシート(C)で、展開した状態を示している。打ち上げ時は、折り畳まれてフェアリング内にあり、ロケットモータの切り離しと同時に展開し、ロケット本体やクライオスタット外周機器からのガスやダストが、望遠鏡前面に回り込むのを防ぐ。クライオスタット底面にはスター・センサー(L)があり、望遠鏡の視野方向を決定するために用いられる。クライオスタットの周囲には各種バルブ類や電気回路が取り付けられている。(J)はクライオスタット内部を真空中に引くためのバルブである。(D)は液体ヘリウム注入用のバルブで、液体ヘリウム注入後封じ切られる。(G)はヘリウムタンクの減圧用バルブで、打ち上げ前にタンク内の液体ヘリウムを超流動状態にするために用いられる。このバルブは打ち上げ直前に電動モータによって閉じられ、着脱式コネクター(H)で減圧ラインから切り離される。打ち上げ時にはヘリウムタンクは密閉状態になるため、内部気圧は上昇する。ロケットが大気圏外に達した段階で減圧弁(I)を開き、減圧を再開する。(E)はプリアンプ・ボックスで観測装置への電源供給及び信号増幅の増幅を行う。この信号はクライオスタット低部、ロケット本体側に設置された制御装置(F)に送らる。制御装置はメインの電力供給、観測装置の制御信号の生成およびテレメータとのインターフェイスを取り持つ。これらの電気回路を含むクライオスタット全体は、ロケット本体から電気的に絶縁されている。

ターによる振動や衝撃を抑えるために、ダンパー(K)を介してロケット本体に取り付けられている。また観測機器が微小信号を扱うので、ロケット本体側の電気機器と

の干渉を避けるために、クライオスタット全体はロケット本体と電気的に絶縁されている。

## 2-1-2 クライオスタットの内部構造

図2-2はクライオスタットの内部を示したものである。クライオスタットの中央部にはトーラス状の液体ヘリウムタンク (E) がある。ヘリウムタンクとクライオスタットの外壁との間には放射シールド (H) がある。放射シールドは、蒸発した低温のヘリウムガスで冷やされ、およそ100Kに保たれている。これらの構造物は、クライオスタット中央部の2段12本のGFRP製のベルト (F) によって、機械的に保持されている。このGFRPベルトは、ロケット打ち上げ時の衝撃に耐えらるとともに、ヘリウムタンクへの熱流入ができるだけ小さくなるように設計されている。

ヘリウムタンクの底には多孔質のタイルが取り付けられている。これは、無重力状態でも液体ヘリウムをタンクの底部に定位させ、コールド・プレートを常に2Kに保

持するためのものである。これらの工夫により、21の液体ヘリウム容量で、低温部を4.2Kの状態に約8時間維持できる (ただし、予冷後に液体ヘリウムを再充填した場合)。また減圧して低温部を2Kにした場合でも、約6時間の保持能力がある。この保持時間は、ロケット射場での準備時間や、実験室での各種性能評価実験の際にも十分な時間である。

## 2-2 搭載観測機器

### 2-2-1 冷却赤外線望遠鏡

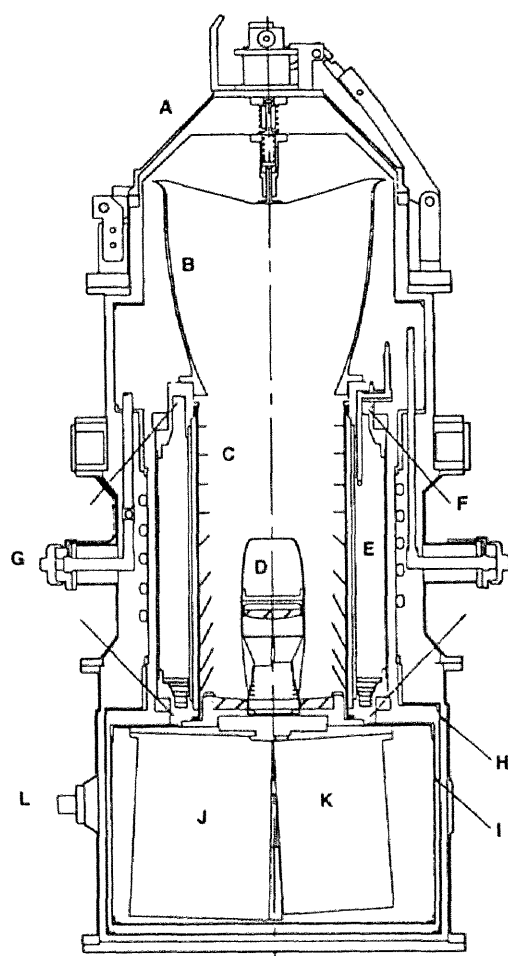


図2-2: クライオスタットの内部構造 クライオスタットの断面図を示す。(A)はクライオスタット外壁を構成する蓋で、内部にはさらに二重の蓋がある。中央部にはトーラス状の液体ヘリウムタンク (E) があり、上下二段計12本のGFRPベルト (F) によって機械的に保持されている。このベルトは、途中液体ヘリウムの配管 (G) によっておよそ100Kに冷やされた放射シールド (H) と熱接触を取り、ヘリウムタンクへの熱流入が小さくなるように配慮されている。ヘリウムタンクの中央部には望遠鏡システムがある。これは直径10cmのRitchey-Chrétien型のカセグレン望遠鏡 (D) と、反射型 (B) および吸収型 (C) のパッフルからなる。望遠鏡システムは、超流動液体ヘリウムのタンクと熱結合することでおおよそ2Kに保たれる。反射型パッフル (B) の前面には二重の蓋があり、外蓋 (A) とGFRPの棒でつながっている。これらの蓋はそれぞれ、反射型パッフル (B) と放射シールド (H) と熱接触しており、低温に冷やされている。望遠鏡の焦点面には2種類の独立した観測装置がおかれている。それぞれ遠赤外線測光器 (J) と近赤外線分光器 (K) である。観測装置のおかれた空間はおおよそ2K-の放射シールド (I) によって覆われ、環境放射の影響を除去している。

トラス状のヘリウムタンクの中心部には、望遠鏡システムが組み込まれている。この望遠鏡は直径100mm、 $F=1$ の主鏡に直径55mmの副鏡を組み合わせた、Ritchey-Chrétien型のカセグレン望遠鏡(D)である。この望遠鏡の合成F値は4で、従って実質焦点距離は40cmである。空の明るさの絶対値測光を行う場合には、視野外からの光(地球大気のアルベドなど)をできるだけ抑えることが重要になる。この望遠鏡システムは、迷光を出来るだけ抑えるために、遮光効果の高い2段式のバッフルが取り付けられている。まず1段目には反射型のバッフル(B)がある。これは許容角が40度のWinston型の集光ホーンになっていて、光軸から40度以上離れた方向から進入してきた光を外部へ散乱させる。2段目は吸収型のバッフル(C)になっていて、主鏡ならびに副鏡を取り囲むように設置されている。これは、一段目の反射型バッフルを通り抜けてきた迷光を除去するためのものである。このバッフルシステムは1995年打ち上げ予定の宇宙赤外線望遠鏡(InfraRed Telescope in Space: IRTS)に用いられるものと同じタイプのもので、その性能はS-520-11号機のロケット実験でも確認されている(Bock 1994)。

望遠鏡は、ヘリウムタンクと熱的に強く接触しており、バッフルも含めて、オペレーション時はおよそ2Kに保たれる。このため、望遠鏡システム自身の熱放射は無視できる。

打ち上げ時には、1段目のバッフルの前にアルミ製の蓋(A)が取り付けられている。ヘリウムタンクへの熱流入を抑えるために、この蓋は2重蓋になっており、内側の蓋は2Kの反射型バッフルに、外側の蓋は100Kの放射シールドに、スプリングによって押えつけられている。各蓋はGFRPの細い棒を介して、クライオスタットの外蓋に接続されていて、上空でクライオスタットの蓋に連動して開く。この蓋の温度はおよそ10Kで、これによって打ち上げ前の観測装置の動作確認が可能になる(遠赤外線測光器にとっては観測対象よりも1桁以上明るい)。

## 2-2-2 焦点面装置

望遠鏡の背後には、焦点面装置を取り付けるためのコールド・プレートがある。このプレート全体はヘリウムタンクと熱的に強く結合されており、焦点面装置を2Kに冷やすために利用される。また、このプレート面は光学的な基準面として利用される。焦点面装置が納まる空間は、周囲からの熱放射を遮るために、コールド・プレートに取り付けられた放射シールド(I)で覆われている。この放射シールドは、さらに100Kの放射シールドで覆われている。これによって、焦点面は低背景放射環境が実現されている。

焦点面に取り付けられた装置は2種類で、それぞれ遠赤外線測光器(J)と近赤外線分光器(K)である。これらは、構造的にも電気的にも独立したユニットとして設計されており、相互の干渉を避けると共に、保守性をよくしている。それぞれの装置の入射開口は、望遠鏡の焦点面の異なる位置にあり、従ってそれぞれの視野方向は、望遠鏡の光軸から傾いた異なる方向を向いている。また、2つの装置は同時に観測を行うことが可能である。

## 2-3 近赤外線分光器(NIRS)

S-520-15号機には2種類の焦点面装置が搭載された。一つはこの論文で扱っている遠赤外線測光器であり、もう一つは近赤外線分光器(Near-Infrared Spectrometer: NIRS)である。この2つの焦点面装置は、焦点面を共有する形で設置されているが、構造的にも電気的にもほぼ完全に独立した装置である。NIRSについてはこの論文で扱わないが、ロケットの姿勢決定などと関連して引用する機会があるので、簡単に説明しておく。なお、この観測装置に関する詳しい記述、および観測成果については、Matsuura et al. (1994)にまとめられている。

NIRSの観測目的は、宇宙論的なスペクトル構造の検出である。銀河進化のモデルによると、銀河形成時( $z \geq 10$ )に爆発的な星生成が起り、それに伴って放出された紫外線から可視光にかけてのエネルギーが、赤方

変移によって近赤外線の領域にシフトする。銀河形成に伴う爆発的な星生成が、短期間 ( $\sim 10^7$  年) に行われたとすると、この現象は、近赤外線領域でライン状のスペクトル構造として観測されるはずである。近赤外線分光器は、銀河形成時の証拠を捕らえるために、 $1\text{--}4\mu\text{m}$  の波長帯で、銀河系外背景放射の絶対強度と、そのスペクトルを測ることを目的に設計されている。

NIRSは、グレーティングと鏡を組み合わせた分光器である(図2-3)。波長分解能は、銀河形成に伴うスペクトル構造を検出できるように、 $\Delta\lambda \sim 0.13\mu\text{m}$  となっている。検出器には、IRTSに搭載される、近赤外線分光器用に開発した24素子のInSb 1次元アレイ検出器が使用されている。この検出器の特徴は、InSbを用いた1次元フォトダイオード・アレイに、電荷蓄積型の読みだし回路を組み合わせたことで、この波長帯では最も高性能な検出器である。この検出器を2 Kの温度で動作させ

た場合、暗電流はおよそ  $50\text{ e}^- \text{ s}^{-1}$ 、読みだしノイズは5秒の積分時間でおよそ  $100\text{ e}^-$  である。

NIRSはスリットによって  $0.2^\circ \times 0.2^\circ$  の視野を持っている。表面輝度を測る場合、広い視野の方がS/N的に有利であるが、手前にある星の混入が、背景放射の表面輝度を決める上で問題になってくる。NIRSの視野の場合、背景放射に対する星の混入の影響は10%以下であると期待される。空からの光は、スリットの背後に取り付けられた低温のシャッターによって周期的に遮られる。シャッターが閉じた状態での信号出力から、装置自身のオフセットを知ることが出来る。また、分光器内部に安定な光源を持っており、定期的にそれを点灯させることによって、検出器の感度変化をモニターすることが出来る仕組みになっている。

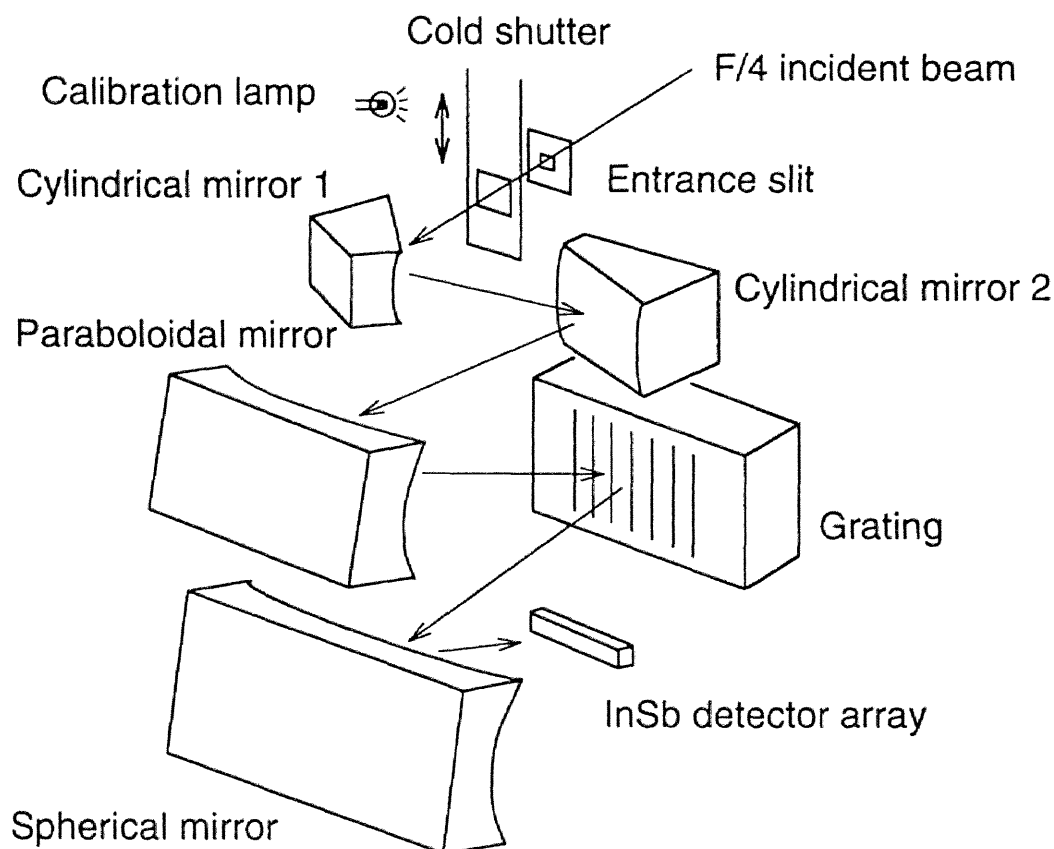


図2-3：近赤外線分光器の光学系 近赤外線分光器は反射光学系を用いたグレーティング分光器である。入射スリットの背後には低温シャッターがあり、絶対値強度の測定が可能である。入射光はミラー群で整えられ、グレーティングによってスペクトル方向に分散させられる。これを一次元のInSb検出器で受ける仕組みである。また、分光器には較正用の光源があり、常に感度の構成が可能である。(Matsuura et al., 1994)

NIRSの視野パターン、スペクトル特性、感度特性などは、実験室で詳しく評価されている。NIRSの諸元を表2-1にまとめておく。

## 2-4 データ取得システム

ロケットを用いた観測では、観測データは電波によって地上局に送られる。我々は、ロケットと地上とのデータの送・受信部分を除く全ての部分を設計・製作する必要がある。

まず検出器からの信号に対して、増幅・整形などの電氣的な処理が行われる。その後、チャンネルごとにデジタル信号に変換され、ロケットのテレメータに送られる。テレメータでは、我々のデジタル信号とロケット側の信

号（姿勢情報など）を合わせて、特定のフォーマットに従って地上に伝送される。地上側では、送られてきたデータをそのままのフォーマットでデータレコーダーに記録するとともに、モニター用にリアルタイムで提供される。我々は、このフォーマットされたデータから必要なデータを取りだし、保存・表示を行う装置（Grand Support Electronics: GSEと呼ばれる）を作る必要がある。我々のGSEは、フォーマットされたデータから必要なデータを取り出す回路と、取り出したデータを表示、保存するコンピュータからなる。このためのコンピュータにはIBM-PC/AT互換機を使用し、両者はGP-IBを介して接続される。

このほかにも、GSEにはロケット側のテレメータをシミュレートする機能を持っている。この機能は、ロケットシステムと我々の観測装置とのインターフェイスの整合性を事前にチェックするためのものである。両者のシステムを別々の機関で開発する場合、この機能は重要である。またGSEは、実際の観測シーケンスをシミュレートすることができ、観測装置の較正実験など地上実験でのデータ取得にも使用した。

表2-1：近赤外線分光器の仕様 (Matsuura et al., 1994)

Spectrometer	
grating pitch	93 lines/mm
blaze wavelength	2.2 $\mu$ m
field of view(design value)	0.°2x0.°2
wavelength coverage	1.4-2.6 $\mu$ m and 2.9-4.0 $\mu$ m
spectral resolution(design value)	0.11 $\mu$ m
Detector system	
detector	24 elements InSb photo-diode array
dark current	<50e <sup>-</sup> /sec
temperature	detector ~ 2K (bath temperature) FET array -70K (controlled)
readout noise(5sec)	-100e <sup>-</sup> (laboratory)
total capacitance	-50pF
Detection limit (5sec, 3s, both in the laboratory and the flight)	
	1.5x10 <sup>-12</sup> W cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> at 2 $\mu$ m
	4.5x10 <sup>-12</sup> W cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> at 4 $\mu$ m

## 参考文献

- Bock, J.J., "3.6 Baffle System for a Spaceborne Infrared Telescope"  
Ph D Thesis, 1994, "Rocket-Borne Observation of Singly Ionized Carbon 158 $\mu$ m Emission from the Diffuse Interstellar Medium"
- Matsuura, S., Kawada, M., Matsuhara, H., Matsumoto, T., Noda, M., Tanaka, M., and Bock, J.J., "A rocket-borne observation of the near-infrared sky brightness"  
Pub. Astron. Soc. Pacific, 1994, 106, 770-779
- Matsuhara, H., Kawada, M., Matsumoto, T., Matsuura, S., Tanaka, M., Bock, J.J., Hristov, V.V., Lange, A.E., Mauskopf, and P.D., Richards, P.L., "A Rocket-borne Instrument for Observation of Near-Infrared and Far-Infrared Extended Astrophysical Emission"  
Pub. Astron. Soc. Japan, Vol.46 No.6, 1994

# 第 3 章

## 遠赤外線測光器

## 3-1 設計概念

第1章にも述べたように、今回の遠赤外線観測の目的は、大きく分けて次の2点である。

- (1) 宇宙背景放射の観測による銀河の形成と進化の解明：
  - ・遠赤外線波長域での銀河系外背景放射の絶対値測光
- (2) 高銀緯領域での星間空間の物理状態の解明：
  - ・100-200 $\mu\text{m}$ 帯での星間塵の熱放射の観測
  - ・1階電離の炭素イオンの出す158 $\mu\text{m}$ の禁制線 [CII] の観測

遠赤外線測光器は、この目的のために設計された。ただし、ロケットという特殊な観測手段からくる制限、例えば観測機器のサイズ、短い観測時間、データ転送能力、姿勢制御の精度などを考慮した上で、最大限の成果が得られるように設計されている。以下では、具体的な設計のパラメータについて述べる。

遠赤外線測光器は、基本的にはマルチバンドの測光器である。100-200 $\mu\text{m}$ 帯の3つの広帯域測光チャンネルのほかに、1階電離の炭素イオンの出す158 $\mu\text{m}$ 禁制線 [CII] ( $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ ; 157.74 $\mu\text{m}$ ) を観測するための、分光測光的な2つの狭帯域チャンネルの、計5チャンネルからなる。

まず、観測条件が厳しい[CII]輝線の観測について、測光器に要求される性能を評価する。

この装置では、2つの狭帯域チャンネルの一方で[CII]輝線を含む強度を、もう一方で[CII]輝線を含まない強度を測定する。この2つのチャンネルの中心波長は近接しているので、両者の強度の差から、[CII]輝線強度を抽出することができる。連続光として期待される高銀緯での空の明るさは、100-200 $\mu\text{m}$ 帯で  $\lambda I_{\lambda} \leq 10^{-11} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  である。一方、高銀緯での[CII]

輝線の検出例はこれまでに無いが、銀河面の観測などから得られた[CII]輝線の強度と遠赤外線連続光の強度比  $I_{[\text{CII}]} / \text{FIR} \sim 0.0036$  を用いると (Shibai et al, 1991)、期待される[CII]輝線強度は  $I_{[\text{CII}]} \sim 3 \times 10^{-14} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  となる。高銀緯領域では、[CII]輝線の強度と遠赤外線連続光の強度比がこの値よりも小さい可能性があるので、 $I_{[\text{CII}]} \sim 1 \times 10^{-14} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  の輝線強度の検出を目標とする。

[CII]輝線強度を精度よく抽出するには、[CII]輝線強度と遠赤外線連続光との測光強度比が1程度になる必要がある。このためには、波長分解能にして1000程度が必要であるが、このような高分解能の測光器は、分光部分の光学設計が複雑になる。これを避けるために、Siを基板にしたエタロンを用いて、波長分解能が200程度の分光測光チャンネルを構成することにした。

S-520というロケットを用いた場合、観測時間および望遠鏡のサイズには厳しい制限が付く。観測時間として許されるのはおよそ5分間であるし、冷却望遠鏡の場合、サイズは直径10cmが限界である。また、分子雲などの星間構造を観測する場合には、視野サイズを1度スケールよりも大きくとるのは好ましくない。従って、この条件で得られるスループットは  $S\Omega \sim 0.01 \text{ cm}^2 \text{ sr}$  程度である。

測光器の光学的な効率が30%程度であるとすると、検出器に入る[CII]線のエネルギーは  $u_{[\text{CII}]} \sim 3 \times 10^{-17} \text{ W}$  となる。この[CII]線を1秒積分  $S/N = 10$  で検出するには、検出器に  $3 \times 10^{-18} \text{ W Hz}^{-1/2}$  の雑音等価パワー (NEP) が要求される。一方光子揺らぎによるノイズは  $\sim 5 \times 10^{-19} \text{ W Hz}^{-1/2}$  以下なので、この測光器による観測では、検出器の性能が検出限界を決めることになる。

この状況は、広帯域チャンネルについても同様である。広帯域チャンネルでも、上空での残留大気や観測装置からの脱ガスなどによるライン放射の影響を考えると、帯域を広くとることは好ましくない。波長分解能を10程度とすると、入射エネルギーは  $u_{\text{bc}} \sim 3 \times 10^{-15} \text{ W}$  で、この場合の光子揺らぎによるノイズは  $\sim 2 \times 10^{-18} \text{ W Hz}^{-1/2}$  程度である。一方、銀河系外背景放射として期待される強度は  $\lambda I_{\lambda} = 10^{-12} \sim 10^{-13} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  なので、これを有意に検出するためには、狭帯域チャンネルと同程度のNEPが要求される。

このように、この観測では狭帯域・広帯域いずれのチャ



ンネルでも、観測限界は光子揺らぎではなく検出器の性能によって支配される。従って、高性能の検出器の実現が重要になる。100-200 $\mu\text{m}$ の波長帯で利用できる検出器には、熱型検出器であるボロメーターと、量子型検出器である外因性光電導型検出器がある。取り扱いの容易さおよび感度面から、外因性光電導型検出器を採用した。具体的には、ゲルマニウムにガリウムをドープした素子(Ge:Ga)を用いた。Ge:Ga半導体の不純物準位は0.0108 eVで、およそ110 $\mu\text{m}$ の遠赤外線まで感じる。このままでは100-200 $\mu\text{m}$ 帯での検出器として使えないが、Ge:Ga結晶のある結晶軸方向に圧力を掛けると、 $k=0$ での縮退が解け、不純物準位を最大0.005eV程度まで小さくすることができる(Kazanskii et al., 1977)。この状態で使用することで、200 $\mu\text{m}$ までの遠赤外線を検出することが可能となる。圧縮型のGe:Ga素子は、この波長帯で最も高感度な素子である。我々の測光器では、100 $\mu\text{m}$ のチャンネルを除いて、圧縮型Ge:Ga素子を使用した。

さらに、Ge:Ga素子の性能を最大限に引き出すため、読みだし回路の工夫も行った。すなわち、光・近赤外線領域では既にかなり利用されており、その優位性が実証されている電荷蓄積型の読みだし方法を、遠赤外線の検出器にも応用することを考えた。この読みだし方法を用いると、読みだしノイズが数 $10e^-$ というシステムが可能となる。これは、Ge:Ga素子の感度として $10^{-18} \text{ A W}^{-1}$ を仮定すると、1秒積分の場合で $10^{-18} \text{ W Hz}^{-1/2}$ 以下のNEPに対応する。圧縮型Ge:Ga素子と電荷蓄積型読み出し方式を組み合わせた検出器システムは、先の条件を十分満足するポテンシャルを持っている。ただし、このような低ノイズ読みだしになると、Ge:Ga素子自身の暗電流の影響も無視出来なくなる。このため、Ge:Ga素子自身を1.5K以下に冷却し、暗電流を $100 e^- s^{-1}$ 以下におさえる必要がある。これは、 $^4\text{He}$ の冷凍機を使用することによって実現可能である。

一方、空の明るさの絶対値を高精度に測定するためには、常に検出器自身の感度変化やオフセットをモニターしておく必要がある。これには光を完全に遮る低温のシャッターを測光器に設け、必要に応じて検出器自身のオフセットをモニターできるようにすればよい。また検出器の感度変化は、測光器の内部に基準となる光を出す光源を取り付け、その光に対する信号強度でモニターすることができる。

これらの検討の結果、ロケットという限られた観測時間と大きさの中で、COBEに搭載されたFIRASやDIRBEに匹敵する観測が可能であり、最初に上げた目的に対して、新たな天文学的な成果を上げることが可能であることがわかった。以下では、実際に製作した遠赤外線測光器の構造について詳しく説明し、性能評価実験を通して得られた装置の性能と特性を紹介する。

## 3-2 光学設計

遠赤外線測光器の構成を図3-1に示す。測光チャンネルは全部で5つある。内3つは、100-200 $\mu\text{m}$ の遠赤外線連続光を測るための広帯域測光チャンネル（波長の短い順にBC1-3と呼ぶ）で、残りの2つは、波長157.8 $\mu\text{m}$ の[CII]線とその近傍の連続光を測るための狭帯域測光チャンネル（それぞれCL、CCと呼ぶ）である。光学系を簡単にするために、それぞれのチャンネルは、異なるホーンによって光が導入される。ただしBC1とBC3およびCCとCLは、それぞれ共通のホーンを使用している。F/4の望遠鏡から来た光は、ホーンの入口で像を結ぶ。光を受けるホーンはWinston Hornと呼ばれる2次曲面を持ったback-to-backの集光系で、望遠鏡よりも少し明るいF値(F/3.8)を持つ。このF値よりも広がった光は、このホーンを通り抜けることが出来ない(Winston, 1970)。F値の違いにより、望遠鏡以外からの光が侵入する可能性があるが、周辺部は全て2Kに冷却されているため、迷光の寄与は無視できる。

ホーンの開口径は、広帯域測光チャンネルが5mm、狭帯域測光チャンネルが7mmで、それぞれ $0.7^\circ\phi$ と $1^\circ\phi$ のビームサイズに対応する。狭帯域測光チャンネルは光量が少なくなるため、少し視野を広くしている。図3-1から分るように、各チャンネルの位置関係は、望遠鏡の光軸に対して傾いた方向に、狭帯域測光チャンネルを挟むように広帯域測光チャンネルのホーンが配置される。この結果、各チャンネルは同時に見る空の場所が異なるとともに、スキャン観測での視野中心のパスも異なる。

back-to-backのホーンを通ってきた光は、各種フィ

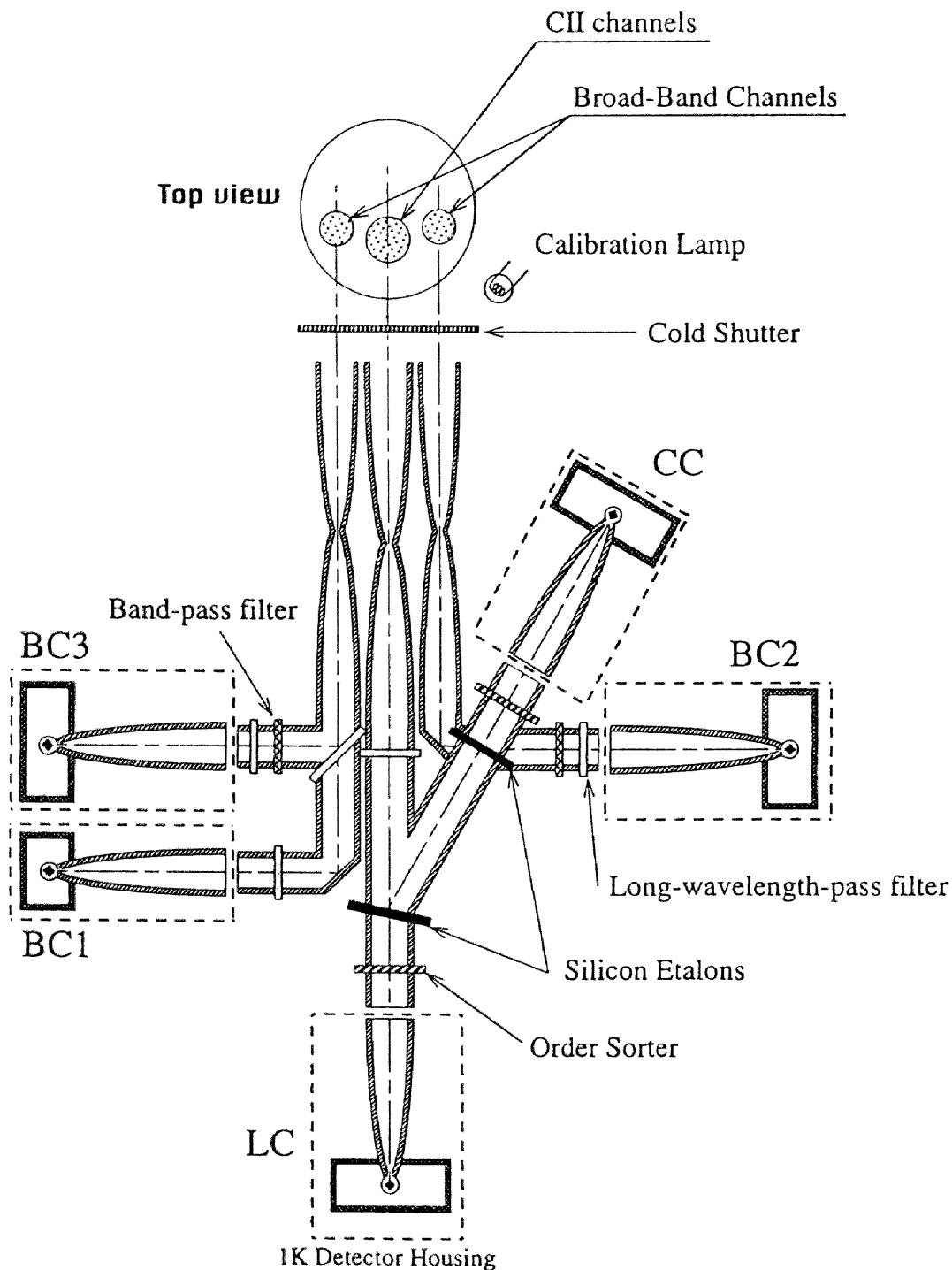


図3-1：遠赤外線測光器の光学系

遠赤外線測光器は全部で5つのチャンネルを持つ。この内3つが広帯域測光チャンネル（波長の短い順にBC1-BC3）で、残りの2つが[CII]輝線とその近傍の連続光を観測するための狭帯域測光チャンネル（それぞれCL、CC）である。望遠鏡からの光は、焦点面に置かれた3つのback-to-backのホーンによって、各チャンネルに導かれる。広帯域チャンネルでは、バンドパス・フィルターとローパス・フィルターで各チャンネルの波長特性を規定している。狭帯域チャンネルは、Siを基板に用いたエタロンを用いて、波長分解能 $\sim 150$ を実現している。フィルターを通過した光は、再びホーンによって集められ、検出器に導かれる。測光器全体がおよそ2Kであるのに対して、検出器部分は冷凍機によっておよそ1Kに保持される。焦点面には低温のシャッターがあり、望遠鏡からの光をモジュレートできる。また、測光器の外部には較正用の光源があり、シャッターを開いた状態で光を測光器に導くことができる。

ルターによって通過波長帯域を制限され、再びWinston Hornによって集光され、検出素子へ導かれる。広帯域測光チャンネルは、ローパス・フィルターとバンドパス・フィルターで構成されている。ローパス・フィルターはガラスビーズタイプのもので、検出器の感度のある、短波長成分の洩れ込みを抑える役割をする。バンドパス・フィルターは、各チャンネルのスペクトルバンドを決めるためのもので、Cochise製のフィルターを用いた。これはフリースタンディングのメッシュタイプ・フィルターを複数組み合わせたもので、希望する中心波長とバンド幅を持ったフィルターが実現できる。BC2、BC3チャンネルにはそれぞれ中心波数が $75\text{ cm}^{-1}$  ( $133\mu\text{m}$ )、 $55\text{ cm}^{-1}$  ( $182\mu\text{m}$ )、バンド幅が $7\text{--}10\text{ cm}^{-1}$ で設計したフィルターが用いられている。BC1チャンネルにはバンドパス・フィルターは無く、Ge:Ga素子の波長に対する感度特性と、ビーム・スプリッターであるKRS-5の透過特性によって、バンド特性が決められている。(実際の観測に使用した測光器では、ビームスプリッターにKRS-5は用いられていない。詳細は3-4で述べる。)

狭帯域測光チャンネルでは、波長分解能200程度の分光を行うために、シリコンを基板に用いたファブリ・ペロー型の分光素子(Siエタロン)が用いられている(Bock et al., 1994b)。これを入射光軸に対して約15度傾けて設置し、透過成分を $157.8\mu\text{m}$ の[CII]輝線の測定に、反射成分をさらに別のSiエタロンを通して、連続光成分の測定に用いている。各チャンネルの中心波長はSi基板の厚さで調整し(微調整は角度変化で行う)、オーダー・ソーターで透過成分の次数を選択している。今回用いたSiエタロンの厚さはおよそ $120\mu\text{m}$ で、次数は11次のものを使っている。これによって、波長分解能がおよそ200の分光装置を実現している。

光を取り入れるホーンの前面にはシャッターがある。このシャッターは、2Kの低温でも動作可能なbistableタイプのもので、オープン/クローズの状態を定常的な制御なしで保持できる。構造的には、フレキシブルピボットと永久磁石による保持機構と、電磁石による開閉制御機構からなる。開閉は数ミリ秒の幅のパルス信号を電磁石に与えることによって行われるため、定常時の消費電流はない。このことは、検出器からの微弱な信号を扱う場合、電気的な干渉を避けるためにも重要である。このシャッターは定期的に閉じられ、望遠鏡から

の光が測光器に入射するのを遮る。これによって、検出器のオフセットや、周囲からの光り洩れの成分を評価することができる。

シャッターの外側には校正用の内部光源(測光器に対しては外部光源)が取り付けられている。これは細いステンレスワイヤー( $7.5\mu\text{m}\phi$ )に電流を流し、高温( $>20\text{K}$ )にして光を放射する仕組みのものである。この光源の安定性および時定数( $\sim 70\text{ms}$ )が、校正用光源として十分な性能であることは、実験的に確認されている。校正用光源の設置場所の関係で、シャッターが開いている場合にのみ、校正用光源からの光の散乱光が測光器に侵入できる。従って校正用光源からの光は、常に望遠鏡からの光との重ね合わせになる。この光源を定期的に点灯させ、それに対する検出器の信号から、検出器の感度特性などを知ることができる。

以上がこの遠赤外線測光器の光学部分であるが、この部分は液体ヘリウムタンクと熱的に強く接続されており、運用時にはおよそ2Kに保たれる。従ってこれらの光学素子およびその構造体からの熱放射は無視できる。

### 3-3 検出器システム

我々の遠赤外線測光器の大きな特徴の一つは、その検出器システムにある。検出器システムは検出素子とそれを保持する機械的構造、検出素子をおよそ1Kに冷却する冷凍機、そして検出素子からの信号を読み出す電気回路部分からなる。これらについて順を追って説明する。なお、検出器システムの特性に関する詳しい記述は、APPENDIX-Aになされている。

#### 3-3-1 検出素子とサポート機構

我々の用いたGe:Ga素子は2種類あって、アメリカのLawrence Berkeley Laboratory (LBL)のも



全体はステンレスでできており、ベリリウム銅の板バネを介して、ステンレス製のピストンで素子を圧縮する。ピストンと素子の間は絶縁されており、その面に電極が取り付けられている。入射した光が、多重反射によって、できるだけ素子に吸収されるよう、素子は半球状の窪みのなかに置かれている。ベリリウム銅は低温でもバネ特性があまり変化せず、低温による部品の熱収縮で生じる圧力の変化を吸収する。加えた圧力は全チャンネル共通で、素子の抵抗が圧力のない状態の40%になる値（およそ  $60 \text{ kg mm}^{-2}$ ）である。図3-3に示すように、この状態で圧縮型Ge:Ga素子の波長感度特性が  $200\mu\text{m}$  まで伸びていることがわかる。また、素子の抵抗値が50%以下

になる圧力（およそ  $40 \text{ kg mm}^{-2}$  に相当）では、圧力変化による波長感度特性の変化（特にカットオフ波長の変化）がほぼ飽和することがわかる。（Beeman et al, 1991; Wang et al, 1987）

この検出器は図3-2cに示す構造を介して、測光器本体に取り付けられる。検出素子部分は銅のプレートに固定され、外部からの光の混入を避けるために、ステンレスのカバーで覆われる。また、銅プレートには測光器からの光を検出素子に導く集光ホーンが取り付けられている。この部分は無酸素銅のワイヤーで冷凍機に接続されていて、約1Kに冷やされる。2Kの測光器本体への接続は、ベスベル (Locatelli et al., 1976) と呼ば

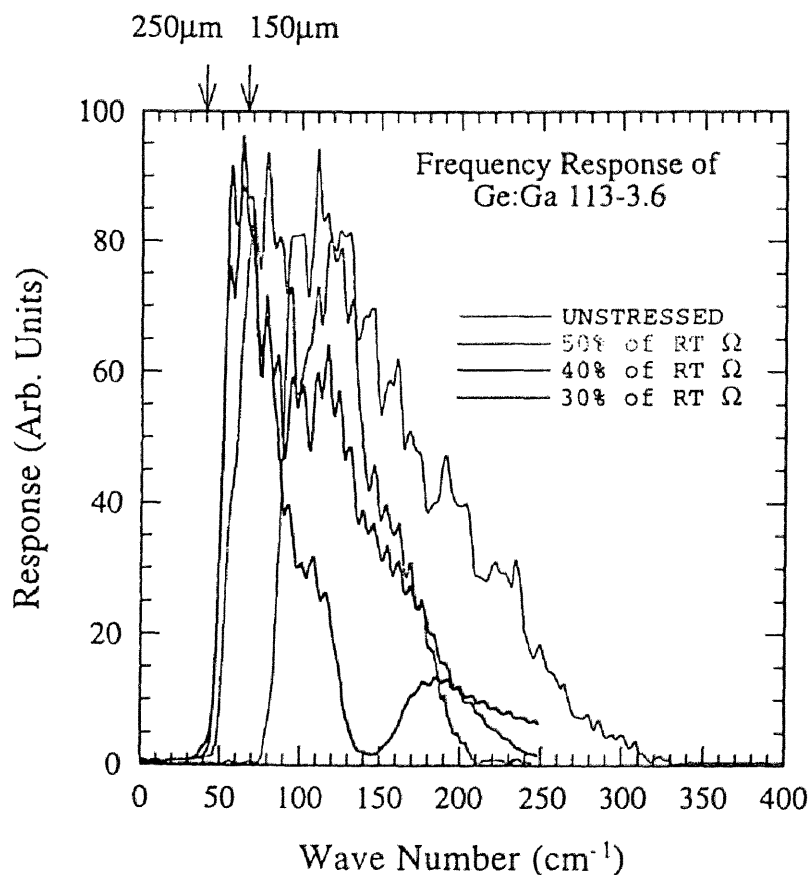


図3-3：圧縮型Ge:Ga素子の周波数応答特性 Ge:Ga素子の加える圧力による周波数応答特性の違いを示す。全く圧力を加えない場合は、およそ  $120\mu\text{m}$  ( $83\text{cm}^{-1}$ ) にカットオフがある。圧力を加えていくことで（図では圧力の大きさを室温での非圧縮時の抵抗に対する割合で示している）カットオフの波長が長くなることがわかる。圧力がおよそ  $60\text{Kg mm}^{-2}$  以上（抵抗値が40%以下）になると、カットオフの周波数はほぼ飽和して、 $200\mu\text{m}$  ( $50\text{cm}^{-1}$ ) 程度になる。Ge:Ga素子の周波数応答は複雑な様相を示すが、これは不純物の一様性などによるものと思われる。なお、30%の抵抗値のグラフに見られる  $150\text{cm}^{-1}$  近辺の窪みは、測定に伴うもので素子の特性によるものではない。（Beeman et al., 1991）

### 3. 遠赤外線測光器

れる熱伝導率の小さいプラスチックを介して行われる。さらに接続部分からの光りの洩れ込みがないように、ステンレス製のシールドが設けられている。これらの配慮により、集光ホーン光以外からの光の侵入は完全に無視できる。

一方、非圧縮型のチャンネルは図3-2bのようになっている。全体は真鍮で作られており、底面のプレートにGe:Ga素子が置かれている。Ge:Ga素子はサファイアの板で絶縁され、接着剤（スタイキャスト）で固定されている。素子は円柱状の小空間に置かれ、多重反射による実質的な量子効率の向上をはかっている。

この検出器ブロックはかなりの重量があり、しかも打ち上げ方向に対して垂直方向に取り付けられる。このため打ち上げ時に、取り付け部分（特にベスベル・チューブ）に強い負荷がかかり、機械的破壊や光洩れが生じる可能性がある。この点については、事前に振動試験などを行い、問題の無いことを確認している。

#### 3-3-2 $^4\text{He}$ 冷凍機

検出素子には、光がまったく入っていない状態でもある程度の電流が流れる。これは暗電流と呼ばれるもので、検出素子を特徴付ける一つのパラメーターである。これは、熱振動によって励起された電子によって生じる電流で、素子の温度を下げることによって小さくすることができる。今回のロケットに搭載されるクライオスタットは、ヘリウムタンクを最大減圧した状態でも、到達温度は2K程度が限界である。この温度での暗電流の大きさは、およそ $10^5 \text{ e}^- \text{ s}^{-1}$ 程度あり、これは観測で期待される光電流よりも大きい。従ってこのままでは、暗電流による検出器リミットの性能しか得られない。そこでメインのヘリウムタンクに加えて、冷凍機を用いてより低温の領域を部分的に実現することにした。

Ge:Ga素子単体の評価から、1K程度まで冷却すれば暗電流は $100 \text{ e}^- \text{ s}^{-1}$ 以下になることがわかっている（図A-2参照）。この程度の温度であれば、ヘリウム4を冷媒に用いた密閉型冷凍機で達成できる。冷凍機を宇宙空間で使用する際に最も問題になる点は、無重力状態で動作し、かつロケット打ち上げ時の衝撃に耐える構造でな

ければならないという点である。しかも、装置全体に高い信頼性が要求される。幸い我々の研究室では、California大学Berkeley校のLangeグループと共同で、ロケット搭載用のヘリウム3冷凍機の開発を行い、宇宙空間での使用実績がある(Duband et al., 1990a)。また、IRTSに積まれるヘリウム3の冷凍機の開発も共同で行ってきた(Duband et al., 1990b)。ヘリウム4の冷凍機は、ヘリウム3の冷凍機に比べて、構造的にも熱的にも設計が楽である。これらの経験を活かし、今回設計・製作したヘリウム4冷凍機が図3-4に示すものである。

大まかな構成は次のようになっている。液化したヘリウム4を溜めておく液溜め(A)、蒸発したヘリウムガスを吸着するためのポンプ(B)、液溜めと2Kステージとの熱接触を制御するためのヒートスイッチ(C)、ポンプと2Kステージとの熱接触を制御するためのヒートスイッチ(D)、およびヒーターと温度計からなる。液溜めとポンプは2Kステージからベスベルチューブで熱的に浮かされており、ヒートスイッチならびにヒーターによって熱制御される。ヒートスイッチはヘリウムガスによる熱伝導を利用したタイプで、ヒーターのオン/オフによるヘリウムの気化/液化で制御する。ポンプ(B)には常温で100気圧のヘリウムガスが充填されている。また、液溜め(A)の容量は8ccである。これらの構造体は、事前の振動試験で機械的な強度の信頼性を確認している。また、ロケット打ち上げ時の振動に伴う温度上昇とその復帰時間も、事前の振動試験によって調べており、観測に問題ないことを確認している。

冷凍機の操作手順を簡単に説明する。クライオスタットのヘリウムタンクに液体ヘリウムが注入され、冷凍機全体がヘリウム温度になった状態を考える。まず、ヒートスイッチ(D)をオフにし、ヒーターを用いてポンプ全体を50K程度まで温める。ポンプを温めることによって、チャコールに吸着したヘリウムガスを追い出す。追い出されたガスは、液溜めにつながるパイプを通過する際冷却されて液化し、液溜めに溜る。このとき、液溜め側のヒートスイッチ(C)はオンにし、液化の際の潜熱を4Kステージに逃がす。およそ40分程度で液溜めの温度は安定し、液化はほぼ完了する。

次に、液溜め側のヒートスイッチ(C)をオフにし、ポンプ側のヒートスイッチ(D)をオンにしてポンプを冷却

する。ポンプ内のチャコールによってヘリウムガスが吸着され、液溜めの蒸気圧はしだいに下がり、液溜めの部分の温度は約1Kまで下がる。この間、ポンプに加えた熱によって蒸発した、クライオスタット側の液体ヘリウムの再充填を行う。ポンプが10K以下に冷えたら、ポンプ側のヒートスイッチ(D)もオフにする。ヘリウムガスの吸着によって発生した熱は、ポンプに取り付けられた錫線を介して2Kステージに排出される。この状態が通常の動作状態である。

この冷凍機は、熱浴が4 Kの場合、約1.1Kの温度を10時間、熱浴が2Kの場合には約0.9Kの状態を1日以上保持できる。測光器と組み合わせた場合、検出器からの熱流入により、保持時間は短くなり保持温度も幾分高くなるが、ロケット搭載のクライオスタットのヘリウム保持時間よりも長い。この冷凍機に関する詳細はBock et al. (1994a)に述べられている。

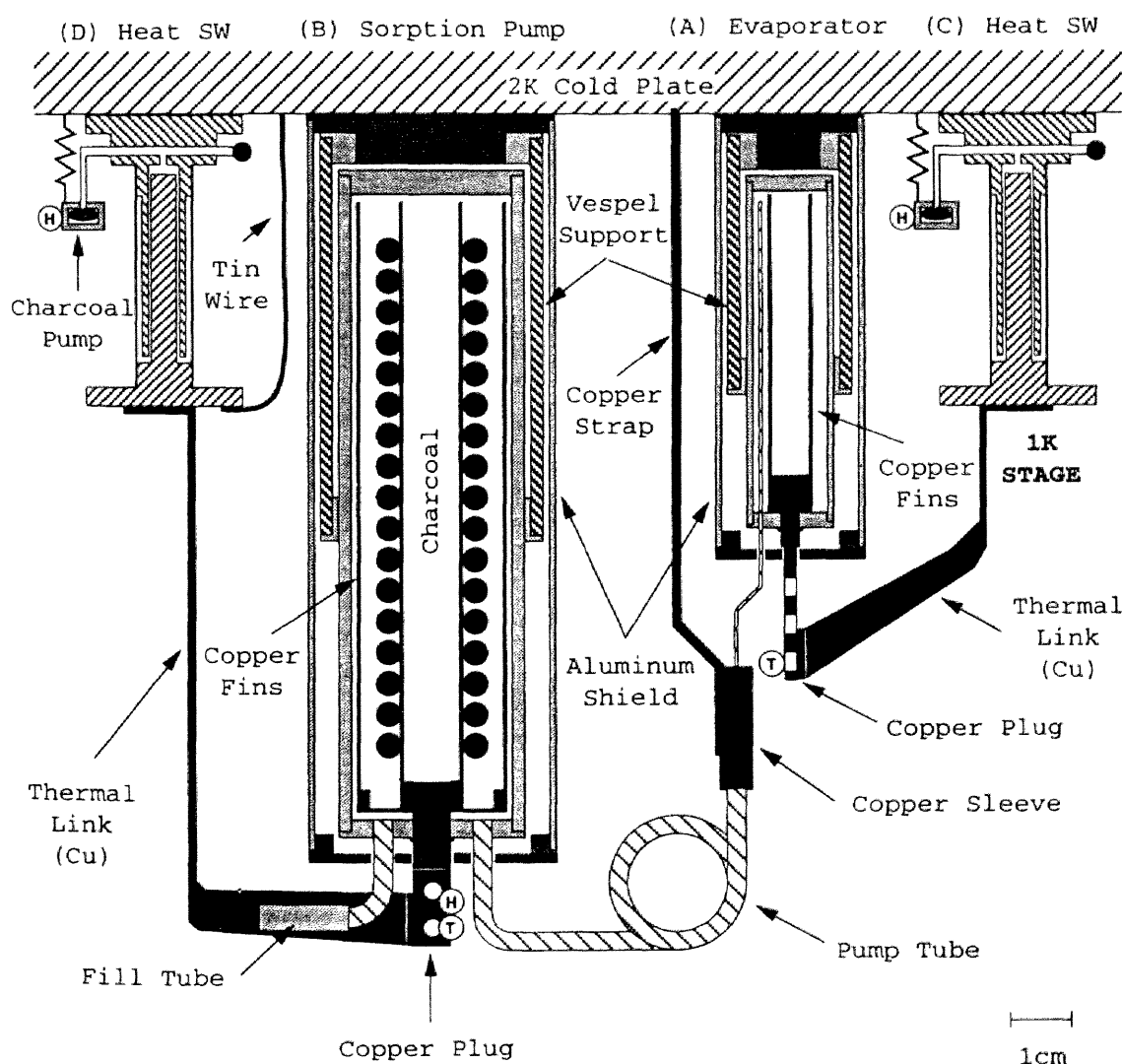


図3-4： $^4\text{He}$ 冷凍機の構造  $^4\text{He}$ 冷凍機の構造を示す。冷凍機は大きく分けて4つの構造物からなる。液化したヘリウム4を溜めておく液溜め(A)と、蒸発したヘリウムを吸着するためのポンプ(B)、液溜めとクライオスタットの2Kステージ間の熱接触を制御するヒート・スイッチ(C)、およびポンプと2Kステージ間の熱接触を制御するヒート・スイッチ(D)である。液溜めおよびポンプは、ベスベルによって2Kステージから熱的に浮かされている。これらの熱制御は、ヘリウムガスの熱伝導を利用したヒート・スイッチによって行う。(Bock et al., 1994)

## 3-3-3 読み出し回路

我々はスペースからの観測としては世界で初めて、光電導型検出器であるGe:Ga素子に電荷蓄積型読み出しを試みた。電荷蓄積型読み出しとは、光電流をコンデンサーに蓄積し、非破壊方式で両端の電圧を読み出す方法である。この利点は、光電流は蓄積時間に比例して増加するのに対して、ノイズは読み出し時の帯域によって決まるので、積分時間に比例してS/Nが改善されることにある。従来の方法による読み出しでは、積分時間のルートでしかS/Nは改善されないことと比べると、その優位性は明らかである（APPENDIX-A-3参照）。

光電導型の検出器と電荷蓄積型の読み出し方法を組み合わせる場合、基本的な問題が存在する。この問題は、光電導型の検出器の感度が、素子に印加するバイアス電圧によって変化することに起因している（図A-1参照）。検出器と電荷蓄積型読み出しの概念図を図3-5に示す。この図から明らかなように、光電流がコンデン

サーに蓄積されるに従ってコンデンサーの電位は上がり、その結果、検出素子間の電位差は低下する。従って、検出器の感度は時間と共に連続的に変化することになる。感度が一定と見なせる範囲で使用するとすると、素子への入射光量が多い環境や、検出素子自身の暗電流が大きい状況では、積分時間が長くとれないため電荷蓄積型読み出しの長所を活かせないことになる。従って、検出素子自身の暗電流が小さく、環境放射も少なく、高分解能なスペクトル観測のように光量が少ない場合に有効である。先に述べたように、我々の測光器では環境放射や暗電流は無視できるレベルに抑えられており、しかも絶対的に暗い空の領域を観測することから、この読み出し方法が有効になる。

今回実際に用いた電荷蓄積型アンプは図3-6に示すような回路構成になっている。点線で囲った部分はInfrared Laboratory社製のJF-4と呼ばれるモジュールである。アンプは接合型FETで構成されており、入力容量は7.5pF、読み出しノイズは $15e^-$ 以下である。このモジュール単体の諸元は表A-2にまとめてある。検出素子は $10^{13}\Omega$ 程度という高インピーダンスになるため、検出素子からの信号線を長く引き回すことは電氣的な干

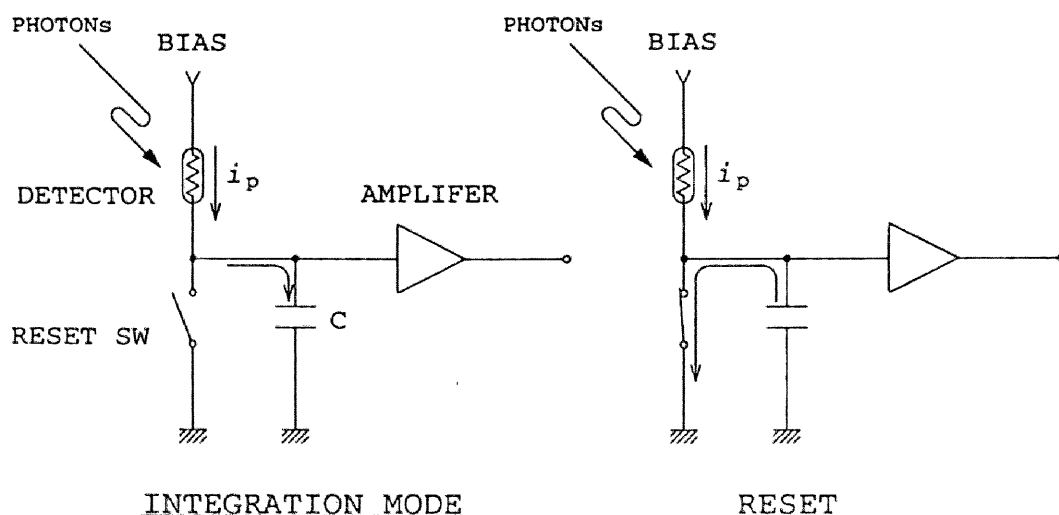


図3-5：電荷蓄積型アンプの動作模式図

電荷蓄積型アンプは、電荷を蓄積するコンデンサーとその電荷を制御するリセット・スイッチおよびアンプからなる。積分時には、リセット・スイッチをオフにし、検出器からの光電流をコンデンサーに蓄積する。そして、コンデンサの両端の電圧を信号として読み出す。ある程度電荷が蓄積すると、リセット・スイッチをオンにして、蓄積した電荷を抜き出し、再び積分を開始する。



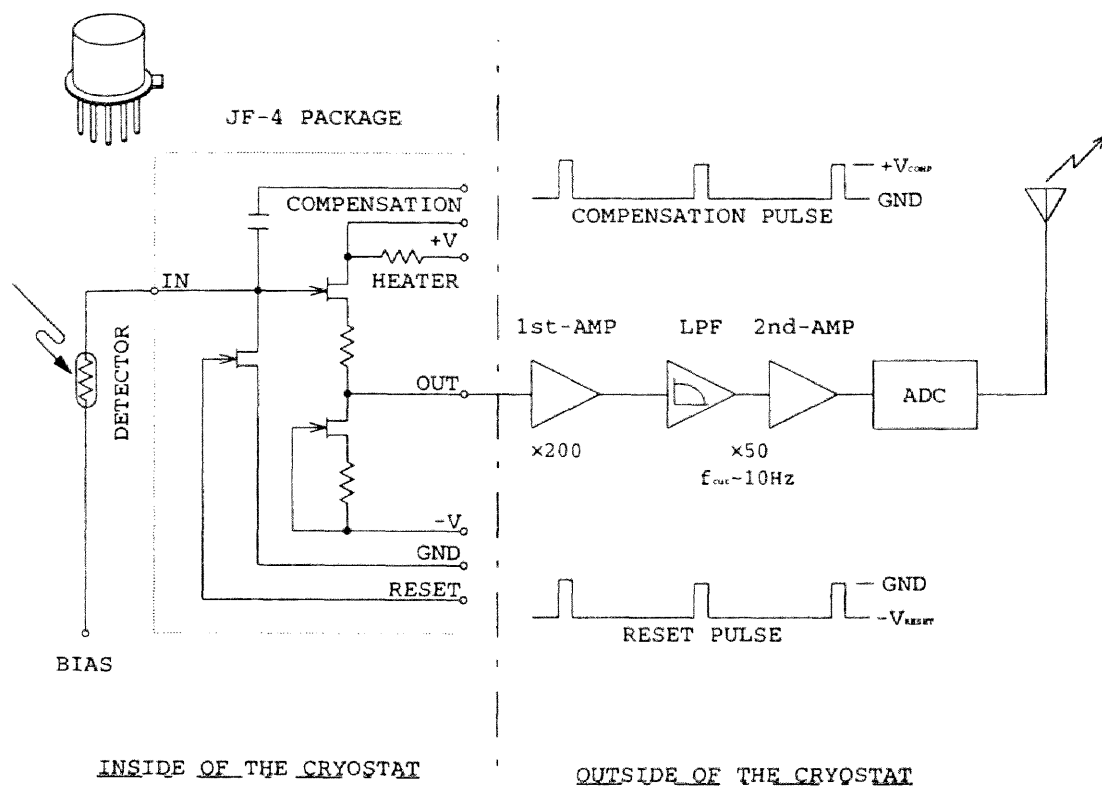


図3-6：回路構成 観測に使用した回路の構成を示す。図の左側はクライオスタット内部に置かれた低温アンプである。Infrared Laboratory社製のJF-4と呼ばれる電荷蓄積型アンプのパッケージを使用している。右側のクライオスタット外部には、JF-4を制御するための回路と、JF-4からの信号を増幅し波形整形するアンプ、および信号をA/D変換しロケットのテレメータにデータを渡す回路が置かれている。

渉の原因になる。また検出素子と初段アンプ間の配線を長くすることは、浮遊容量による入力容量の増加をもたらし、読み出しノイズの悪化につながる。従ってこのモジュールは検出器の近傍の低温部に置かれる。ヘリウム温度では接合型FETは動作しないため、このモジュールでは、素子を細線で釣って熱的に浮かせ、ヒーターで65K程度に温める構造になっている。

検出器と組み合わせた場合、電荷蓄積のコンデンサーの容量はJF-4モジュール単体の入力容量だけでなく、検出素子との間の配線による浮遊容量が効いている。正確な測定は行っていないが、電荷蓄積に寄与するコンデンサーの容量は、広帯域測光チャンネルでは50pF、狭帯域測光チャンネルで15pF程度と見積もられる。この違いは、JF-4モジュールの実装位置の違いによるものである。

コンデンサーに溜った電荷を抜き取るために、リセット用のFETを定期的にオンにして、蓄積された電荷をグラウンドに流す必要がある。このために、数100 $\mu$ sのパルスのリセット用FETのゲートに加える。リセット用FETがオンの状態で、コンデンサーに溜った電荷は抜き取られるが、オフにした瞬間にコンデンサーに一定の電荷が誘導される。JF-4ではcompensationと呼ばれる付加的なコンデンサーがあり、ここにリセットパルスとは逆電圧の信号を加えることによって、誘導電荷を打ち消すことができる。我々の装置では、検出器に加わるバイアスを一定にするため、初期誘導電荷がゼロになるように調整を行っている。

JF-4を動作させるには、電源の他に、ヒーター電源とリセット/コンベンション・パルスが必要である。また、検出器に加えるバイアス電圧も必要である。これ

### 3. 遠赤外線測光器

らの信号は、常温部におかれた制御回路によって作られ供給される。一方、JF-4の出力は、常温部にあるアンプによって200倍に増幅され、さらにカットオフ周波数が10Hz程度のローパスフィルターとオフセットアンプを通して、最終的に2000倍のゲインが掛けられる。この信号は25Hzのサンプリング周波数でA/D変換され、ロケットのテレメーターあるいはGSEを介してコンピュータに取り込まれる。得られたデータの解析方法などは、第5章あるいはAPPENDIX-A-3に詳しく述べてある。

## 3-4 特性評価実験

ここでは、遠赤外線測光器の性能評価実験について述べる。ここで行った実験は、各チャンネルのスペクトルバンドの測定、視野パターンの測定、黒体放射を用いた空の表面輝度に対する信号出力関係の測定の3種類であ

る。以下の各節で、それぞれの測定方法とその結果について順に説明する。なお、検出器システム固有の特性についてはAPPENDIX-Aで扱っている。

### 3-4-1 スペクトル特性

まず、各チャンネルのスペクトルバンドの測定を行った。測定の構成は図3-7のようになっている。スペクトルバンドの測定は、フーリエ分光器からの干渉光を、測光器と波長に対してフラットな感度特性を持つ検出器（ボロメーター）で別々に測定し、両者の比から測光器のバンド特性を求めるという方法をとった。この際、干渉光の入射窓は両者とも同じものを使用した。測定回路は基本的に実際の観測と同じものであるが、読み出し回路は電荷蓄積型ではなく、インピーダンス変換型のアンプを使用した。

測定結果を図3-8aに示す。このバンド特性には、測光器のフィルターなどの光学素子だけでなく、検出素子（Ge:Ga）のスペクトル応答特性も含まれている。またこの測定方法では、透過率の絶対値はわからないので、

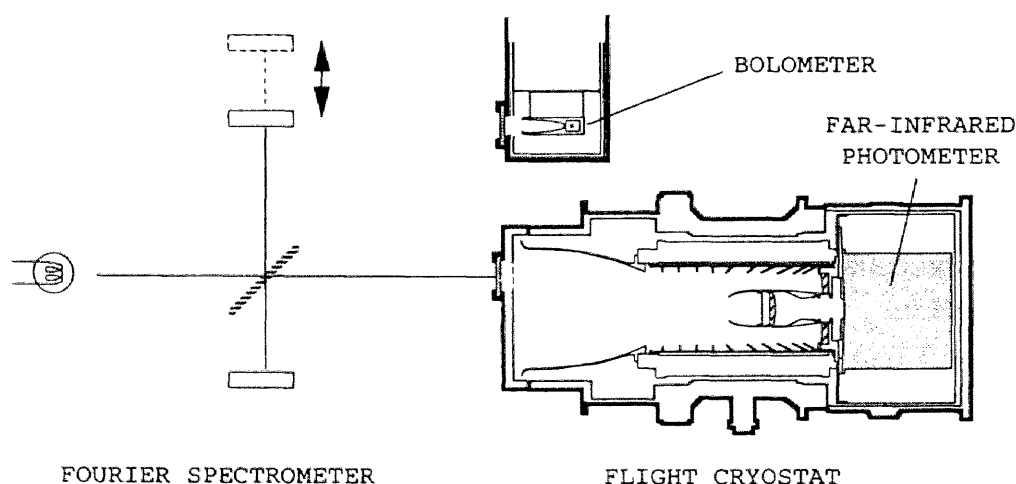


図3-7：スペクトル特性測定実験の構成

遠赤外線測光器のスペクトル特性を測定する実験の構成を示す。フーリエ分光器からの光を測光器とボロメーターで測定する。ボロメーターの感度は波長に依存しないので、フーリエ分光器からの光のスペクトルがわかる。両者の測定で、入射窓は同じものを使用しているので、測光器からの信号とボロメーターからの信号を割り算することで、測光器のスペクトル特性がわかる。

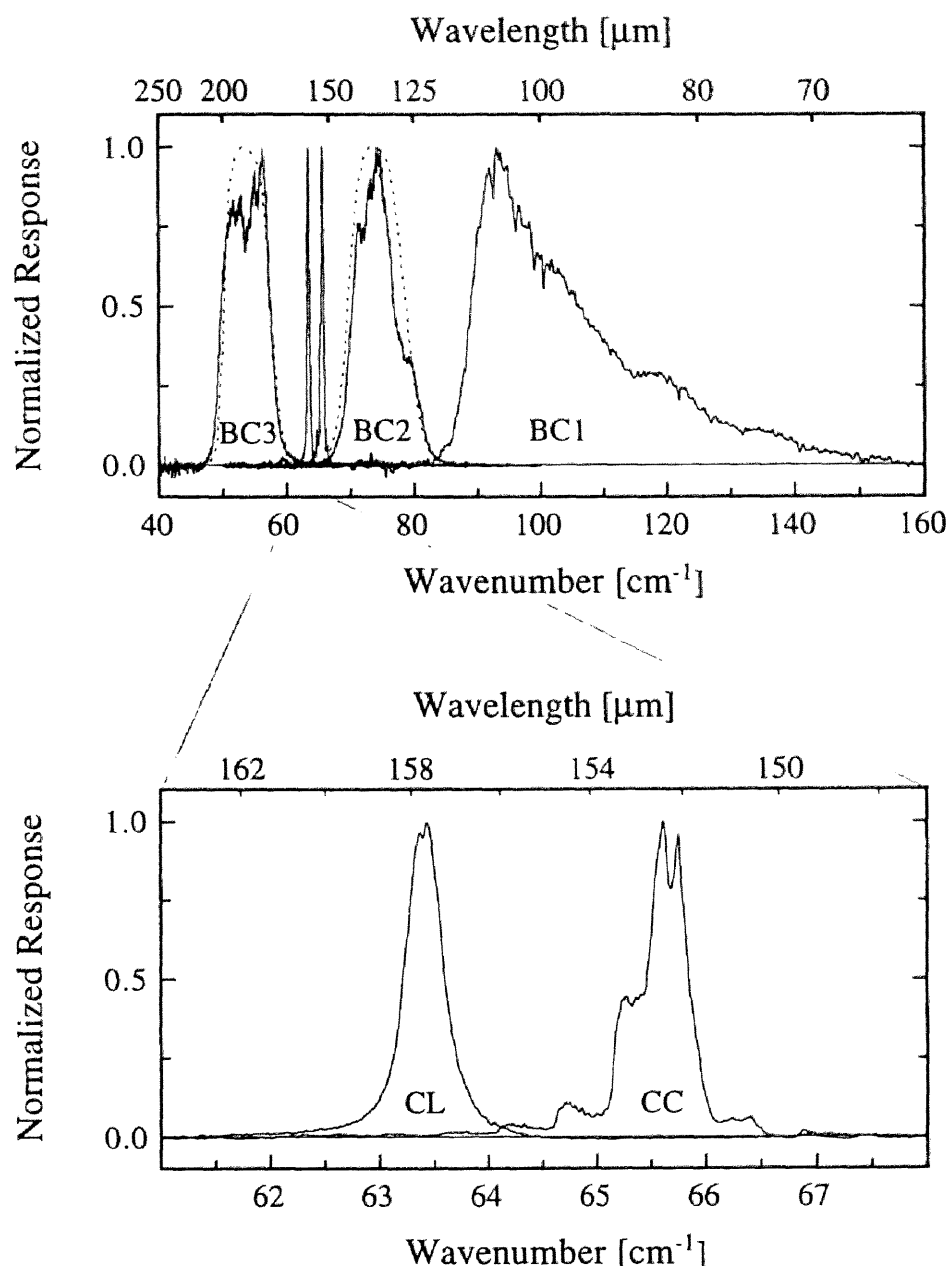


図3-8：遠赤外線測光器のスペクトル特性 各チャンネルのスペクトル特性を示す。縦軸はピーク値で規格化した感度を示している。上段のパネルは広帯域チャンネル (BC1~BC3) を示している。下段のパネルは狭帯域チャンネル (CC, CL) を拡大したものである。

各チャンネルのピーク透過率が1になるように規格化している。BC2とBC3チャンネルでは、点線で示すような台形型のバンドパスフィルターを使用しているが、検出器自身が、図3-3に示したようなスペクトル応答特性を持っているため、各チャンネルのバンド特性にはそれが反映された形になっている。

BC1とBC3チャンネルは、同じ光をビーム・スプリッターを用いて振り分ける設計になっている。当初ビーム・スプリッターには、KRS-5 (TlBr-TlI) と呼ばれる結晶を使用し、波長帯で光を振り分けると共に、BC1チャンネルの短波長側のカットオフ ( $\sim 90\mu\text{m}$ ) を規定する予定であった。しかし製作上の都合により、KRS-5は使用

### 3. 遠赤外線測光器

されなかった。実際の測光器では、BC1とBC3の光の振り分けは反射リングによる光量の分割によって行われた。この結果、バンドパスフィルターを持たないBC1チャンネルは、検出素子自身のスペクトル特性と、ローパスフィルターの特性を反映した、短波長側に感度が伸びたバンド特性になってしまった。

狭帯域チャンネルの波長帯を拡大したのが図3-8bである。Siエタロンの透過光を利用しているCCチャンネルは、きれいなバンド特性をしているが、反射光を利用しているCLチャンネルは、複雑なバンド特性になっている。オーダーソーターで目的の次数以外の透過光は除去しているが、CLチャンネルではピークに対して数%程度の周期的な透過率の構造が見られる。この結果CCチャンネルの場合、メインピーク以外の長波長側の寄与が数%程度あり、 $\lambda I_{\lambda}$ が一定のスペクトルを仮定すると、実質

的な中心波長はピークの波長に対して1%程度長波長側にシフトする。一方、CLチャンネルの透過率のピークは、観測すべき[CII]157.74 $\mu\text{m}$ 輝線にちょうど合っていることがわかる。

表3-1に、 $\lambda I_{\lambda}$ が一定であるスペクトルを仮定した場合の各チャンネルの中心波長（波数）と、バンド幅（ピーク透過率の半値幅）を示す。狭帯域チャンネルについてはピーク波長（波数）も同時に示してある。

#### 3-4-2 視野測定

各チャンネルの視野パターンの測定は図3-9に示すような構成で行った。クライオスタットの開閉式の蓋の代

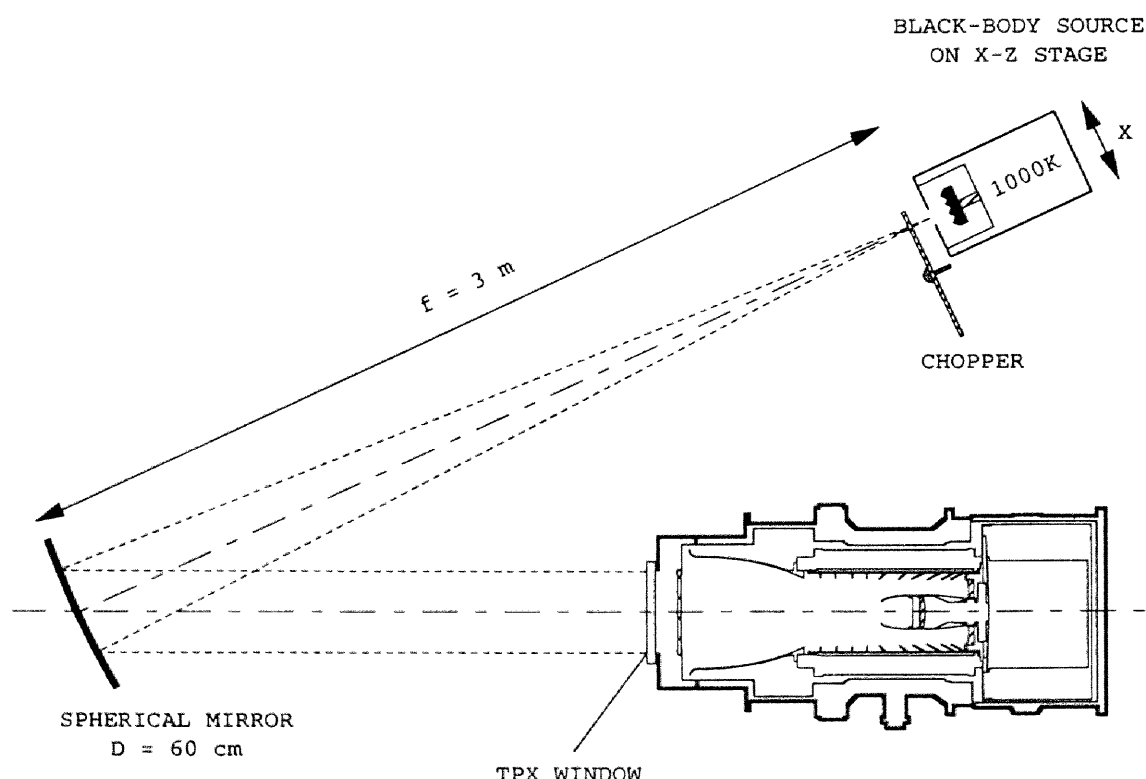


図3-9：視野パターン測定実験の構成

遠赤外線測光器の視野パターンの測定実験の構成を示す。クライオスタットの前面にTPXと呼ばれる遠赤外線を通す窓をつけ、平衡光線を望遠鏡に入れて視野パターンを測定する。光源は5mm $\phi$ のスリットを取り付けた1000Kの黒体炉（1 $^{\circ}\phi$ に対応）を使用し、焦点距離3mの球面鏡で平衡光線にする。光源はX-Zステージに載せ、グリッド状に移動させながら信号出力を測る。環境からの熱放射と大気による信号の吸収が大きいため、測定はチョッパーを用いたロックイン計測法を用いる。

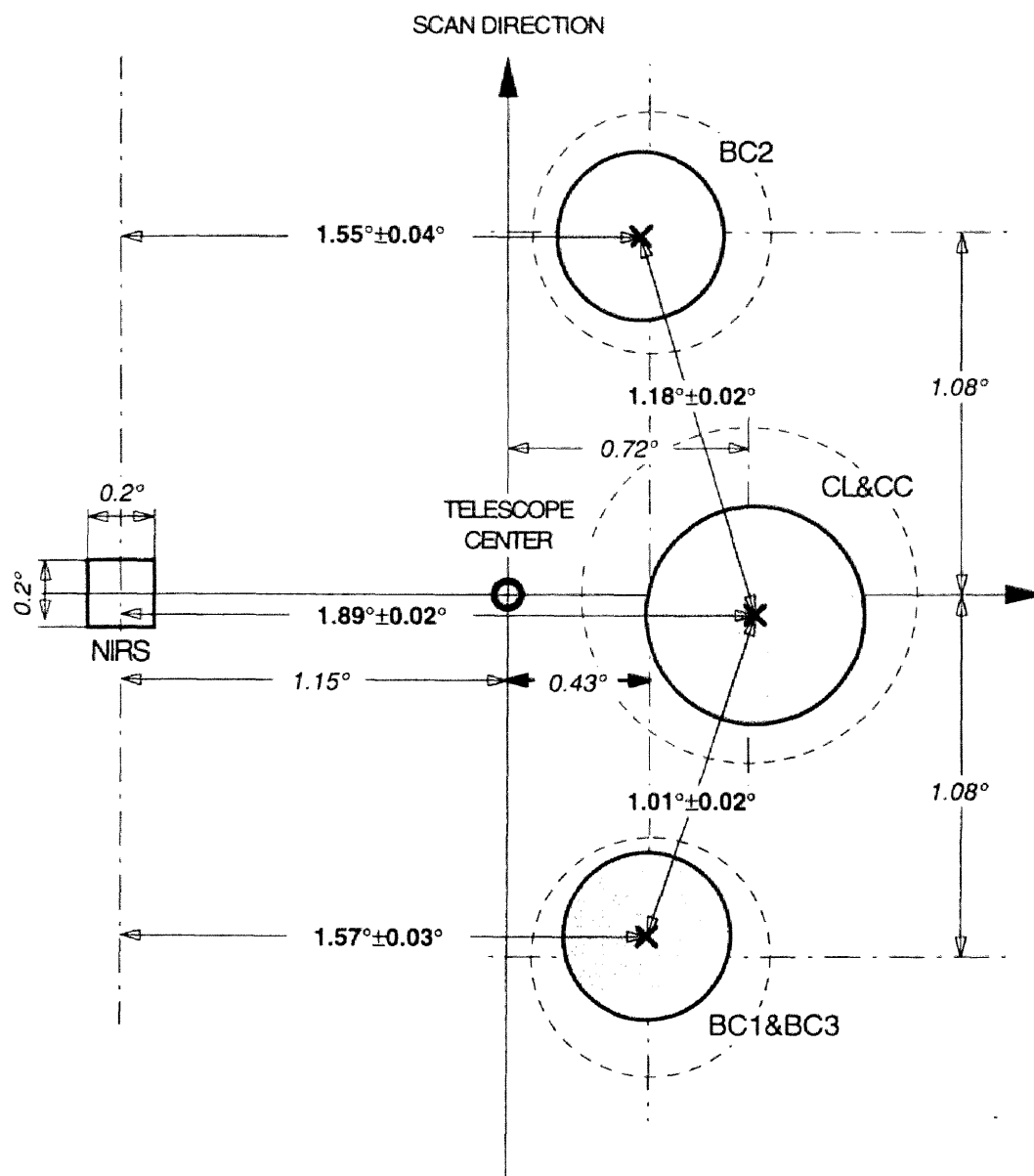


図3-10：遠赤外線測光器の視野 遠赤外線測光器の各チャンネル間の視野配置、および望遠鏡の光軸と近赤外線分光器の視野中心に対する相対位置を示す。実際に測定で得られた値は、各チャンネル間の視野配置と、近赤外線測光器の視野中心に対する相対位置である（誤差付きの数字が測定値で、それ以外は設計値である）。点線で示した3つの円は、各チャンネルの視野の設計値であり、ハッチをかけた円は、測定によって得られた視野の全強度の半分が含まれる半径を示している。

わりに、TPXと呼ばれる遠赤外線を通すプラスチックの窓を付けて光を取り入れた。光源は1000Kの黒体炉を使用し、これを焦点距離が3mのコリメーター鏡を用いて平行光線にし、望遠鏡に入れた。信号の読み出しは、スペクトル測定の場合と同様にインピーダンス変換型アンプ

を用いて行った。光源と望遠鏡の間（約5m）の大気で光源からの光が吸収されるので、十分な強度を得るため、光源のサイズは直径5mmとした。これはおよそ0.1度のサイズに対応する。また、背景放射が信号光源に比べて強いので、チョッパを用いたロックイン計測を行った。

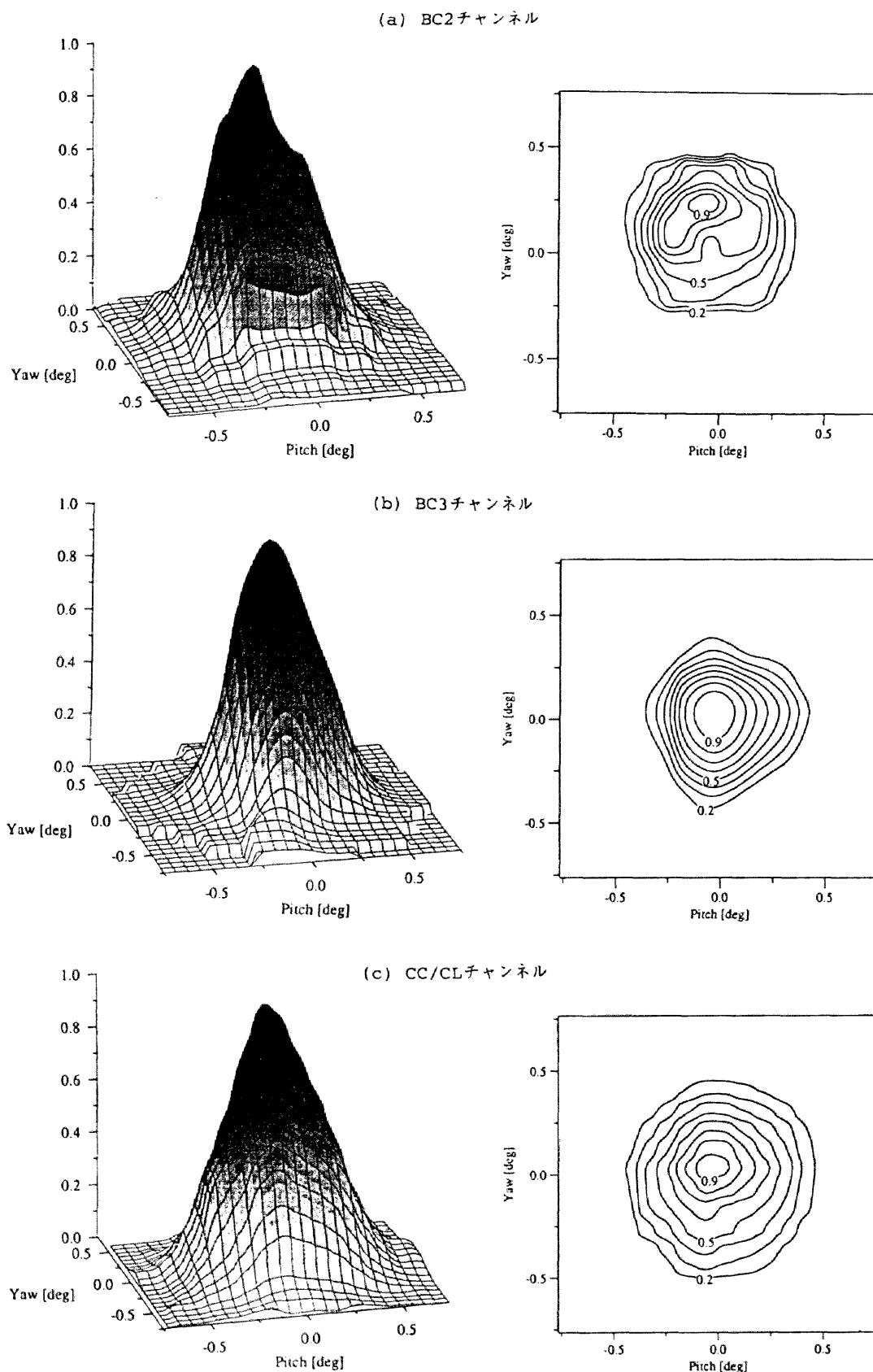


図3-11：遠赤外線測光器の視野パターン 各チャンネルの視野パターンを示す。各チャンネルの視野は、ほぼガウス型のパターンをしている。集光ホーンから期待されるパターンはほぼ円柱状であるが、光路中での周辺部のロスによりガウス型になったものと思われる。この結果、視野の有効径は設計値の7割程度になっている。またBC3チャンネルでは中央部がえぐれた感じになっている。これは、BC1とBC3の光の分割にリング状の反射体を用いたためと考えられる。なお、BC1チャンネルについては十分な測定ができていない。

視野パターンの測定は、この光源を5mm間隔（およそ0.1度に対応）のグリッドで動かし、各点での出力を測定することによって行った。それぞれのチャンネルの視野パターンを測ると共に、チャンネル間の相対的な位置関係も測定した。さらに、近赤外線分光器の視野中心に対する相対的な位置関係も調べた。

各チャンネルと近赤外線分光器の視野中心との相対的な関係を図3-10に示す。点線で示した円が設計値で、ハッチをかけた円が実際に測定した視野の相対的な位置である。円の直径は、設計値の方が視野全体を、測定値の方は全入射エネルギーの半分が入射する大きさを表している。近赤外線分光器の視野中心と、遠赤外線測光器の各チャンネルとの相対的な角距離は測定されているが、望遠鏡の光軸周りの回転は測定できていない。これは測光器を取り付ける機械的精度で決まってくるが、 $\pm 2^\circ$ 程度の不定性があるものと思われる。

各チャンネルの視野パターンを図3-11に示す。必ずしも全チャンネルについて正確な視野測定は出来ていないが、およそガウス型の視野パターンをしている。集光に利用しているWinston Hornの視野特性がほぼ円柱形であるのに対して(Winston, 1970)、実際の視野特性がガウス型になったのは、測光器内の光路によって周辺部にロスが生じたものと考えられる。またBC3の視野パターンは、中心部がえぐられた形状をしている。これは、リング状のビームスプリッターの影響と考えられる。各チャンネルの視野サイズは表3-1に示している。ハーフ・パワーで示した視野サイズが、設計値よりも3割程度小さめになっているのは、先に述べた、視野周辺部の光のロスによるものである。

視野パターンと位置関係は点光源とみなせる対象を観測する場合に重要である。天体が視野内のどの位置を横切り、その時の透過率がいくらであるかが、天体の強度を決めるために必要だからである。一方、視野サイズ以上に広がった対象については、これらの問題はあまり重要ではない。次の節で述べるように、入射光量に対する信号出力の関係を測る実験は、望遠鏡に広がった光を入れているので、視野パターンの不定性は測定結果に影響しないためである。また、視野方向のずれによる表面輝度の変化も、今回の測定での不定性の範囲では問題にならない。

### 3-4-3 黒体放射源による較正実験

測定器の特性評価で最も重要なことは、観測量と測光器の信号出力との関係を精密に求めておくこと、すなわち測定器の較正である。測光器の場合、入射光量に対する信号出力の関係がこれに当たる。

今回、遠赤外線測光器の較正のために、低温の黒体放射源を製作して実験を行った。黒体放射は、その温度で放射強度が決まるため、測光器の較正にしばしば利用される。較正実験を行うに当たって最も注意を払った点は、較正実験の環境条件を可能な限り実際の観測条件に近付けることである。すなわち、入射光量を実際の観測で期待される範囲に設定し、動作モードも観測時と同じにした。これはGe:Ga素子の応答特性が光の強度に依存したり、過渡的応答特性を持っているため、その影響を避けるためである。黒体放射源を用いた較正実験の構成を図3-12aに、また使用した黒体放射源の構造を図3-12bに示す。

今回観測する空の表面輝度は、およそ $\lambda I_\lambda = 5 \times 10^{-12} \sim 5 \times 10^{-11} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ の範囲であり、入射光強度にして $P \sim 10^{-14} \text{ W}$ 以下である。主鏡全面を覆う黒体放射源を考えた場合、このような微弱な光を発生させるには、黒体放射源の温度を低く（10K以下）しなければならない。しかし、15K以下の低温の黒体放射では、測光器の各チャンネルの波長帯がWien領域に入るため、黒体放射の温度制御が厳しくなる。また主鏡全面を覆うような大型の黒体放射源は、製作においても温度制御においても困難である。

そこで、主鏡面の一部のみを覆う小型の黒体放射源を製作した。これを望遠鏡前面の低温蓋（ $\sim 2.5\text{K}$ ）に取り付けて使用した（反射型バップルは取り外してある）。取り付けに際しては、黒体放射源からの光が、副鏡などでけられないように注意した。実際に製作した黒体放射源のサイズは直径が10mmで、サイズによるアッテネーションの効果は1.4%である（低温の蓋からの放射は無視できる）。さらに黒体放射源の開口部に、透過率がおよそ3%のNDフィルターをおいて放射強度を抑えた。従って、この小型の黒体放射源の放射強度は、望遠鏡全面を同じ温度の黒体放射源で覆った場合の $\sim 0.043\%$ である。この小型黒体放射源の温度を2.5~30Kの範囲で制御し、

### 3. 遠赤外線測光器

観測時に予想される入射光量を含む、およそ3桁の入射強度範囲で較正実験を行った。

測定は外付けの回路も含めて、実際の観測と同じ構成で行った。測定モードも実際の観測のシーケンスと同じである。すなわち、2.56秒のリセット周期を基準に、4リセット期間シャッターを閉じ、続く8リセット期間シャッターを開く。シャッターを開いている8リセット期間のうち、最後の1リセット期間は較正用光源を点灯させる。この12リセット期間30.72秒を基本サイクルとして、これを繰り返す。実際の観測と同じシーケンスで測定することによって、Ge:Ga素子の持つ過渡的な応答特性に伴う系統誤差の混入を避けることができる。

検出器に入射する光の強度に対する信号出力の関係は、次のような関係式で表される。

$$\Delta V_{OUT} = R_D \cdot P \quad [V \cdot s^{-1}] \quad (3-1)$$

ここで、 $\Delta V_{OUT}$ は各チャンネルの読み出し回路からの信号出力の時間変化率（積分型の読み出し方式であるため）で、 $P$ は各チャンネルの入射光強度である（単位は[W]）。 $R_D$ は比例係数で、レスポンス係数と呼ばれる（単位は一般的には[A W<sup>-1</sup>]だが、ここでは[V s<sup>-1</sup> W<sup>-1</sup>]）。入射光量は黒体放射源の温度と、各チャンネルのスペクトル透過率から計算できるので、ある温度の黒体放射に対する信号出力の測定から、この関係を求めることができる。

一般には、Ge:Ga素子のような外因性光伝導型検出器では、 $R_D$ は定数でなく入射強度に依存するため、より正確には、

$$R_D(P) = \frac{d\Delta V_{OUT}}{dP} \quad [V \cdot s^{-1} W^{-1}] \quad (3-2)$$

のように微分形で表されるべきである。従って、観測で予想される入射強度の範囲で、様々な入射強度に対する信号出力を測定しておかねばならない。

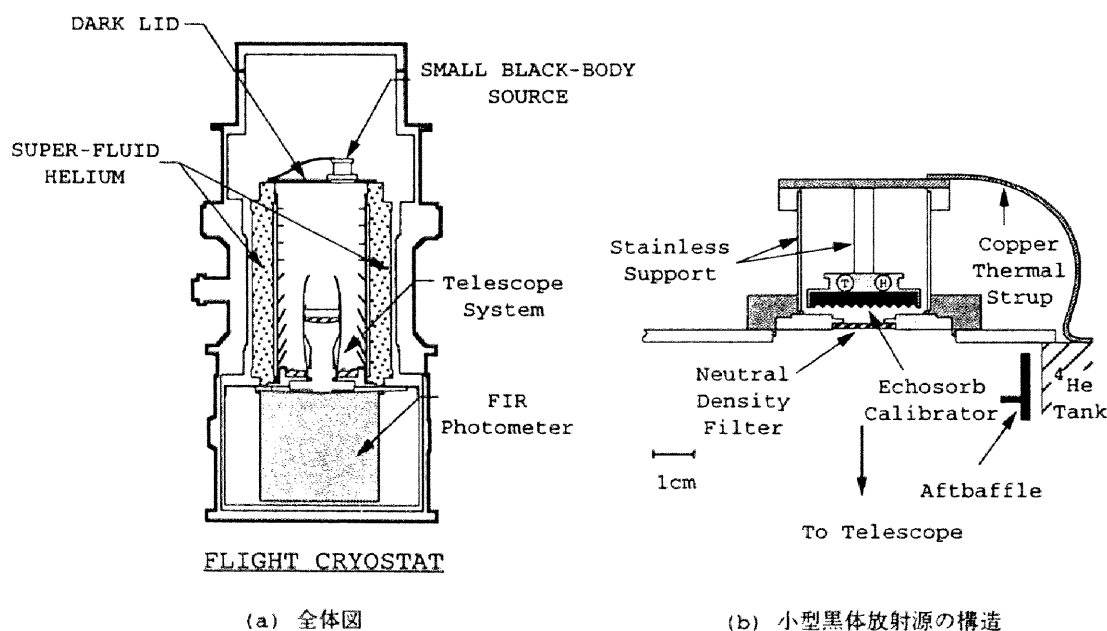


図3-12：黒体放射源を用いた較正実験の構成 (a)に黒体放射源を用いた較正実験の全体の構成を、(b)に測定に用いた黒体放射源の構造を示す。測定は、望遠鏡システムの反射型バッフルを取り除き、そこに小型の黒体放射源を付けた低温の蓋を取り付けて行った。小型の黒体放射源は、エコソープと呼ばれる光の吸収率の高い物質を加工して用い、ヒーターと温度計で熱制御を行った。また、黒体放射源の前にはNDフィルターを取り付け、光りの強さを調整した。較正実験は、この黒体放射源の温度を2.5~30Kの範囲で変えて行った。



実際の観測では、測定された信号出力の時間変化率から、各チャンネルでの空の表面輝度 $\lambda I_{\lambda}$ が知りたいので、表面輝度の関数として信号出力の較正を行っておくと便利である。測定に用いた黒体放射源からの光の入射強度に対応する、空からの光の強度は、

$$P = S_{BB} \int_0^{\infty} B_T(\lambda) \cdot T_{ND}(\lambda) \cdot \epsilon T_0(\lambda) d\lambda$$

$$= S_{Tel} \int_0^{\infty} I_{Sky}(\lambda) \cdot \epsilon T_0(\lambda) d\lambda \quad (3-3)$$

の関係で結ばれる。ここで、 $S_{Tel}$ 、 $S_{BB}$ はそれぞれ望遠鏡と黒体放射源の有効面積で、 $I_{Sky}(\lambda)$ 、 $B_T(\lambda)$ は、それぞれ空のスペクトルと温度 $T$ の黒体放射のスペクトルである。 $T_0(\lambda)$ は各チャンネルの規格化されたスペクトルバンドの形を、 $\epsilon$ はそのピーク透過率を表している。また $T_{ND}(\lambda)$ はNDフィルターの透過率である。

$\epsilon$ は実際に測定していないため未知の値であるが、両辺でキャンセルされるので重要ではない。黒体放射源の温度と空の表面輝度との関係を求めるには、 $I_{Sky}$ の関数形がわからなければならない。ここではよく用いられている、

$$\lambda I_{Sky}(\lambda) = I_0 = const. \quad (3-4)$$

というスペクトルを仮定する。我々の測光器のバンド幅は比較的狭いので、一般的なスペクトルの違いによる差異は小さい。以下では、各チャンネルごとに、

$$\Delta V_{OUT} = f(I_0) \quad [V \cdot s^{-1}] \quad (3-5)$$

という形で関係を求める。

Ge:Ga検出器は過渡的な応答特性を持つため、シャッターを開いた後の時間の経過で応答特性が変化する。そこでリセット間隔ごとに較正曲線を決定した。また、測定ごとに有意な感度変化が見られたので、較正用光源に対する信号出力を用いて感度補正を行った。感度補正の詳細については、APPENDIX-Bに述べている。

各チャンネルの感度曲線を図3-13に示す。これは(3-5)式の関数として、指数関数とオフセット、

$$\Delta V_{OUT} = K_0 \cdot I_0^{\alpha} + \Delta V_0 \quad (3-6)$$

を仮定し、各リセット期間ごとにフィットした結果をプロットしたものである。フィッティングに使用したデータは、実際の観測で期待される強度範囲のものである。指数 $\alpha$ はおおよそ1.05で僅かにリニアからずれている。

シャッターを開いてからの各リセット期間(R#)ごとに求めた感度曲線は、シャッターを開いた直後(R#1)を除けば、あまり大きな違いはない。また、シャッターを開いてから4~7リセット期間(R#4-7)では有意な違いが見られなかった。

較正用光源で感度補正を行った場合と行わなかった場合で、有意な感度曲線の変化は見られなかった。ただしこの曲線からの測定点のずれは、APPENDIX-Bで示したように、較正用光源で感度補正を行わなかった場合は10%程度であるのに対して、感度補正を行った場合は5%程度に改善されている。

観測データから表面輝度を求めるには、

$$I_0 = \left[ \frac{1}{K_0} (\Delta V_{OUT} - \Delta V_0) \right]^{\frac{1}{\alpha}} \quad \beta = \frac{1}{\alpha} \quad (3-7)$$

によって $I_0$ を計算すればよい。

このようにして求めた表面輝度は、たとえ $\Delta V_{OUT}$ を正確に測定できたとしても、較正実験でのデータのばらつきが示すように、5~10%の不定性を持つ。しかもこれは、較正実験での入射光量 $P$ （すなわち $I_0$ ）の推定が正確な場合である。実際には入射光量の推定にもいくつかの不定要因がある。例えば、各チャンネルのスペクトル特性の測定精度、黒体放射源の黒体からのずれや温度の安定性、主鏡面での効率などである。小型の黒体放射源の場合、温度の安定性（0.05度以下）や黒体からのずれ（放射率は99%以上）は小さい。しかもRayleigh-Jeans領域を使っているので、スペクトル特性の測定誤差の影響も小さいはずである。従って、これらの不定性はほぼ無視できる。

問題は、主鏡面の一部しか使っていないため、主鏡面の場所による効率の違いが $I_0$ の不定性とし効いてくる点である。一応、主鏡面全体を覆う準黒体放射源を用いた実験を行い、双方に矛盾の無いことを確認している。しかし、準黒体放射源では放射強度の推定に不定性（2割程度）が大きいため、あまり強いことは言えない。しかし、主鏡面の場所による効率が大きく変化するとは考えにくいので、これに伴う不定性は10%以下と思われる。

以上の点を考慮すると、遠赤外線測光器の較正精度は、較正用光源による感度補正を行った場合で、15%程度であると推定される。較正用光源による感度補正を行わなかった場合は、感度ゆらぎによるばらつきによって較正精度は僅かに悪化し、20%程度と推定される。実際の観測では、M82銀河の観測結果を利用した感度較正も行っ

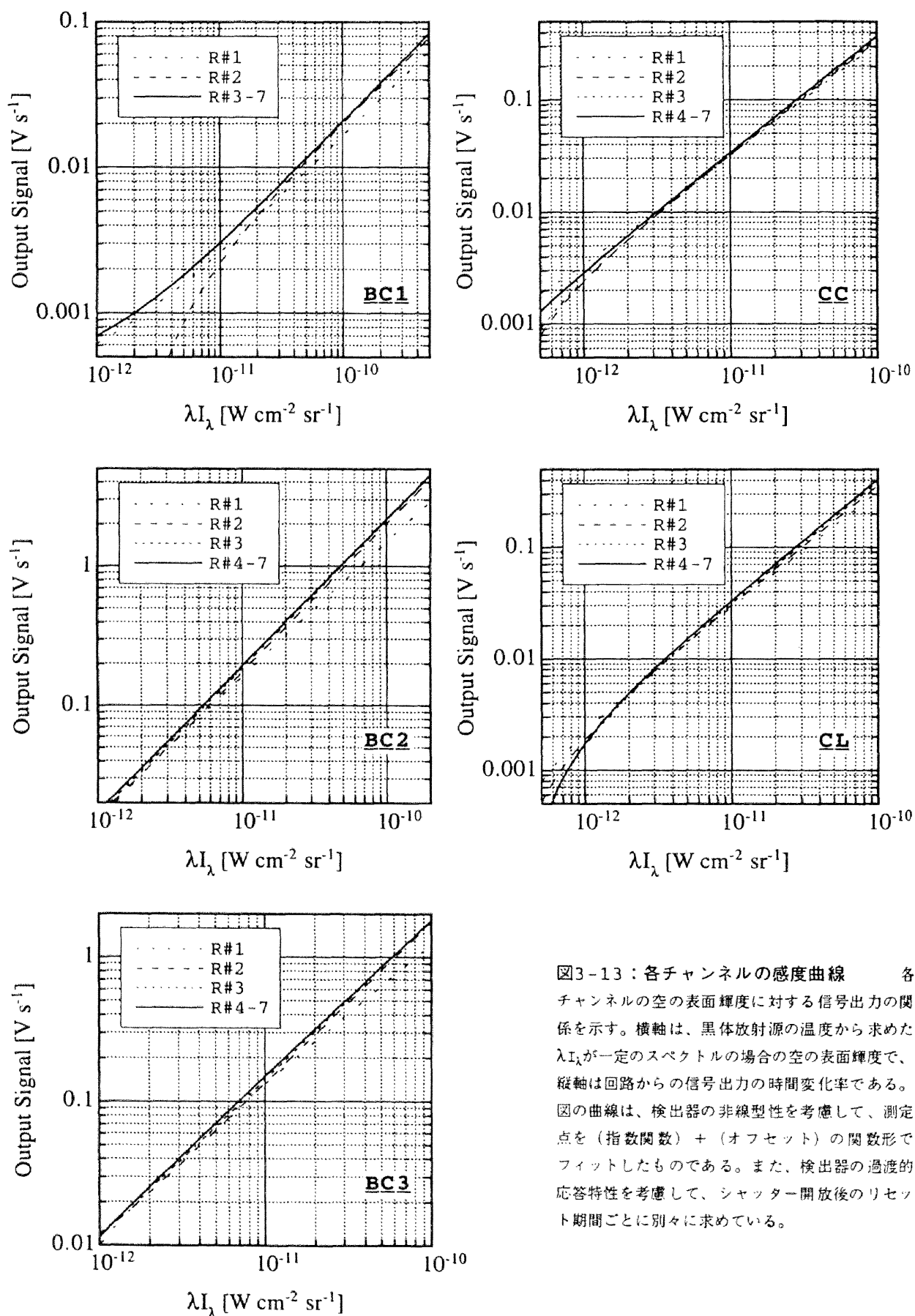


図3-13：各チャンネルの感度曲線 各チャンネルの空の表面輝度に対する信号出力の関係を示す。横軸は、黒体放射源の温度から求めた $\lambda I_\lambda$ が一定のスペクトルの場合の空の表面輝度で、縦軸は回路からの信号出力の時間変化率である。図の曲線は、検出器の非線型性を考慮して、測定点を（指数関数）+（オフセット）の関数形でフィットしたものである。また、検出器の過渡的応答特性を考慮して、シャッター開放後のリセット期間ごとに別々に求めている。

ており、この推定に矛盾が無いことがわかっている (APPENDIX-B参照)。なお、相対的な感度校正の不定性は、これよりも小さいものと思われる。

### 3-4-4 性能評価

以上の測定結果をまとめると表3-1のようになる。表に示した検出限界は、1秒積分 $3\sigma$ の値である。BC1チャンネルを除いて、ほぼ目的の性能を達成している。実際の観測で期待される空の明るさと、1秒積分の検出限界( $3\sigma$ )を図3-14に示した。空の明るさはIRASの観測結果とHIの柱密度から推定したものである。これを見ると、BC2とBC3チャンネルは全ての観測領域で十分な検出感度を持っていることがわかる。狭帯域チャンネルは、最も暗い空では検出感度が十分では無いが、それ以外の領域では1秒積分で十分な感度を持っている。

BC1チャンネルは当初予定していた感度よりも2桁以上悪かった。これには、光学的なカップリングの問題や、素子のオペレーションの問題などが原因として考えられる。先に述べた、ビーム・スプリッターにKRS-5を使用しなかった理由もここにある。しかしスケジュールの関係から、原因を特定することができず、不十分な性能のまま観測を行わざるをえなかった。その後の詳細なデー

タ解析で、素子のオペレーションの問題である可能性が高くなった。1つは動作温度が低すぎた点である。非圧縮型のGe:Ga素子は、通常1.5K以上で使用される。これに対して0.9Kという動作温度は低すぎて、感度が1桁ほど低下していた可能性がある。また、何らかの原因で、素子に十分なバイアス電圧がかかっていなかった可能性も明らかになった。従って、BC1チャンネルの観測データの信頼性は低く、この論文では参考程度に引用するにとどめる。

### 3-4-5 他の観測装置との比較

今回開発した遠赤外線測光器の性能を、他の観測装置と比較する。我々の遠赤外線測光器と同じ様な観測装置は、COBEに搭載されたDIRBEとFIRASである。

DIRBEは1~300 $\mu\text{m}$ の波長帯に10チャンネルの広帯域測光チャンネルを持つ。直径18cmの主鏡を持ち、視野は $0.7\times 0.7\text{deg}^2$ で、ほぼ我々の測光器と符合する。一方FIRASは、0.1~10mmの波長帯でスペクトル測光を行うことができる。宇宙背景放射の測定が目的であるため、視野は $7^\circ$ と大きい。フーリエ分光器をつんでいるため、[CII]輝線などの星間ガスの輝線観測も可能である(波数分解能は $0.2\text{cm}^{-1}$ )。

表3-1：遠赤外線測光器の諸元

CH	BC1	BC2	BC3	CC	CL
$\sigma_c^{(1)}$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	103.6	74.4	53.7	64.97	63.29
$\lambda_c^{(1)}$ [ $\mu\text{m}$ ]	97	134	186	153.9	158.0
$\lambda_{\text{peak}}^{(2)}$ [ $\mu\text{m}$ ]				152.4	157.7
$\Delta\sigma^{(3)}$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	17	6.6	7.6	0.383	0.380
$R^{(4)}$ ( $=\sigma_c/\Delta\sigma$ )	6	11	7	170	167
HPD <sup>(5)</sup> [deg]	-	0.50	0.50	0.64	0.64
sensitivity <sup>(6)</sup>					
continuum: $\lambda I_\lambda$	39	0.33	0.78	1.86	1.38
line: $I_\lambda$					0.88

(1)  $\lambda I_\lambda = \text{const.}$  のスペクトルを仮定した場合の各チャンネルの中心波数および中心波長

(2) 透過率のピーク波長 (狭帯域チャンネルのみ)

(3) 規格化した透過率特性の半値幅

(4) 波数分解能

(5) 視野内の全エネルギーの半分が含まれる視野サイズ (直径)

(6) 1秒積分での $3\sigma$ の検出感度

単位は $\lambda I_\lambda$ が $[10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$ 、 $I_\lambda$ が $[10^{-14} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}]$

### 3. 遠赤外線測光器

図3-14には、それぞれの観測装置の10カ月間の観測データに対する検出限界も示してある(Boggess et al., 1992)。COBEは全天サーベイ型の衛星であるため、1視野ごとの観測時間は天域によって異なる。1視野での積分時間は明らかではないが、DIRBEで3分以上、FIRASでは1時間以上の積分時間が取れるものと思われる。

DIRBEの140 $\mu\text{m}$ と240 $\mu\text{m}$ のチャンネルの感度が悪いのは、1.5Kのボロメータを使用しているためである。また、FIRASは宇宙マイクロ波背景放射のスペクトルを高精度で測定することを目的にしているため、短波長側での感度は悪くなっている。[CII]輝線の158 $\mu\text{m}$ ではFIRASの分解能は300程度で、我々の狭帯域チャンネルと較べて2倍ほど高いが、感度が悪いので、高銀緯での[CII]輝線の検出は不可能である。

以上のように、我々の開発した遠赤外線測光器は、大型天文衛星であるCOBEと同程度か、それを上回る検出感度を持っている。しかし、必ずしも全ての面でCOBEの性能を上回っているわけではない。特にデータの信頼性に関しては、COBEに及ばない。COBEには、飛行中の観測装置の感度の較正が高精度で行える較正装置が組み込まれている。これによって、COBEのデータは高い信頼性を得ている。また、広い波長範囲をカバーしているので、様々な放射成分を分離することが可能である。

現状では、COBEのデータはまだ全て公開されていないが、COBEのデータを使用することによって、我々の観測データの較正も可能になるものと思われる。また、各放射成分の分離にも役立つことが期待される。この意味では、我々の観測装置とCOBEとは相補的な関係にあると言える。

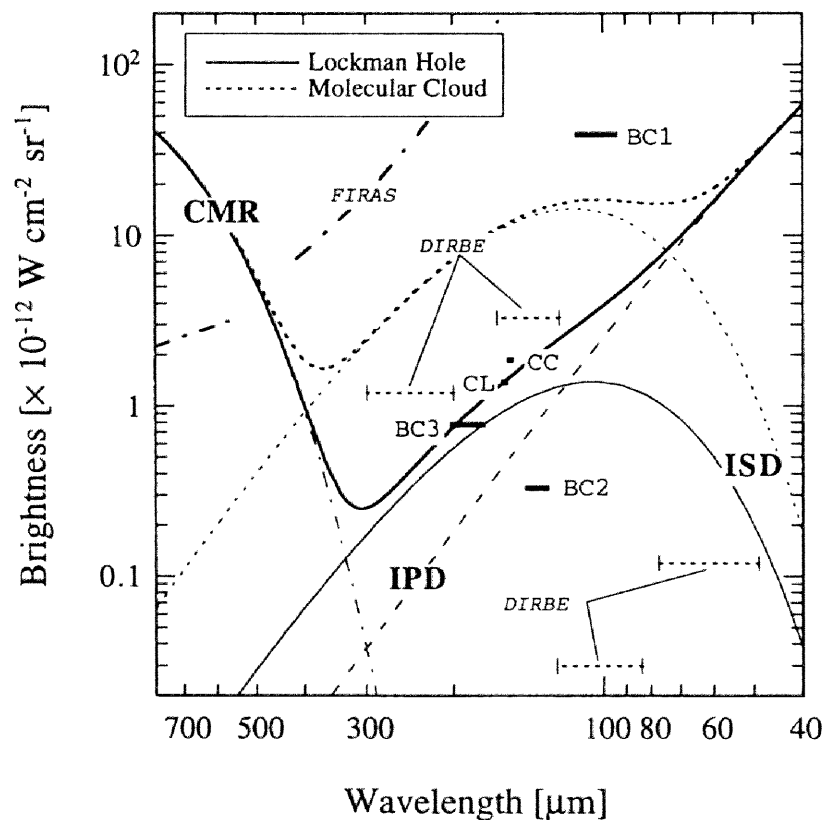


図3-14：空のスペクトルと遠赤外線測光器の感度 期待される空のスペクトルと、遠赤外線測光器の感度を示す。図に示した遠赤外線測光器の感度は、1秒積分の場合の3 $\sigma$ の検出限界である。ほぼ全ての観測領域で、1秒積分で十分な感度があることがわかる。比較のために、COBEに搭載されたDIRBEおよびFIRASの検出限界も示している。これは10カ月の観測期間の平均的な感度で、3 $\sigma$ の値を示している(Boggess et al., 1992; COBE Proposer Information Package Ed.2, 1993)。

- Beeman, J.W., Haller, E.E., Hansen, W.L., Richards, P.L., Menezes, K., Young, E.T., and Rieke, G.H., "*Stressed Ge:Ga Detectors for the Multiband Imaging Photometer for SIRTf*" Preliminary Report, 1990
- Bock, J.J., Duband, L., Kawada, M., Matsuhara, H., Matsumoto, T., and Lange, A.E., "*A  $^4\text{He}$  Refrigerator for Space*" Cryogenics, 1994a, 34, 635-640
- Bock, J.J., Kawada, M., Matsuhara, H., Richards, P.L., Lange, A.E., "*Silicon-Gap Fabry-Perot Filter for Far-Infrared Wavelengths*" Applied Optics, 1994b in press
- Boggess, N.W., Mather, J.C., Weiss, R., Bennett, C.L., Cheng, E.S., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M.G., Janssen, M.A., Kelsall, T., Meyer, S.S., Moseley, S.H., Murdock, T.L., Shafer, R.A., Silverberg, R.F., Smoot, G.F., Wilkinson, D.T., and Wright, E.L., "*The COBE Mission: Its Design and Performance Two Years Launch*" The Astrophysical Journal, 1992, 397, 420-429
- "*Cosmic Background Explorer Proposer Information Package*" COBE PIP, ed.2, Oct. 27, 1993
- Duband, L., Alsop, D., Lange, A.E., and Kittel, P., "*A Rocket-Borne  $^3\text{He}$  Refrigerator*" Advances Cryogenic Engineering, 1990a, 35, 1447-1456
- Duband, L., Hui, L., and Lange, A.E., "*Space-Borne  $^3\text{He}$  Refrigerator*" Cryogenics, 1990b, 30, 263-270
- Hiromoto, N., Saito, M., and Okuda, H., "*Ge:Ga Far-Infrared Photoconductor with Low Compensation*" Japanese Journal of Applied Physics, 1990, 29, 1739-1744
- Kazanskii, A.G., and Richards, P.L., "*Photoionization of Acceptors in Uniaxially Stressed Germanium*" Solid State Communications, 1977, 24, 603-606
- Locatelli, M., Arnaud, D., and Routine, M., "*Thermal conductivity of some insulating materials materials below 1K*" Cryogenics, 1976, 16, 374-375
- Shibai, H., Okuda, H., Nakagawa, T., Matsuhara, H., Maihara, T., Mizutani, K., Kobayashi, Y., Hiromoto, N., Nishimura, T., and Low, F.J., "*Large-Scale [CII] 158 micron Emission from the Galaxy*" The Astrophysical Journal, 1991, 374, 522-532
- Wang, J.-Q., Richards, P.L., Beeman, J.W., and Haller, E.E., "*Stressed Photoconductive Detector for Far-Infrared Space Applications*" Applied Optics, 1987, 26, 4767-4771
- Winston, R., "*Light Collection within the Framework of Geometrical Optics*" Journal of the optical society of America, 1970, 60, 245-247

# 第 4 章

## 観測

## 4-1 観測領域

今回の観測の目的は、高銀緯領域での星間空間の物理状態の解明、及び宇宙背景放射の観測による銀河進化の解明である。宇宙背景放射を観測するためには、前景成分である我々の銀河系に付随した放射を避けることが重要である。高銀緯領域の観測はこの目的にも合っている。さらに領域を限定するとすれば、中性水素の柱密度が低い領域が好ましい。高銀緯領域には、銀河系に付随していると思われる、中性水素の雲の存在が知られている。赤外線強度はこの雲の密度と良い相関を示すことが、IRASの観測などから明らかになっている。銀河系に付随した赤外線放射成分の影響を避けるには、この中性水素の雲がない領域を観測すればよい。

電波の21cm線の観測により、全天での中性水素の柱密度の分布が明らかになっている(Heiles & Habing, 1974)。これによると、おおくま座には銀経が150度、銀緯が52度付近を中心に、中性水素の柱密度 $N(\text{HI})$ が $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ 以下という領域が、数平方度の比較的広い範囲にわたって存在している。一般にLockman Holeと呼ばれている領域で、あらゆる波長帯で、銀河系外を覗く“窓”として注目されている(Lockman et al., 1986, Jahoda et al., 1990)。

一方、星間空間の物理状態を解明する視点からは、様々な物理状態の領域を観測する必要がある。これには、スキャンなどの観測方法により、広い領域を観測することで実現できる。幸い、Lockman Holeの近傍には分子雲(1~145°, b~38°)が存在し、既にCO輝線による観測も行われ、その物理状態について議論がなされている(de Vries et al., 1987)。

以上の理由により、図4-1に示すような観測領域を設定した。最も中性水素の柱密度が低いA点( $N(\text{HI}) \sim 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ ; 1~151°, b~51°)を基点として、分子雲を横切るように20度ほどスキャンを行い、再びA点に戻ってくる。掃りのパスでは、測光器の視野が赤外線源

であるM82銀河を横切るようにしている。M82銀河は飛行機などの観測で、遠赤外線領域でのスペクトルと強度が調べられており、飛行中の測光器の較正に利用できる。

IRASなどのデータから、期待される空の明るさを示したのが図4-2である。Lockman Hole (A点) と分子雲とは、中性水素の柱密度に1桁程度のコントラストがあり、期待される赤外線強度にも1桁程度の違いが存在するものと思われる。

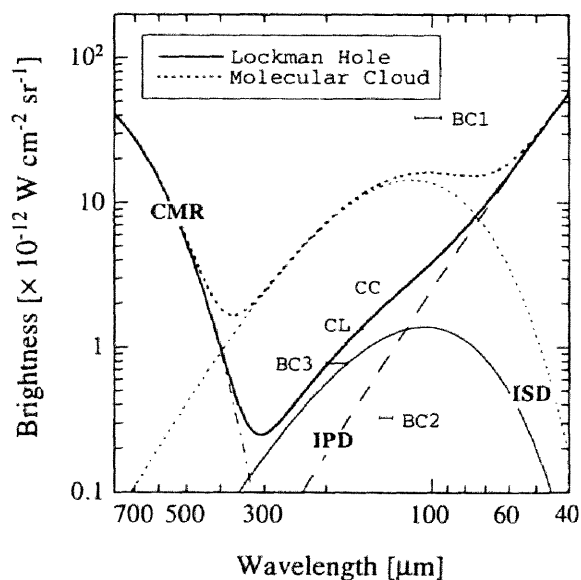


図4-2：期待される空の表面輝度 IRASなどの観測結果から予想される、観測領域の空の表面輝度を示す。“CMR”は宇宙マイクロ波背景放射を、IPDは太陽系に付随したダストの放射成分を表している。Lockman Holeと分子雲では、中性水素の柱密度におよそ一桁の違いがあり、期待される星間ダスト成分(IPD)の強度も一桁の違いが期待される。なお、遠赤外線測光器の1秒積分時の3σの検出限界も同時に示してある。

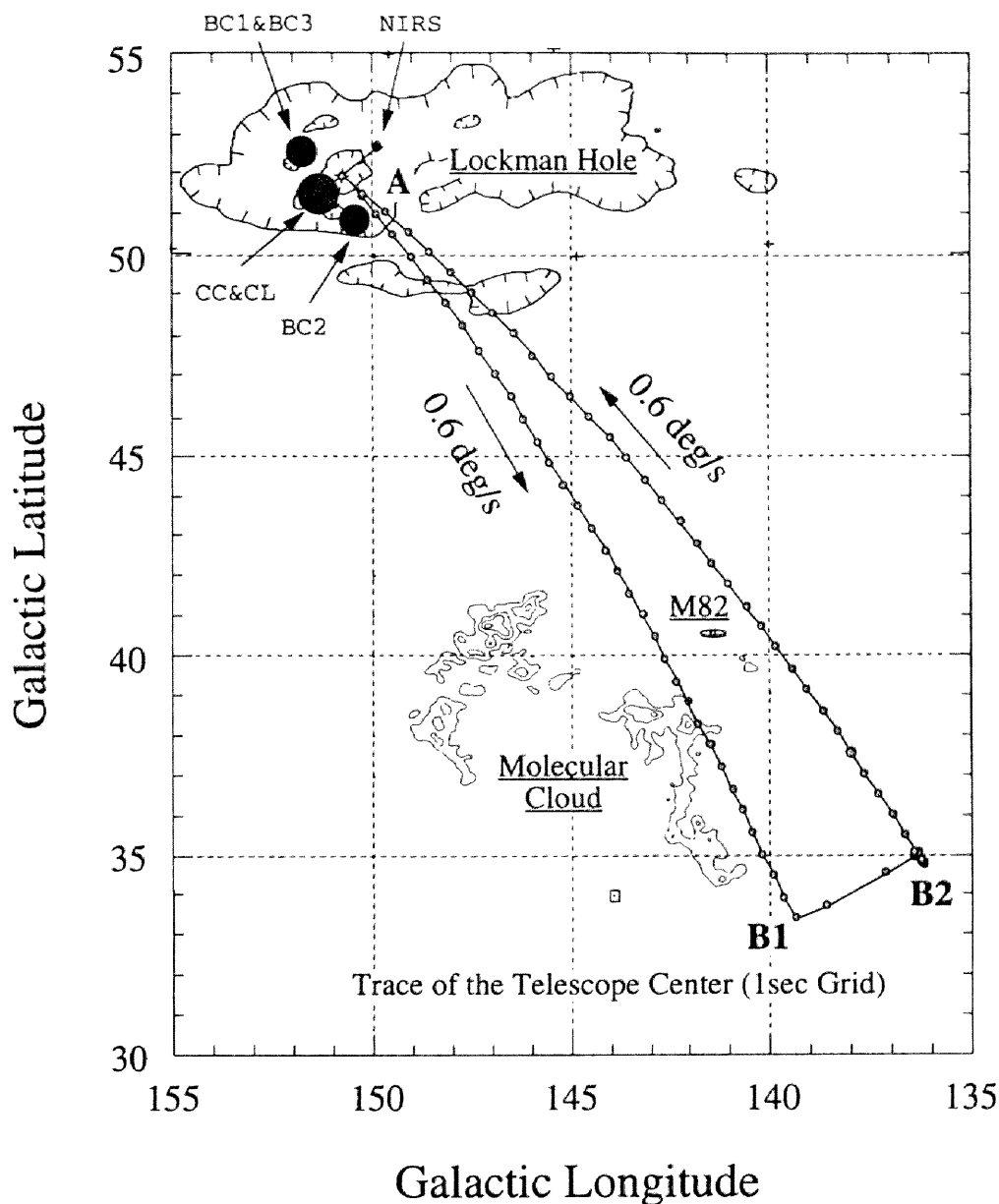


図4-1：観測領域 観測を行った領域は、銀経がおおよそ135~152°、銀緯がおおよそ30~52°のおおくま座の領域である。観測の前半と後半の合わせて2/3の時間は、Lockman Holeと呼ばれる全天で最も中性水素の柱密度が低い領域（A点：l ~151, b ~52）を定点観測した。途中90秒間は、A-B1-B2で示した三角形の領域を、0.6° s<sup>-1</sup>の速度でスキャン観測した。この間、中性水素雲（赤外シラス）や分子雲、M82銀河などの観測を行った。なお、図に示した等強度線は、Lockman HoleではJahoda et al. (1990)の中性水素の柱密度を、分子雲ではde Vries et al. (1987)のCO輝線の速度積分強度をもとに描いたものである。

観測手順は以下の通りである。

## 4-2 観測手順

まずロケット打ち上げ後55秒にフェアリングが開かれる。そして60秒に、ロケット・モーターがペイロード部から切り離され、61秒にダストよけの傘が展開される。この後姿勢制御を行い、打ち上げ後90秒以降は、望遠鏡はA点方向に±0.2度の精度で定点制御される。打ち上げ



後130秒に望遠鏡前面を覆っていた蓋が開けられ、観測が開始される。打ち上げ後130秒から220秒と310秒から430秒の間は、A点で定点観測を行う。途中220秒から310秒までの90秒間は、図4-1に示した領域をスキャン観測する。打ち上げ後430秒以降は、回収のための姿勢制御を行い、望遠鏡は横倒しにされる。最後に、打ち上げ後480秒に観測装置は回収部から分離され、観測は終了する。

A点での観測は、観測の最初と最後の合わせて210秒間行われる。これは全観測時間の3/5にあたる。観測の前後で長時間の定点観測を行うのは、環境放射成分の寄与を推定するためである。上昇時と下降時の天体からの信号を一定にすることで、環境放射成分の変化を測定することができ、環境放射の影響を推定することが可能となる（第5章参照）。また、信号強度の弱いA点での観測時間を長くすることで、A点での信号のS/Nをよくする目的もある。途中90秒間のスキャン観測は、B2点で一時的に停止するが、それ以外は $0.6 \text{ deg s}^{-1}$ のスキャン速度で天空を掃く。このスキャン速度は、測光器の1視野をおよそ1秒で横切る速度に相当する。図4-2に示した1秒積分時の検出限界から、スキャン観測の大部分の領域で、1秒積分で十分なS/Nが得られることがわかる。

観測のシーケンスは電荷蓄積型アンプのリセット周期2.56秒が基準となる。このリセット周期は、電荷蓄積に伴う検出器のバイアス変化が3%以内になるように決められている。実際の観測では大部分の場合、バイアスの変化は1%以内である。シャッタの開閉の周期は12リセットが単位になっている。まず4リセット期間シャッターを閉じ、続く8リセット期間シャッターを明けて観測を行う。シャッターの開いている8リセット期間のうち、最後の1リセットは較正用光源が点灯する。通常はこの12リセット期間30.72秒ごとに各イベントが繰り返されるが、スキャン観測中は空の観測データが失われるのを防ぐため、20リセット周期の間シャッターは閉じないようになっている。スキャン観測中にシャッターを閉じる時は、一時的に望遠鏡を停止させている（B2点）。

## 4-3 観測記録

我々の観測装置をのせた観測ロケットS-520-15号機は1992年2月2日1:00 (JST) に文部省宇宙科学研究所・鹿児島宇宙空間観測所より打ち上げられた。飛行は予定通り行われ、観測装置も正常に動作し良質のデータを得ることができた。打ち上げ後293秒で最大高度338kmに達し、およそ10分後にロケットは海上に落下した。S-520-15号機に搭載された姿勢制御装置および材料実験装置は、海上落下後回収される予定であったが、残念ながら回収は成功しなかった。

観測で得られた各チャンネルの信号の時間プロファイルを図4-3に示す。図では同時にロケットの高度変化も示してある。高度が200kmを越えた、打ち上げ後130秒にクライオスタットの外蓋が開けられ観測が開始された（検出器の電源は打ち上げ30分ほど前から入れられ、データ取得が行われていた）。どのチャンネルも、打ち上げ後200秒ぐらいまでは信号が大きく変化している。時間と共に減少する成分とそれに加えて突発的な強度変化が見られる。これはおそらく、ロケットモーターからの排ガス、残留大気およびロケット本体からの脱ガスなどからの放射と考えられる。なお、BC1およびCLチャンネルに見られる220秒と270秒の構造は、望遠鏡の姿勢を変化させるための制御信号との干渉によるものと考えられる。

図4-3では、周期的な信号の窪みが見られる。これは低温シャッターが閉じている状態の信号であり、検出器のオフセットを表している。また、窪みの直前に見られるスパイク状の構造は、較正用の内部光源による信号である。

打ち上げ後220秒からスキャンが始まった(A→B1)。BC1のチャンネルを除いて、望遠鏡の視野の移動と共に信号の変化が見られる。270秒前後で一時的にスキャンを止め(B2)、280秒から再び帰りのスキャン(B2→A)を開始し、310秒にもとのA点へ戻ってきた。スキャンの途中250秒付近のピークは分子雲によるものである（視野が別々のため、チャンネルごとに対象を横切る時間が異なる）。また帰りのスキャン中、BC2およびCCとCLチャンネルに見られる290秒の鋭いピークは、M82銀

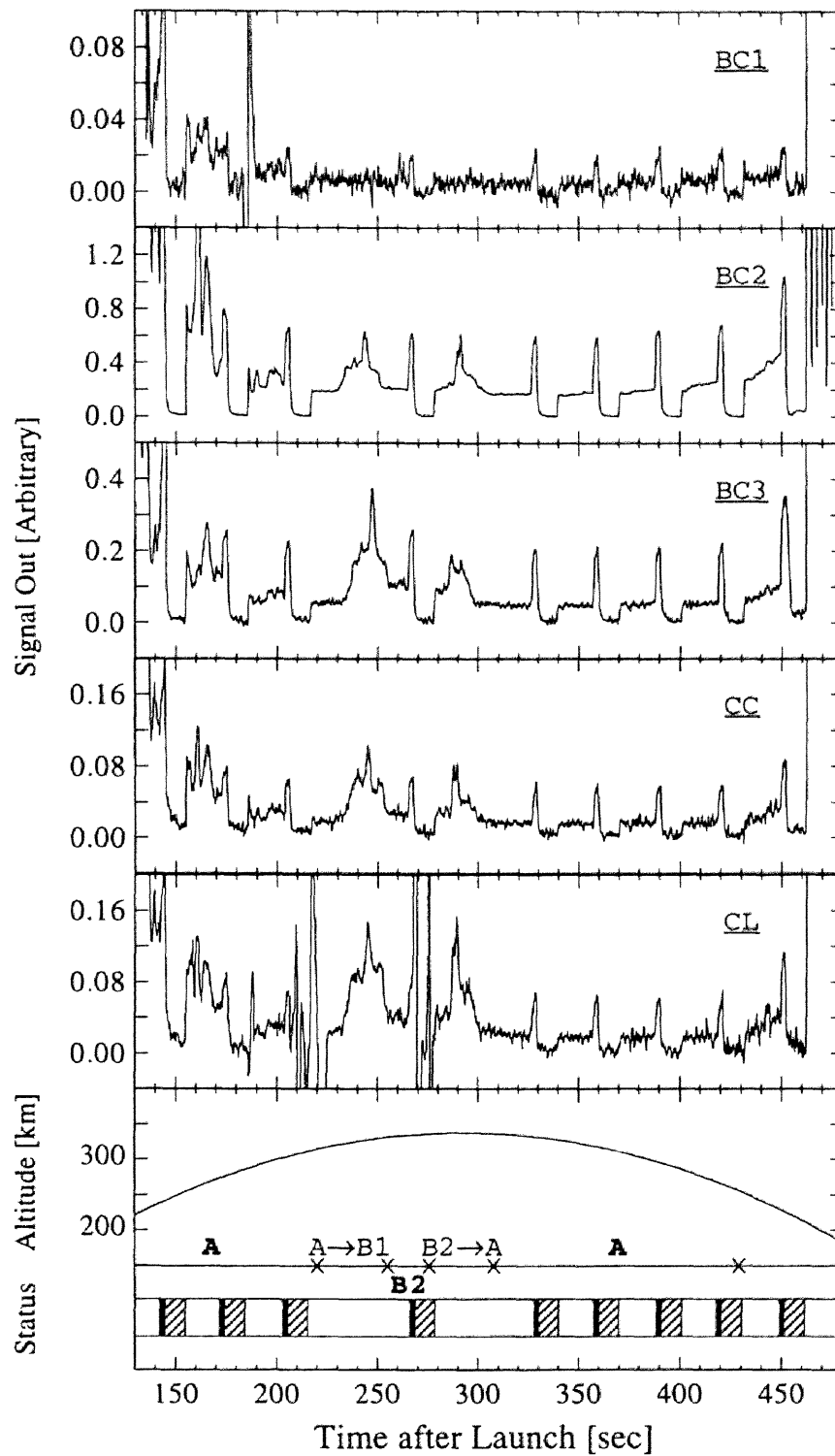


図4-3：信号出力の時間プロフィール 観測期間中の各チャンネルの信号出力の時間プロフィールを示す。横軸は打ち上げからの経過時間を、縦軸は信号出力の変化を示している。最下段のパネルは飛行中の高度変化と、各種イベントを示したものである。ロケットは、観測期間中常に高度200km以上であり、打ち上げ後293秒に最高高度338kmに達した。黒く塗りつぶしたところは較正用光源を点灯したところで、斜線の部分は低温シャッターを閉じていたところである。各チャンネルにこれに対応した信号の変化が見られる。また、観測開始直後やスキャン観測中にも信号強度の変化が見られる。

#### 4. 観測

河によるものである。BC1とBC3チャンネルに対応するピークが存在しないのは、M82銀河が視野には入らなかったためである。これは、スキャン中はロケットの機軸周りの制御を行っていないため、帰りのスキャンでは、スキャン方向と各チャンネルの視野の位置関係が回転したことによるものである。

310秒にA点に戻ってきてから、430秒までは望遠鏡を天空上で固定して観測を行った（各チャンネルの視野方向はスキャン前と同じ）。視野を固定しているにもかかわらず、BC2チャンネルでは時間と共に明らかな信号増加が見られる。これも、環境放射による影響と考えられる。

打ち上げ後430秒から、姿勢制御装置の回収に伴う姿勢制御のため、望遠鏡は水平方向に倒された。430秒からしだいに信号が増加しているのは、望遠鏡を水平方向に倒したことによる地球からの放射の洩れ込みである。460秒以後は、地球が望遠鏡の光軸の40度以内に入ったために、前段のバッフルが効果をなさず、信号が飽和している。我々の観測装置の入ったクライオスタット部分は回収されないため、打ち上げ後480秒に姿勢制御装置から切り離された。これに伴って我々の観測装置からの信号は途絶え観測は終了した。

### 4-4 姿勢決定

観測中の望遠鏡の光軸方向は、姿勢制御装置のジャイロの信号と、スターセンサーの信号から決定することができる。ここでは、姿勢の決定方法と精度について簡単に述べる。

姿勢制御装置は、pitch、yaw、rollのロケットの3軸に対応するジャイロを持っており、自らの姿勢を知ることができる。この姿勢情報を元に、サイド・ジェットと呼ばれる窒素ガスを噴射するシステムを用いて、目的の姿勢に向くよう3軸制御が行われる。この姿勢制御措置による絶対的な姿勢制御精度は $\pm 0.5$ 度である。すなわち、目的の天体に対して $\pm 0.5$ 度の精度で望遠鏡を

向けることができる。また指向制御は、 $\pm 0.2$ 度の正方形のエラー・ボックスを設定し、その枠からはみ出さないように行われる。すなわち定点観測時の姿勢の安定精度は、 $\pm 0.2$ 度である。これに対して、ジャイロから得られる姿勢変化の測定精度は0.01度以下である。従って、相対的な姿勢の変化は0.01度以下の精度で決めることができる。（実際の飛行では、蒸発したヘリウムガスの噴射により、エラー・ボックスのコーナーで姿勢制御が行われるため、姿勢の安定性は $0^\circ.03$  rmsであった。Matsuhara et al., 1994）

$\pm 0.5$ 度という絶対的な姿勢制御の精度は、M82銀河の観測を除けば十分な精度である。しかしながら、他の観測データと比較する場合、絶対的な姿勢決定にはより高い精度が望まれる。このため、スターセンサーからの情報が利用される。このスターセンサーは $1^\circ\phi$ という大きな視野を持っており、A点を向いた状態で $\alpha$ Tau星が視野に入るように設置されている。定点観測だけでは正確な姿勢は決められないが、スキャン中に星が視野を過る時間とそのプロファイルから、正確な姿勢を決定することができる。相対的な姿勢の変化は、姿勢制御装置から情報によって正確に決めることができるので、この情報と既知の星の位置情報をもとに、スター・センサーの信号をうまく再現できるように絶対的な姿勢を決定する。この解析によって、 $\pm 0.2$ 度の精度で絶対的な姿勢を決定することができた(Matsuhara et al., 1994)。

$\pm 0.2$ 度という絶対的な姿勢決定精度は、拡散成分の観測では十分である。しかし、点源であるM82銀河の議論をする場合にはまだ不十分である。そこで、 $0.2^\circ \times 0.2^\circ$ の視野を持つ近赤外線分光器(NIRS)のデータも、姿勢決定に利用することにした。NIRSの短波長側のチャンネル( $1.53\sim 1.83\mu\text{m}$ )では、B2点からA点までの帰りのスキャン中に、6個の点源状の信号を有意に検出している。この点源に対応する星の、 $1.53\sim 1.83\mu\text{m}$ の波長での明るさがわかれば、NIRSの視野パターンの情報と、姿勢制御装置の信号およびスター・センサーで決めた姿勢から、より正確に姿勢を決定することができる。

一般的なスター・カタログには、 $1.53\sim 1.83\mu\text{m}$ の波長帯での明るさは記述されていない。そこで、1993年4月13日に、東京大学の31cm望遠鏡と512×512画素のPtSiカメラを用いて、スキャン・パスに沿ってHバンド( $1.65\mu\text{m}$ )で観測を行った。この結果、NIRSで検出さ

れた6個の点源候補のうち、5個の点源について対応する星を決めることができた。この情報によって、特にスキャン方向に垂直な方向の姿勢を、1分角の精度で決定することができた。これはこれまでのロケット観測と比べて、1桁程度高い姿勢決定精度である (Matsuura et al., 1994)。

残念ながら、この姿勢決定精度はNIRSの視野に対するもので、第3章で述べたように、遠赤外線測光器の視野はNIRSの視野に対して3分角程度の誤差がある。このため、遠赤外線測光器の視野に対する姿勢決定精度は3分角に制限される。最終的に決められた姿勢情報によると、各チャンネルの視野中心に対するM82銀河のオフセットは表4-1のとおりである。この表から明らかなように、BC1およびBC3チャンネルではM82銀河は視野内に入っていない。なお、ここで決めた姿勢はM82銀河の強度導出に使用した (APPENDIX-B参照)。

表4-1: M82銀河の視野中心からの離角

CH	offset [deg]
BC1, BC3:	$0.53 \pm 0.05$
BC2 :	$0.25 \pm 0.05$
CC, CL :	$0.10 \pm 0.05$

## 参考文献

- de Vries, H.W., Heithausen, A., and Thaddeus, P.,  
*"Molecular and Atomic Clouds Associated with  
Infrared Cirrus in Ursa Major"*  
The Astrophysical Journal, 1987, 319, 723-729
- Heiles, C., and Habing, H.J., *"An Almost Complete Survey  
of 21 cm Line Radiation for  $|b| \geq 10^\circ$ : I. Atlas of  
Contour Maps"*  
Astron. Astrophys. Suppl., 1974, 14, 1-555
- Jahoda, K., Lockman, F.J., and McCammon, D., *"Galactic  
HI and the Interstellar Medium in Ursa Major"*  
The Astrophysical Journal, 1990, 354, 184-189
- Lockman, F.J., Jahoda, K., and McCammon, D., *"The  
Structure of Galactic HI in Directions of Low Total  
Column Density"*  
The Astrophysical Journal, 1986, 302, 432-449
- Matsuhara, H., Kawada, M., Matsumoto, T., Matsuura,  
S., Tanaka, M., Bock, J.J., Hristov, V.V., Lange,  
A.E., Maukopf, and P.D., Richards, P.L., *"A Rocket-  
borne Instrument for Observation of Near-Infrared  
and Far-Infrared Extended Astrophysical Emission"*  
Pub. Astron. Soc. Japan, Vol.46 No.6, 1994
- Matsuura, S., Kawada, M., Matsuhara, H., Matsumoto,  
T., Noda, M., Tanaka, M., and Bock, J.J., *"A rocket-  
borne observation of the near-infrared sky  
brightness"*  
Pub. Astron. Soc. Pacific, 1994, 106, 770-779

# 第5章

## データ解析

### 5-1 基本データの生成

#### 5-1-1 微分処理

観測装置からの信号は、40msごとにサンプリングされ、16ビットのデジタル信号（最上位ビットは符号を表す）として地上に送られる。我々の遠赤外線測光器は電荷蓄積型の読み出し方法を用いているため、このデータは強度変化を時間的に積分したものを表している（図A-6参照）。従って信号の強度変化を得るには、このデータから各時間での時間変化率を求める必要がある。

これにはいくつかの方法がある。例えば、積分時間内のデータ点を全て使って、フィッティングによって傾きを決定する方法、あるいは単純に積分時間の両端のデータ点の差から平均的な強度を求める方法などである。積分時間が1秒程度で、読み出し回路の $f^{-1}$ ノイズがあまり利かないような場合には、回路的に10Hzのローパスフィルターを通していてもあり、両者の違いはほとんどない（図A-8参照）。ここでは処理の簡便さから、後者の方法を採用する。（積分データの処理の詳細はAPPENDIX-AのA-3項を参照のこと。）

具体的な処理は以下のとおりである。まず40msのサンプルごとに差分をとったデータを作成する。このデータを基本にして、ある積分時間に対応する個数の差分データの平均として強度を求める。この方法は、リセットを挟まない限り、積分時間の両端の2点から求めた平均強度に一致する。積分時間は、リセット間隔（2.56秒）を超えない限り、任意に選ぶことができる。基本的に、スキャン観測では1秒間の積分データを使用する。これはおよそ1視野分の領域を横切る時間に対応する。一方、シャッターが閉じている間や定点観測などの入射光量が変わらない場合には、リセット間隔であるおよそ2.5秒間（およそ60点）のデータを使用する。

この方法の利点は、任意の積分時間に対する値を簡単

に求めることができる点である。またリセットを挟んだデータでも、S/Nの向上が積分時間に比例しなくなるため若干エラーが大きくなる（ $\sqrt{2}$ 倍程度）が、簡単に平均強度を求めることができるという利点もある。先に示した図4-3は、このようにして求めた信号の強度変化で、1秒積分の場合をプロットしたものである。

#### 5-1-2 信号補正と 表面輝度への変換

5-1-1項の方法で得られた信号出力には、検出器の暗電流、読み出しアンプの洩れ電流、読み出し回路の出力のDC成分など、目的とする天体からの光電流以外の成分が含まれている。まずこれらの不用成分を推定し、天体からの信号成分を取り出す。

測光器には低温シャッターが取り付けられている。低温シャッターからの光の放射や洩れは無視できるので、低温シャッターを閉じた状態での信号は、装置固有の信号成分（オフセット）を表している。従って、シャッターを閉じた状態の信号からの増加分が望遠鏡からの光による信号となる。

実際の観測では、シャッターは8リセット20.48秒間開けられ、続く4リセット10.24秒間閉じられ、これが繰り返される。途中スキャン観測では、20リセット51.2秒間シャッターが開いた状態が続く。検出器からの信号は、シャッターを閉じてすぐには定常状態にならない。これは検出器であるGe:Ga素子の持つ過渡的な応答によるものである（APPENDIX-A参照）。従ってシャッターを閉じている4リセットのうち、後半の2リセット期間のデータのみをオフセットとして用いる。シャッターが開いている状態のオフセットの変化は、前後のシャッター閉時のデータから直線近似で推定する。この場合、シャッターを閉じる間隔よりも早い周期のオフセットの変動は取り除けず、測定の実誤差になる。

次に、検出器の感度の変化を補正する。実験室での較正実験から、検出器の感度は履歴効果などの影響で有意に変動することが分かっている（APPENDIX-A）。またこの感度変動は、較正用光源に対する信号で補正を行うことによって、かなり改善されることも分かっている

(APPENDIX-B)。実際の観測でも、定期的に較正用光源を点灯させ、飛行中の検出器の感度をモニターしている。

図4-3からもわかるように、打ち上げ後200秒から430秒までは、較正用光源点灯時の空からの信号強度も、較正用光源に対する信号もほぼ一定である。従って、この間は検出器の感度は誤差の範囲で一定であったとみなしてよい。これに対して較正用光源の絶対的な信号強度は、BC2とBC3チャンネルでは実験室での値よりも25%程度も小さく、一方CCとCLチャンネルではほぼ実験室と同じ値であった。これはきわめて異常な現象であり、これについては後の5-2-2項およびAPPENDIX-Bで議論する。結論としては、今回の解析では較正用光源による感度の補正は行わない。

以上のようにして得られた信号出力を、図3-13に示した感度曲線から空の表面輝度に変換した。変換にはシャッターを開いた後の感度変化を考慮して、リセット期間ごとに異なる感度曲線を使用した。ただし、シャッター開放後4リセット目以降は共通の感度曲線を使用した。スキャン観測では通常サイクルよりも長時間シャッターを開くため、感度上昇の長時間成分の影響が考えられる (APPENDIX-AのA-5項参照)。従ってスキャン観測では、シャッター開放期間の後半で表面輝度を高めに評価している可能性があるが、この感度上昇成分は10%を超えることはない。

以上の結果得られた、各チャンネルの表面輝度の時間プロファイルを図5-1に示す。

## 5-2 データの信頼性

この論文では、5-1項で述べた方法で処理したデータを解析に用いる。それに先立って、この観測データの信頼性を評価しておく。問題となる点は2つある。1つは、ロケット観測では常に問題となる、周辺環境からの放射の混入である。もう1つは、飛行中の絶対値感度の信頼性である。以下では、それぞれについてその影響を評価

する。

### 5-2-1 環境放射の影響

ロケットを用いた観測では、周辺環境から放射の影響が常に問題となる。これは、ロケットの観測時間が短いことが主な要因である。環境放射として考えられるものは、大きく分けて2つある。1つは残留大気からの放射であり、もう1つはロケット本体からの脱ガスや塵からの放射である。残留大気については観測例があり、大気の温度や成分、存在量などに関する大気モデルが存在する。このモデルに従うと、残留大気による寄与は、ロケットの高度変化と相関するはずである。もう一つの成分である脱ガスの場合、定常的な供給源がない限り、周囲に存在するガスの量は時間的に減少するはずである (散逸効果)。よって、脱ガスによる放射成分は、ロケットの飛行時間の経過とともに減少することが期待される。以上の議論から、ロケット観測前半の上昇フェーズでは、残留大気と脱ガス両方の影響が考えられ、後半の下降フェーズでは、残留大気の影響が支配的になるものと思われる。この特徴から、我々の観測における周辺環境からの放射の影響を推定する。

#### (a) 残留大気の影響

まず、残留大気の影響を推定する。我々の観測は、打ち上げ後130秒から480秒までの間行われた。この間、ロケットは常に200km以上の高度にあった (図5-1参照)。最高到達高度である高度338kmには、打ち上げ後293秒に達した。地球大気の密度は、高度の指数関数でモデル化され、そのスケールハイトは数10kmであることが知られている。また、高度200km以上では、大気の温度は1000K程度に達し、この冷却には酸素原子の出す禁制線が支配的であることが知られている。酸素原子の出す禁制線は $[OI] 63.2\mu m (^3P_1 \rightarrow ^3P_2)$ および $145.5\mu m (^3P_0 \rightarrow ^3P_1)$ がある。地球大気のモデルから、高度200kmでの $[OI]$ 禁制線のライン強度を見積もると、それぞれ $I(63.2\mu m) \sim 2 \times 10^{-11} [W cm^{-2} sr^{-1}]$ 、 $I(145.5\mu m) \sim 5 \times 10^{-12} [W cm^{-2} sr^{-1}]$ であ



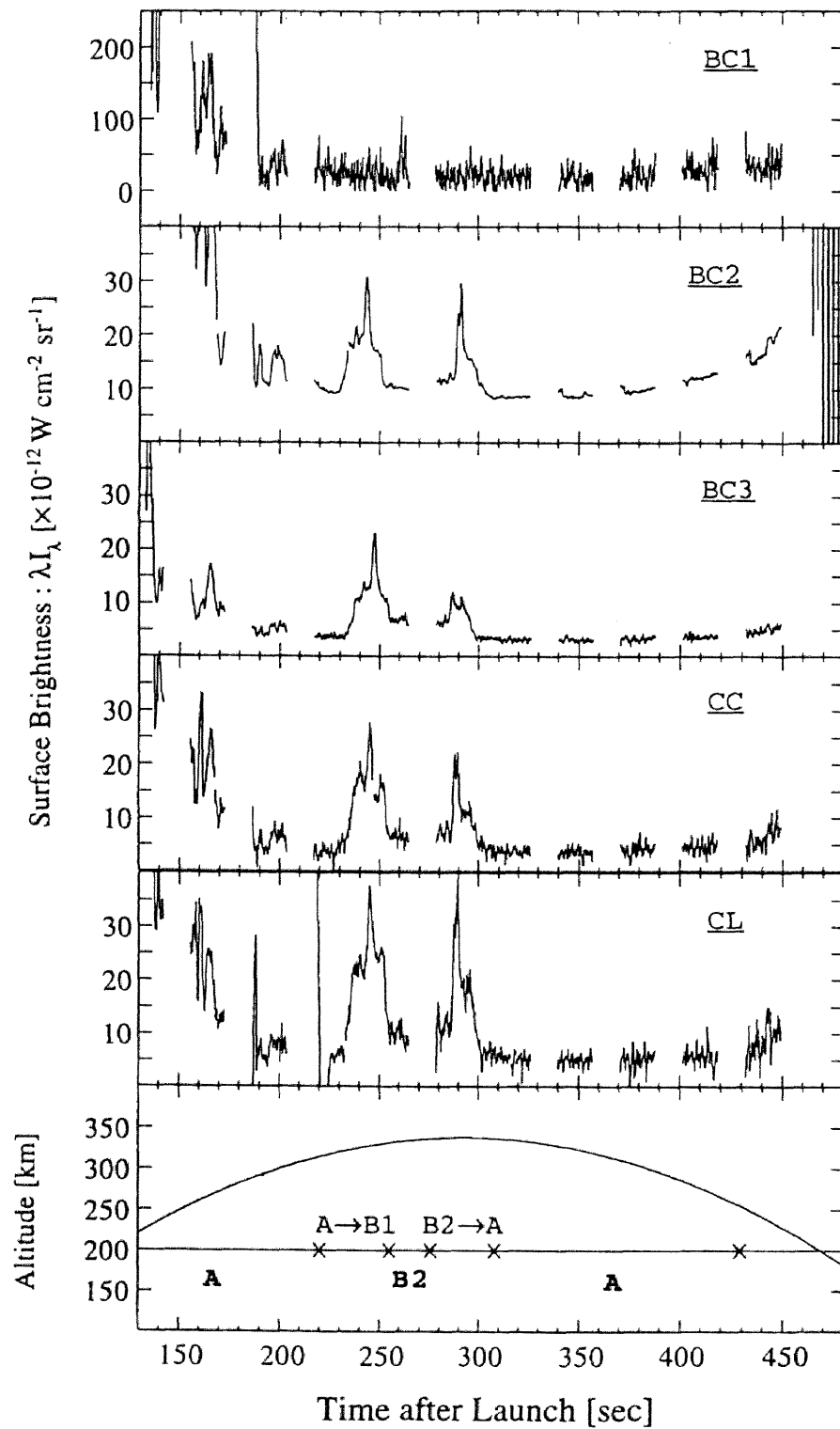


図5-1：観測データの時間プロファイル 各チャンネルの表面輝度の時間プロファイルを示す。これは、図4-3で示した信号出力から、各種補正を行い空の表面輝度に変換したものである（詳細は本文参照）。

る(Grossmann & Offermann, 1978)。

これらの禁制線は、BC1およびBC2のチャンネルに影響を及ぼす可能性がある。図3-8に示した各チャンネルのスペクトル特性の図で、ピークでの透過率を100%と仮定すると、それぞれのラインの透過率は、BC1で0.5%以下、BC2で15%以下となる。従って、それぞれのチャンネルへの[OI]輝線の寄与は、BC1で最大  $1 \times 10^{-13} \text{ [W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$ 、BC2で最大  $7.5 \times 10^{-13} \text{ [W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$ である。観測中は常に高度200km以上であったこと、および測光器の光学効率が50%以下であることなどを考慮すると、残留大気による影響はこの値よりもかなり小さいことが期待される。

図5-1を見ると、どのチャンネルも打ち上げ後350秒付近で放射強度が最も低くなっている。この値に対して、打ち上げ後200秒以前の値は、残留大気から期待されるよりも2桁以上強い強度を示している。おそらくこれは脱ガスなどによる放射成分であろう。一方下降フェーズに注目すると、いずれのチャンネルも視野が固定されているにもかかわらず、330秒から420秒にかけて、しだいに放射強度が強くなっていることがわかる(特にBC2チャンネルは顕著である)。ところがこの間の強度変化は、BC1で $\sim 1 \times 10^{-11} \text{ [W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$ 、BC2で $\sim 4 \times 10^{-12} \text{ [W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$ あり、先に述べた残留大気からの[OI]輝線では説明できない。また、信号の増加の様子も大気モデルから期待されるものと異なる。残留大気の評価は太陽活動などによっても変化するが、1桁以上変わるとは考えられない。従って、下降フェーズで見られる信号の増加も、残留大気とは異なる原因による可能性が大きい。

BC3、CC、CLチャンネルでの増加は僅かであること( $< 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ )や、近赤外線分光器のいくつかのチャンネルでも同様な現象が観測されていることから(Matsuura et al., 1994)、下降フェーズでの信号の増加は、ライン的なスペクトルによる寄与であると考えられる。この波長帯で考えられるラインとしては、やはり[OI]が有力である。局所的に大気の状態が周囲と異なる領域が存在し、[OI]禁制線のライン強度が強くなっているのかも知れない。ロケットの飛行軌跡のシミュレーションによると、打ち上げ後60秒に切り離されたロケットモーターが、残留燃焼で飛行を続け、切り離れたペイロード部分の前方に回り込む可能性があることが指摘されている。このロケットからの高温ガスによっ

て、局所的に大気温度が高くなり、望遠鏡の視野方向にその領域が入ったのかも知れない。いずれにしても、この原因を特定することはできない。

## (b) 脱ガスの影響

もう一つの環境放射成分であるロケットからの脱ガスや塵からの放射を考える。先にも述べたように、打ち上げ後200秒までに見られる強い信号は、ロケットからの脱ガスによるものと思われる。図5-1の130秒から200秒にかけての強度変化の構造は、全てのチャンネルで相關しているのもので、同じ原因によるものと思われる。

ロケットからの脱ガスや塵などが、クライオスタット前方に回り込むのを防ぐために、ダストよけの傘が取り付けられている(第2章参照)。この傘は、ロケットモータを切り離した直後の、打ち上げ後61秒に開く。従ってこれ以降に、クライオスタット下部からのガスや塵の回り込みがあるとは考えにくい。考えられる原因としては、傘自身からのガスや塵の放出、あるいはクライオスタットの蓋に付随したガスや塵がある。傘自身からのガスや塵は、観測開始時点で既に展開後60秒以上経過しているので散逸し、濃いガスや塵が残っている可能性は低い。

一方、クライオスタットの蓋の展開は、打ち上げ後130秒に、少量の火薬を用いたワイヤーカッターを動作させて行われる。このワイヤーカッターは、排煙が外部に洩れないような密閉構造になっているので、これからの排煙は考えにくい。おそらく、クライオスタット中の残留ガスか、蓋の内部に付着した塵などが、その後の200秒頃まで続く連続的な放射の原因と考えるのがもっともらしい。これに対してスパイク状の構造は、バネの力によって開いた蓋が、クライオスタット本体に何度も衝突し、その際の衝撃による電氣的なノイズが見えているものかも知れない。

大局的には、20~30秒ほどの時間スケールで減衰しているのもので、スキャン観測が始まる220秒頃には、ほぼこの影響は見られなくなっている。

ここまでの評価は、時間的に強度が変化する成分についてのものである。もし、時間的にほぼ一定な環境放射成分が存在した場合には、この観測で得られたデータか

## 5. データ解析

ら、その寄与を評価することはできない。しかし、時間的に安定な放射源を実現するには、拡散して薄まるガスや塵を定常的に補給するか、あるいは視野を部分的に遮る構造物が必要である。このような放射源は、クライオスタットの構造からは考えにくい。従って、一定な環境放射成分の混入は僅かであると考えてよい。

### 5-2-2 絶対感度の較正

先にも述べたように、検出器の感度較正は較正用光源に対する信号強度をもとに行う。実験室での測定では測定ごとに、モデルからの信号強度に対して10%程度の変動が見られた（図B-1参照）。この変動が、検出器の感度変化によるものとして補正を行うと、黒体放射源を用いた較正実験を矛盾無く説明できる（図B-2参照）。従って、較正用光源の強度は常に安定で、それに対する信号出力のばらつきは、検出器の感度変化によるものと解釈してよい。

実際の観測では、この較正用光源に対する信号出力が、実験室での値と大きく違っていた。しかも、実験室での値のばらつき方は、チャンネル間に相関があったのに対して、飛行中のばらつきはチャンネルごとに異なっていた。CC、CLチャンネルは、実験室のデータと比較して10%以内に納まっているのに対して、BC2とBC3チャンネルは、それぞれ $(-24.8 \pm 1.2)\%$ 、 $(-23.6 \pm 1.8)\%$ と大きくずれている。（BC1チャンネルは感度が低く、較正用光源に対する信号のS/Nが悪いので有意な比較はできない。）明らかに、BC2とBC3チャンネルは実験室での値と大きく違っており、実験室で見られた感度変動とは異なる原因の存在が示唆される。

最も単純な解釈は、BC2とBC3チャンネルの感度が低下したと考えることである。BC2とBC3チャンネルは、検出感度を $200\mu\text{m}$ まで伸ばすために、Ge:Ga素子を圧縮して用いている。この圧縮の力が、ロケット打ち上げ時の振動などによって緩むと、長波長に対する感度が低下する可能性がある。完全に圧力が無くなると、BC2とBC3チャンネルの感度は無くなるし、僅かな圧力の変化では、感度特性はほとんど変化しない。従ってこの場合、それぞれのチャンネルで、適当な大きさの圧力変化が要

求される。一方、CCとCLチャンネルも同様の圧縮機構を用いており、しかもこれらのチャンネルは狭帯域なので、検出素子の複雑なスペクトル特性を考えると、僅かな圧力の変化で感度が大きく変化する可能性が大きい。しかしこれらの狭帯域チャンネルでは、大きな感度変化は見られなかった。打ち上げ前の振動試験でも、有意な圧力変化が見られなかったことを考慮すると、圧力変化による感度変化の可能性は低い。

別の解釈として、検出器の感度は実験室での値とは同じだが、較正用光源からの光の強度が変化した可能性が考えられる。この解釈は、CCとCLチャンネルで、較正用光源に対する信号出力が、実験室での値と矛盾無いことから否定されるように思われる。しかしながら、各チャンネルでの較正用光源からの光の強度が、実験室での測定と同じであることは必ずしも明確でない。較正用光源は測光器に対して外部にあり、周囲で散乱された光が、望遠鏡からの光と同じ経路を通して測光器に入る仕組みになっている。実験室での測定では、望遠鏡の前面は常に低温の蓋がされていた。蓋には黒色塗料を塗って光を吸収するようにしていたが、必ずしも完全ではなく、一部散乱された光が測光器に入っていた可能性がある。この場合、望遠鏡の光軸からのずれが大きいBC2、BC3チャンネルの方が、CC、CLチャンネルよりも散乱光の影響が大きいことが予想される。実際の観測では、望遠鏡の前面には何もないので、較正用光源は安定でも、測光器に入る較正用光源からの光量が減少した可能性は否定できない。

いずれにしても、フライトで見られた較正用光源に対する信号出力の変動は、実験室の測定で見られた変動とは異なる原因である可能性が高い。最終的には、絶対感度の較正は、他の観測結果との比較から行われるべきである。APPENDIX-Bでは、M82銀河の強度の比較から絶対感度の較正を行っている。これによると、実際の観測での感度は、実験室での値と同じであるとして矛盾ない。従ってこの論文では、基本的に、実験室での測定と実際の観測で検出器の感度に変化がなかったものとして扱う。すなわち、較正用光源に対する信号で感度補正は行わない。

### 5-2-3 誤差の推定

測定データには、測定器のノイズなどによる測定誤差と測定器の較正に伴う系統誤差が存在する。

測定誤差は、同一条件で多数の測定を行い、統計的に決めることができる。実験室の測定で求めた1秒積分での測定誤差は、表3-1に示した検出限界 ( $1\sigma$ ) がそれに当たる。これは入射光がなかった状態での値で、光電流に伴うノイズ成分は含まれていない。今回の観測条件では、読み出し回路のノイズが支配的であり、光電流に伴うノイズは無視できる。同様に、飛行中の測定誤差は、定点観測時のデータから推定することができる。両者を比較すると表5-1のようになる。ただし飛行中の値は、5-2項で述べたように定点観測にもかかわらず時間的な強度変化が見られたため、スキャン終了後の310秒から357秒までの、信号強度が安定している18リセット期間のデータを使用した。さらにシャッター開放後2リセット期間は、検出器の過渡的応答特性の影響を避けるため除外している（実際に使用したのは11リセット期間のデータである）。

この表からわかるように、実際の観測でもほぼ実験室と同じ性能がでている。ただし、BC2チャンネルとCLチャンネルでは2倍ほどノイズが増加している。この原因は明らかで、BC2チャンネルの場合は環境放射による時間変動の影響であり、CLチャンネルはロケットのシステムとの電気的な干渉の影響である。測光器からの信号を見ると、ノイズの大きさとロケットの振動計測の信号振幅の間に相関が見られ、測光器の信号はロケットシステム

側の測定装置から電気的な干渉を受けていたことが明らかである。この干渉の影響はチャンネルによって異なり、特にCLチャンネルではその影響が大きかった。これと同じ現象は、近赤外線分光器の信号出力にも見られた (Matsuura et al., 1994)。

一方、測光器の較正に伴う系統誤差は、実験室での較正実験の信頼性に依存している。測光器の較正実験には様々な要因が寄与しており、その信頼性を評価することは難しい。信頼性に寄与する要因としては、各チャンネルのスペクトル特性の測定精度、黒体放射源の黒体からのずれ、検出器の感度変化の補正などが上げられる。この点に関しては3-4項で述べている。これら原因による遠赤外線測光器の較正に関する系統誤差は、15%程度と推定している。

問題は、飛行中に見られた較正用光源の信号強度の異常をどう扱うかである。先にも述べたように、この論文では基本的に較正用光源による感度の補正は行わない。この場合、検出器の感度に異常がなかったとしても、測定ごとの感度揺らぎによる影響で、感度曲線に対する信頼性は低下する。APPENDIX-Bの図B-2に示したように、感度補正に関する系統誤差は2倍程度増加するので、全体としての系統誤差は20%程度と推定される。さらに、検出器の感度に異状があった場合は、この影響を評価することは困難である。この場合、他の観測データと比較してデータの信頼性を確認するほかない。APPENDIX-Bではこの問題について詳しく議論している。現段階で比較し得る唯一のデータはM82銀河の強度であるが、点源の強度の評価に大きな不定性が伴うため、厳密な比較はできていない。これによると、20%の系統誤差の範囲で、検出器の感度に異状がなかったものとして矛盾はない。

ロケット観測では、環境放射などの影響も含めて、データの信頼性を高めることは困難である。将来的には、同じ観測領域のCOBE/DIRBEのデータを用いることにより、より信頼性を上げることが可能になるものと思われる。

表5-1：実験室と飛行中の測定誤差の比較

CH	Lab	Flight
BC1	13.0	10.6
BC2	0.11	0.28
BC3	0.26	0.24
CC	0.62	0.70
CL	0.46	0.80

NOTE: 1秒積分 $1\sigma$ の値  
 $[\times 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$

## 5-3 標準データ・セット

この論文では、我々の観測データ以外に、いくつかの観測データを利用している。利用したデータは、IRAS100 $\mu$ mバンド、中性水素の柱密度、CO強度のデータである。ここでは、我々のデータも含めて、以下の議論で使用したデータについて簡単に説明する。

## 5-3-1 我々のデータ

天文学的な議論に使用したデータは、基本的に打ち上げ後210秒から370秒までの、スキャン観測を含む64リセット約164秒間のデータである。これは、先に述べた環境放射の影響を避けるためである。この時間範囲で、スキャン観測では1秒ごとに積分したデータを、定点観測では1リセット時間で積分したデータを基本データセットとして用いた。さらに、必要に応じて370秒以降のデータも利用した。

1秒積分での各データ点の統計的なエラーは表5-1で示したとおりである。1リセット時間の積分の場合は、およそこの半分である。このデータセットでの環境放射の影響は、スキャン開始前と信号が最も小さいデータとの比較から推定できる。これによると、時間的に変化する成分の寄与は表5-2に示すとおりである。一方、時間的にはば一定な成分については評価できないが、先にも述べたようにこの影響は無視できるものと思われる。

表5-2：時間変動を伴う環境放射成分の推定

CH	$\lambda I_{\lambda}$ (environment)
BC2	$< 0.74 \pm 0.15$
BC3	$< 0.57 \pm 0.13$
CC	$< 0.20 \pm 0.38$
CL	$< 0.22 \pm 0.43$

NOTE: 単位は  $[10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$

5-3-2 IRAS 100 $\mu$ m データ

我々の観測データとの比較のために、IRAS100 $\mu$ mバンドのデータを利用した。使用したデータはIRAS Sky Survey Atlas (ISSA Explanatory Supplement, Wheelock et al. 1991)のもので、黄道光成分はモデルを用いて既に差し引かれている。絶対的な表面輝度の値については保障されていないので、観測した領域では、表面輝度が負の値もある。

IRASデータのキャリブレーションについては、いくつかの問題点が指摘されている。これはIRASが、観測中の感度較正のための十分なシステムを持っていなかったことが原因である。最近公開された、COBE/DIRBEのデータとの比較から、IRASのキャリブレーションの補正ファクターが示されている (Explanatory Supplement for the DIRBE Galactic Plane Maps 1993; ISSA Explanatory Supplement 1994)。DIRBEには、観測中に絶対的な感度を較正するためのシステムが搭載されており、これによって観測データの信頼性は飛躍的に向上している。残念ながら現時点では、公開されたデータは銀河面から $\pm 10$ 度の範囲で、我々の観測した領域は含まれない。従ってIRASのキャリブレーションを、DIRBEのデータで補正した値を使用する。この補正ファクターは、100 $\mu$ mのバンドでゲインに対して $0.72 \pm 0.07$ である。これは銀河面のデータの比較から得られた値で、高銀緯領域では異なる可能性があるが、少なくとも現状では、より適当な補正であると考えられる。なお、ISSAのデータの絶対値については、黄道光成分のモデルにも依存するため、この論文では参照しない。

ISSAのデータはピクセルサイズが $1.5' \times 1.5'$ のものである。我々の装置の視野は $0.5-1^\circ$ なので、IRASのデータと直接比較することはできない。そこで、我々の観測装置の視野パターンで平均化したデータを比較に用いる。具体的には、ISSAのマップに、我々の観測装置の視野に対応するガウス関数でフィルターをかけ、ロケットの姿勢データにもとづいて、各時間での視野方向のデータを抜きだした。観測装置の視野方向は、チャンネルごとに異なるため、各チャンネルごとに、我々の観測データと同じ質のデータを作成した。

ここで作成したデータは、0.04秒のサンプリングに対応した視野の強度プロファイルである。我々のデータ

では、1秒間積分したデータを基本にしている。そこで、得られた0.04秒間隔のIRASデータに対しても、我々のデータと同様に25点の平均化を行った。

### 5-3-3 中性水素の柱密度データ

中性水素の柱密度は、中性水素 (HI) の出す21cm線の観測から得られる。Heilesらによって、ほぼ全天のHI-の観測が行われ、柱密度の分布が明らかになっている (Heiles & Habing, 1974)。今回使用した中性水素の柱密度のデータは3種類ある。

基本として使用したのは、Heilesによるほぼ全天の中性水素の柱密度マップである (Heiles, 1974)。これはHat Creek Observatoryの85フィート電波望遠鏡を使用した21cm線サーベイ観測に基づくものである。望遠鏡のビームサイズは $0.6^\circ$ で、観測速度域は $-92 \text{ km s}^{-1}$ から $+75 \text{ km s}^{-1}$ である。ただし使用したデータセットでは、 $\pm 45 \text{ km s}^{-1}$ の速度範囲で積分した強度から、中性水素の柱密度を推定している。このため、高速度中性水素雲の寄与は無視されている。この成分の寄与は場所によって異なるが、多いところでも $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ 程度である。

より広い速度域をカバーしたデータとして、Lockmanらが作成したHIの全天マップがある (Dickey & Lockman, 1990)。これは、いくつかの異なる電波望遠鏡を用いた観測を、 $1^\circ \times 1^\circ$ のスケールに平均化してまとめたものである。中性水素の柱密度は、 $\pm 250 \text{ km s}^{-1}$ の速度幅で積分したHIのライン強度から推定している。高空間分解能の観測は、特定の領域でしか行われておらず、我々の観測領域全体をカバーするものはない。Lockman Holeの領域は高空間分解能の観測が行われており (Jahoda et al., 1990)、それが利用可能であるが、観測領域全てを同じ基準で処理するために利用していない。なおLockmanらのマップでは、この高空間分解能観測のデータを使用しており、これから $1^\circ \times 1^\circ$ に平均化したものである。

Lockmanのマップでは空間分解能が不十分であるため、この論文ではHeilesのマップを使用した。しかし、Heilesのマップは速度積分域が狭いため、高速度成分

を無視している。例えば、HeilesのマップとLockmanのマップを比較すると、スケールを含めて系統的なずれが見られた。そこで、Lockmanのマップをもとに系統的なずれの補正を行った。また、高銀緯領域の21cm線の観測では、望遠鏡のサイドローブによる、銀河面や地球からの放射の洩れ込みの補正が重要になる。この補正の不定性によって、中性水素の柱密度の絶対値の信頼性が支配される。特に高銀緯の、中性水素の柱密度が低い領域ではこの影響が大きい。ここでは、Jahoda et al. (1990)が示した、Lockman Holeでの中性水素の柱密度の最小値 ( $4.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ ) を基準にDC成分の補正を行った。

Heilesのマップの空間分解能は、我々の測光器と同程度なので、視野パターンによる平均化は行っていない。またデータは、IRASの場合と同様に、スキャン観測のパスに沿って0.04秒ごとに抜き出し、1秒ごとに平均化を行ったものを使用した。

これらの観測データに加えて、Hat Creek Observatoryの85フィートの電波望遠鏡を用いて、我々の観測した領域に沿って、 $0.6^\circ$ の空間分解能で新たに観測を行った。観測時間の制約で、CCとCLチャンネルの視野に沿った観測しか行えなかった。このデータは[CII]輝線の解析に利用した (Bock et al., 1993) が、ここでの解析には用いていない。

### 5-3-4 CO輝線強度データ

COの強度分布のデータは、de Vriesらが行ったおおくま座の分子雲領域の観測データを利用した (de Vries et al., 1987)。この観測は、1984年と1985年にColumbiaの1.2m電波望遠鏡を用いて行ったもので、 $^{12}\text{CO}$ 分子の $J=1 \rightarrow 0$ の遷移に伴う115GHzのライン観測のデータである。この観測のビームサイズは $8.7'$ 、速度分解能は $0.65 \text{ km s}^{-1}$ 、感度は0.1Kである。観測は、分子雲の存在する領域の近傍に限られるため、我々の観測領域の一部しかカバーできていない。この観測領域外に、CO分子が存在する領域が存在する可能性があるが、強度的には小さいものと思われる。

我々のデータとの比較は、CO輝線の速度積分強度を用

## 5. データ解析

いた。データの空間分解能を揃えるために、IRASのデータと同様に、我々の測光器の視野パターンで平均化する操作を行っている。データの抽出も他のデータと同様に、スキャンパスに沿って0.04秒ごとに行い、これを1秒ごとに積分したデータを使用した。

このデータの他に、今回の観測領域の一部について、1993年2-3月に名古屋大学の4mミリ波電波望遠鏡を使って、CO輝線の高空間分解能観測を行った（ビーム・サイズ $2.6''$ ）。この結果、de Vriesらが観測を行った領域以外でも、CO輝線が有意に観測された。しかしながら、これらの雲は $\leq 10$ 分角程度の小さな構造で、ピーク強度は数 $\text{K km s}^{-1}$ 程度あるが、我々の測光器の視野でならした場合、 $W_{\text{CO}} \leq 0.5 \text{ K km s}^{-1}$ という低い値になる。

ビーム・サイズが小さいため、観測領域を全てカバーすることは時間的にできていないが、CO分子雲の小さな構造が、散在している可能性を示唆する結果が得られている。しかしこれらの分子雲による寄与は、我々の測光器の視野で見た場合、きわめて小さい。なお、この観測データはここでの解析には使用していない。

異常に述べた各種データを、我々の観測データの時間プロフィールに合わせてプロットしたのが図5-2である。チャンネルごとに視野が異なるため、(a) BC1とBC3チャンネル、(b) BC2チャンネル、(c) CCとCLチャンネル別々に示している。

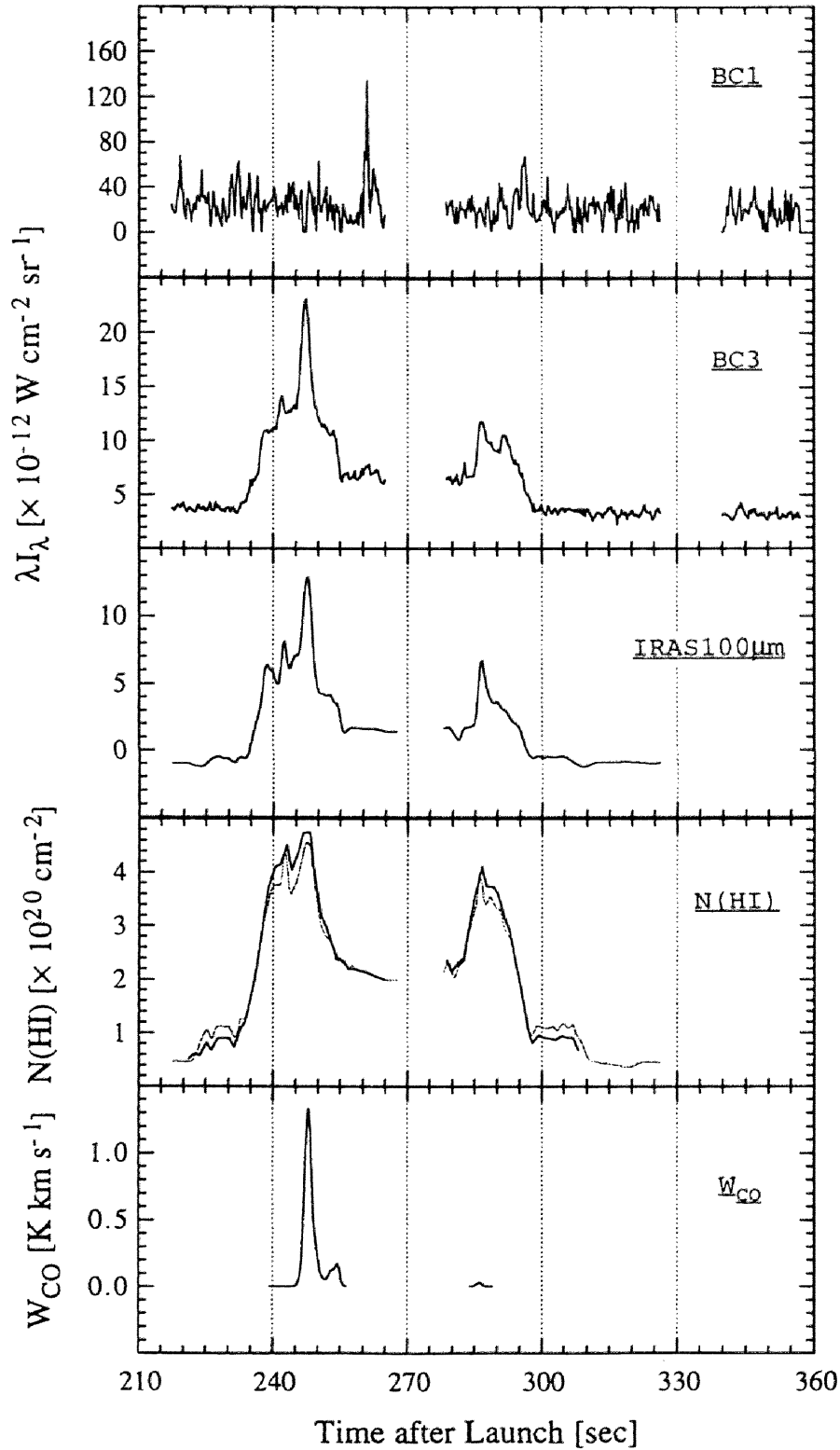


図5-2：解析に使用したデータ・セット この論文で使用したデータを示す。上から順に、我々の観測データ、IRAS100 $\mu\text{m}$ バンド強度、中性水素の柱密度、CO輝線の速度積分強度である。中性水素の柱密度のプロットで、細線はHeilesらのオリジナルデータを、太線はそれを修正したデータ示している（本文参照）。CO輝線のデータは、観測領域の一部しかない。

(a) BC1およびBC3チャンネルに対応する各データを示す。



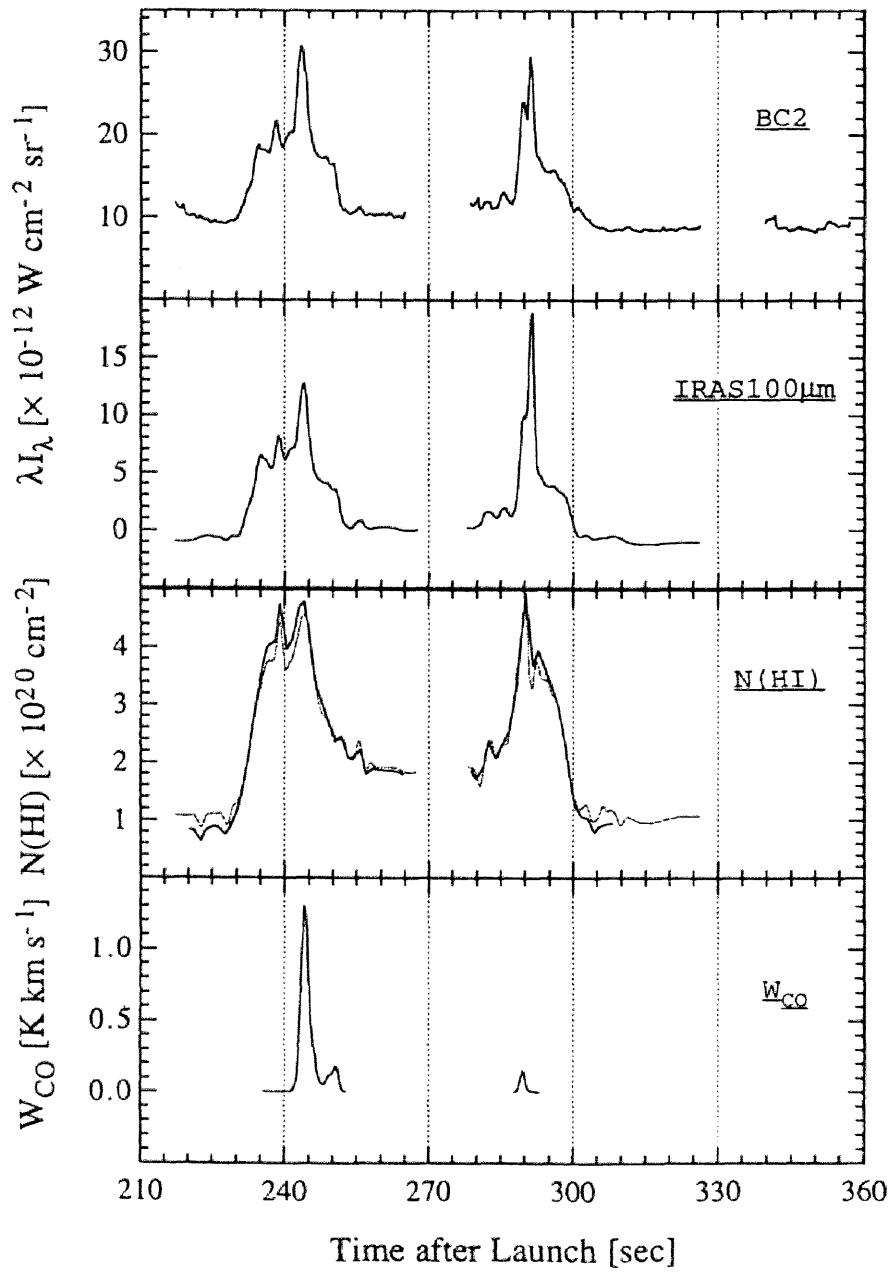


図5-2：解析に使用したデータ・セット（続き）

(b) BC2チャンネルに対応する各データを示す。

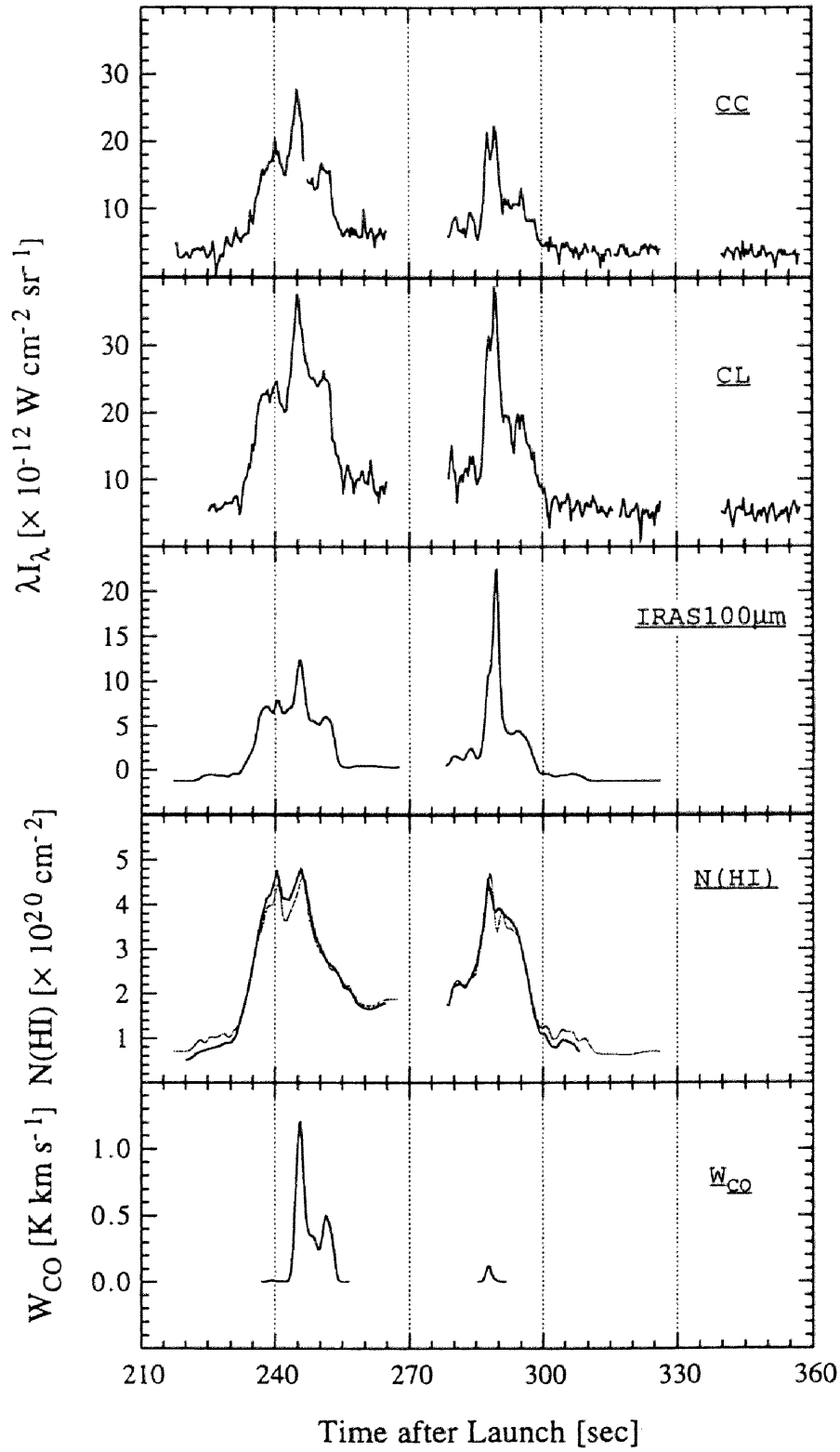


図5-2：解析に使用したデータ・セット（続き）

(c) 共通な視野を持つCCおよびCLチャンネルに対応する各データを示す。

## 参考文献

- de Vries, H.W., Heithausen, A., and Thaddeus, P., "*Molecular and Atomic Clouds Associated with Infrared Cirrus in Ursa Major*"  
The Astrophysical Journal, 1987, 319, 723-729
- Dickey, J.M., and Lockman, F.J., "*HI in the Galaxy*"  
Annu. Rev. Astron. Astrophys., 1990, 28, 215-261
- Explanatory Supplement for the DIRBE Galactic Plane Maps, 1993
- Grossmann, K.U., and Offermann, D., "*Atomic oxygen emission at  $63\mu\text{m}$  as a cooling mechanism in the thermosphere and ionosphere*"  
Nature, 1978, 276, 594-595
- Heiles, C., and Habing, H.J., "*An Almost Complete Survey of 21 cm Line Radiation for  $|b| \geq 10^\circ$ : I. Atlas of Contour Maps*"  
Astron. Astrophys. Suppl., 1974, 14, 1-555
- Heiles, C., "*An Almost Complete Survey of 21 cm Line Radiation for  $|b| \geq 10^\circ$ : II. The Accurate Data on Machine Readable Magnetic Tape*"  
Astron. Astrophys. Suppl., 1974, 14, 557-564
- Jahoda, K., Lockman, F.J., and McCammon, D., "*Galactic HI and the Interstellar Medium in Ursa Major*"  
The Astrophysical Journal, 1990, 354, 184-189
- Matsuura, S., Kawada, M., Matsuhara, H., Matsumoto, T., Noda, M., Tanaka, M., and Bock, J.J., "*A rocket-borne observation of the near-infrared sky brightness*"  
Pub. Astron. Soc. Pacific, 1994, 106, 770-779

## 第 6 章

遠赤外線で見た高銀緯の空

我々は高銀緯領域の遠赤外線表面輝度のデータを得た。遠赤外線の放射は、基本的にダストからの熱放射が支配的なので、遠赤外線の強度分布はダストの分布に対応する。観測された遠赤外線強度は、大きく分けて4つの成分に分解することができる。我々に近い順に列挙すると、(a)環境放射成分、(b)太陽系に付随したダストからの放射成分、(c)我々の銀河系に付随したダストからの放射成分、(d)銀河系外背景放射成分の4つである。

この内、(b)(c)(d)の3成分は天文学的に興味ある対象であるが、(a)は天体観測にとって邪魔者でしかない。この成分については、第5章で詳しく議論し、ここでの議論に用いるデータには、できる限り混入しないよう注意を払っている。

この論文での最終的な興味は、(d)の銀河系外背景放射成分の強度を見積もることである。そのためには、前景成分である太陽系内のダストによる放射成分(b)と、我々の銀河系に付随したダスト成分(c)の2成分の強度を推定し、取り除く必要がある。この章ではまず、(c)の銀河系に付随したダスト成分について、我々のデータから得られる特徴などを議論する。そして、その結果をもとに銀河系外背景放射成分の強度について議論する。また、(b)の太陽系に付随したダスト成分については、この過程で簡単に取り上げる。

### 6-1 我々の銀河系に付随したダストの放射

我々の銀河系に付随したダストからの放射については、これまでの研究で比較的よく理解されてきている。

遠赤外線の強度分布が、中性水素の柱密度の分布とよい相関を示すことは、IRASのデータなどからよく知ら

れている(Boulanger & Pérault, 1988)。また、その他の観測量(例えばCO分子輝線など)との相関も詳しく調べられている(de Vries et al., 1987)。我々のデータは、IRASに対して、波長を200 $\mu\text{m}$ まで伸ばしている点が新しい。そこで、我々のデータに対しても、他の観測量との相関を調べ、高銀緯での中性水素雲(cirrus)や分子雲に付随したダストの特徴を明らかにする。銀河面に比べて、高銀緯の分子雲や中性水素雲については、まだ十分議論がなされていない。我々の観測データはこの点を補う重要なデータである。

#### 6-1-1 IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドとの相関

IRASの観測で星間ダストの温度は20~30K程度であることが分かっている。このような星間ダストからの熱放射のピークは、波長100 $\mu\text{m}$ 前後にくる。一方惑星間ダストは、250K程度の温度を持ち、100 $\mu\text{m}$ 以上の波長での寄与は小さい。従って、IRASの100 $\mu\text{m}$ バンドで受かった強度の大部分は、星間ダストからの熱放射と考えてよい。同じ様に、我々の観測した134 $\mu\text{m}$ 、154 $\mu\text{m}$ 、186 $\mu\text{m}$ の3つのチャンネルでも、星間ダストからの熱放射の寄与が大きいことが期待される。そこで、IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドのデータと、我々の各チャンネルのデータとの相関を調べてみた。この結果を図6-1に示す。

図を見ると、いずれのチャンネルも、IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドの強度と非常によい相関を示していることがわかる。ここで用いたIRAS100 $\mu\text{m}$ バンドのデータは、太陽系に付随したダストの放射成分を、モデルによって差し引いている。従って、図に見られるよい相関は、我々の観測したチャンネルでも、その相関成分は星間ダストからの放射であることを示している。

この図では、CO輝線が有意に検出されている領域(速度積分強度:  $W_{\text{CO}} > 0.1 \text{ K km s}^{-1}$ )とそれ以外の領域を、それぞれ(○)と(×)のシンボルで区別している。図中の実線は、CO輝線が有意に検出されていない領域(×)について、直線でフィットした結果である。各点の統計誤差は、5-2-3項で示したように、BC2とBC3チャンネルではシンボルよりも小さく、CCチャンネルではシンボルの大きさ程度である。各チャンネルの直線からのばらつきは、表6-1のrmsに示すように、有意では

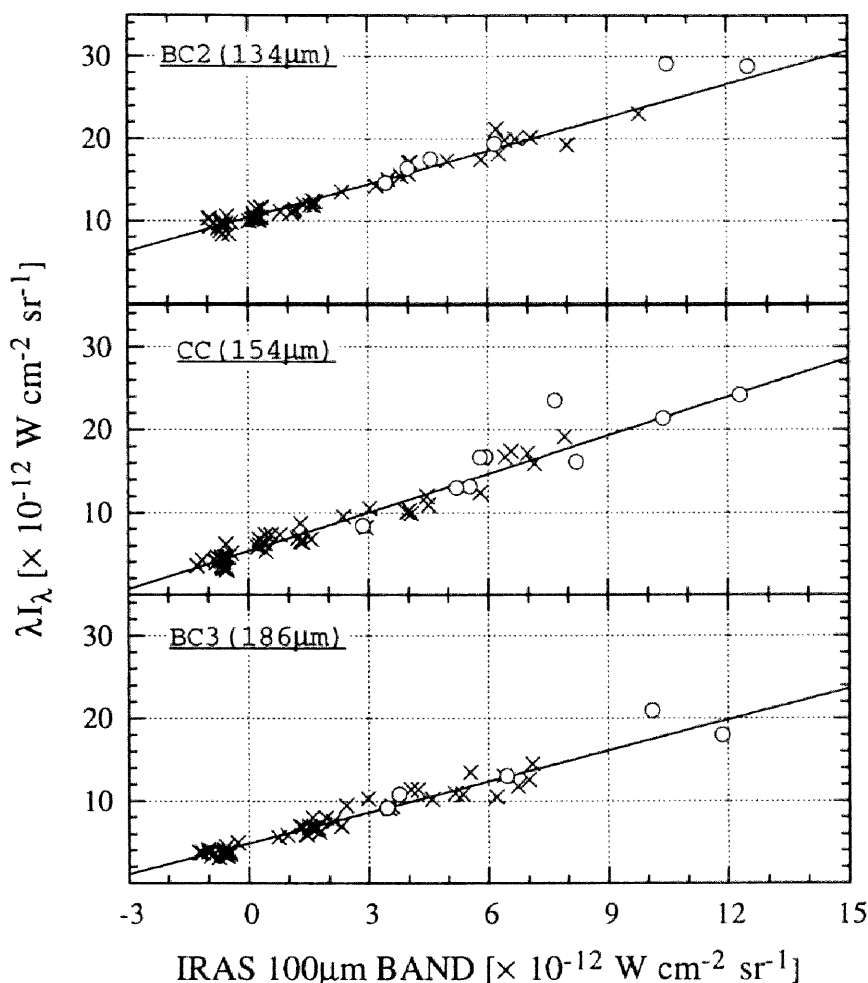


図6-1：各チャンネルとIRAS100μmバンドの相関 我々の測光器の各チャンネル強度とIRAS100μmバンドの強度の相関を示す。図ではCO輝線の有無で2つの領域に分けている。(○)はCO輝線が有意に受かっている領域( $W_{CO} > 0.1 \text{ K km s}^{-1}$ )で、(×)は有意に受かっていない領域である。各点の統計誤差は、BC2とBC3チャンネルではシンボルの大きさよりも小さく、CCチャンネルでは同程度の大きさである。実線は、CO輝線が有意に受かっていない領域に対して直線でフィットした結果で、そのパラメータは表6-1に示してある。

あるがあまり大きいものではない。

興味深い点は、CO輝線が有意に検出された領域(○)も、同じ直線上によく乗っていることである。CO輝線が有意に検出された領域とそうでない領域で同じ様な相関があり、観測した全てのチャンネルで同じ様なばらつきを示していることは、観測した全領域でダストの物理的な特徴(組成や温度など)が同じである可能性を示している。すなわち、観測した分子雲の内部のダストは、その周辺のダストと同じ物理的な特徴を持っていることを示唆している。

IRAS100μmバンドと相関する成分を取り出し、そのスペクトルを示したのが図6-2である。すなわち、表6-1に示した傾きから、IRAS100μmバンドの強度が $\lambda I_{\lambda}(100\mu\text{m}) = 2 \times 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ に対応する、各チャンネルでの強度をプロットしてものである。各点は、系統誤差を考慮して20%のエラーをつけている。

一般に、星間ダストのスペクトルは波長に依存した放射率を持つ準黒体の放射モデル、

$$I_{\lambda} \propto \lambda^{-n} B_{\lambda}(T) \quad (6-1)$$

でよく表される。ここで $B_{\lambda}(T)$ は、温度 $T$ の黒体放射の

## 6. 遠赤外線で見た空

表6-1：IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドとの相関

CH	$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	slope <sup>(1)</sup>	rms <sup>(2)</sup> ( $\times$ )	(ALL)
BC2	134	$1.36 \pm 0.04$	0.74	0.96
CC	154	$1.55 \pm 0.06$	0.98	1.34
BC3	186	$1.25 \pm 0.04$	0.75	0.89

(1) CO輝線が有意に受かっていない領域に対して決めた直線の傾き

(2) CO輝線が有意に受かっていない領域のみの場合 ( $\times$ ) と全ての領域に対する場合 (ALL) の直線からのばらつき: [ $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ]

スペクトルである。放射率の波長依存性はダストの性質を反映しており、グラファイトやシリケートなどの天文学的なダストでは、通常 $n$ は1~2の範囲の値をとる。このモデルでフィッティングした結果が図に示した実線である。ただし、データ点が少ないこととエラーが大きいことなどから、放射率の波長依存性を $n=2$ に固定してフィッティングを行った。

この結果、黒体放射の温度は

$$T = 16.9 \pm 0.7 [K]$$

であった。この温度は、IRASの100 $\mu\text{m}$ と60 $\mu\text{m}$ のバンドから求めた色温度( $\sim 30\text{K}$ )よりも十分低い。IRASで決めた色温度が高めにでるのは、星間空間の放射場と平衡状態になっている低温のダストのほかに、1個の光子の吸収で温度が大きく変化するきわめて小さいダスト(数10 $\text{\AA}$ 程度)が存在し、60 $\mu\text{m}$ のバンドでは、このダストによる寄与が効いているためと考えられている。

### 6-1-2 中性水素の柱密度との相関

次に中性水素の柱密度と遠赤外線強度の相関を調べた。IRASデータの解析などから、遠赤外線の強度分布は、中性水素の柱密度とよい相関を示すことが分かっている。これは、ダストの量と中性水素の量の間に比例関係が存在するためである。図6-3は、中性水素の柱密度と遠赤外線強度との相関を示したものである。図には、我々の

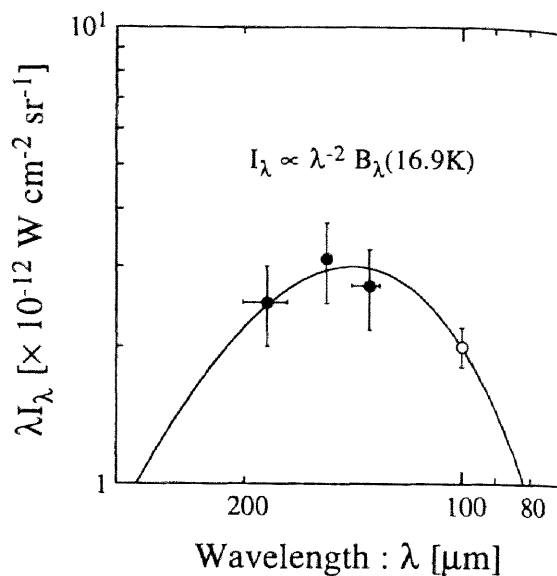


図6-2：IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドに相関した成分のスペクトル

図6-1で示したIRAS100 $\mu\text{m}$ バンドとの相関で、相関成分のスペクトルを $\lambda I_\lambda$  (IRAS100 $\mu\text{m}$ ) =  $2 \times 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ の場合についてプロットしたものである。各点のエラーは20%系統誤差を含んでいる。実線は、放射率が波長の2乗に逆比例すると仮定した場合の黒体放射のベストフィットである。

データに加えて、IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドのデータも示している(BC2チャンネルに対応する値を示してある)。

我々の観測データも全てのチャンネルにおいて、IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドのデータ同様、遠赤外線強度は中性水素の柱密度とよい相関を示すことがわかる。図のシンボルは、図6-1と同じく、(○)がCO輝線が有意に受かっている領域で、( $\times$ )がそれ以外の領域である。CO輝線が有意に受かっていない領域( $\times$ )について、直線でフィットした結果が図中の実線である。このときのパラメータを表6-2に示す。

データ点は、表6-2に示してあるように、直線から有意にばらついていて、そのばらつきはIRAS100 $\mu\text{m}$ バンドとの相関に比べてやや大きい。IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドとの相関でのばらつきは、ダストの場所による温度の違いなどを反映しているのに対して、中性水素の柱密度との相関では、さらに場所による中性水素とダストの比の違いが加わっているためと考えられる。このことは、CO輝線が有意に検出されている領域が、直線よりも上側にくる傾向が見られることからわかる。

IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドとの相関では、CO輝線の有無に関わらず、同じ相関を示していたのに対して、中性水素の柱密度との相関では、CO輝線が有意に受かっている領域で遠赤外線強度が強くなる傾向が見られる。これはすなわち、CO輝線が有意に受かっている領域では、中性水素量に対するダスト量の比が大きくなっていることを意味

する。一般に、CO輝線が受かっているような分子雲の内部では、中性水素の一部は水素分子の形で存在するようになる。このため、中性水素として存在する水素核子の割合が減少し、結果として中性水素量に対するダスト量の比が大きくなると解釈することができる。

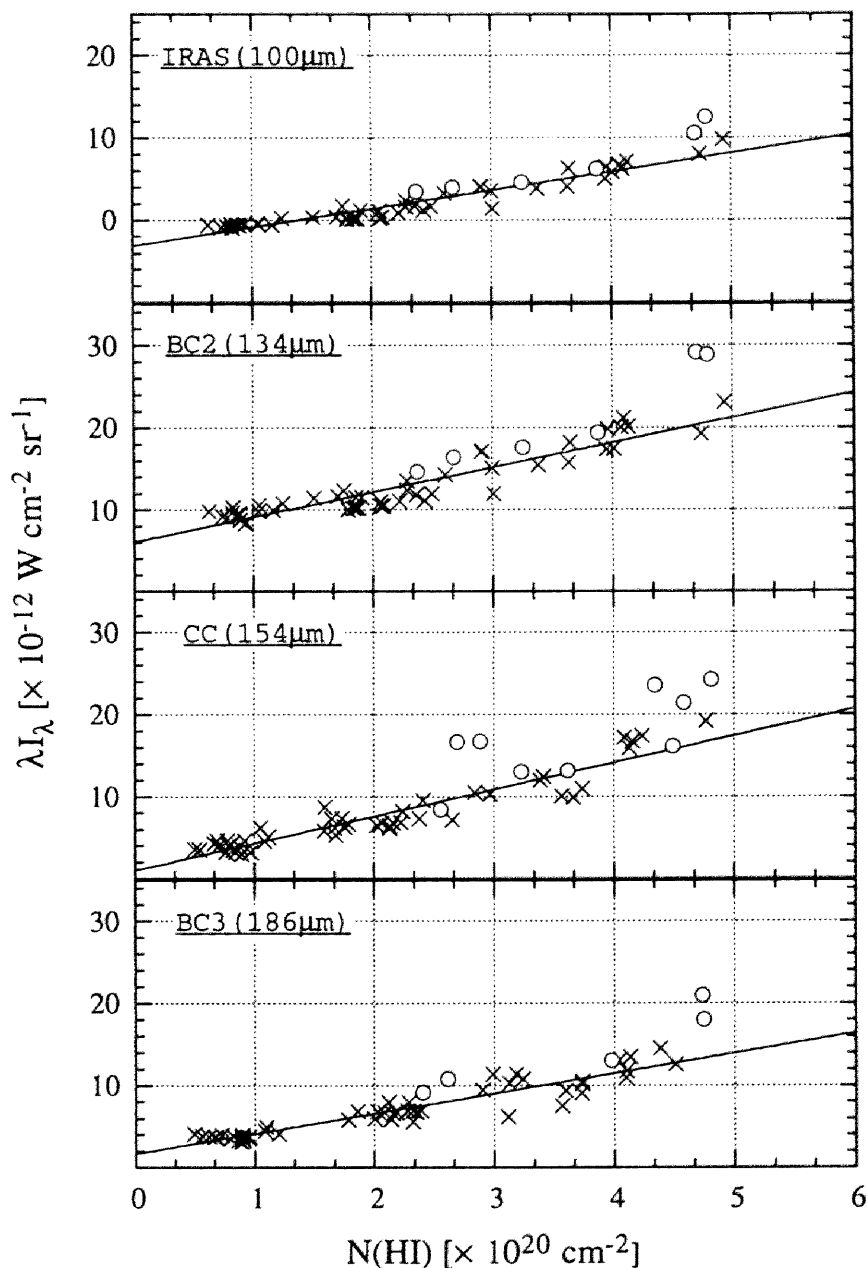


図6-3：各チャンネルと中性水素の柱密度との相関 我々の測光器の各チャンネル強度と中性水素の柱密度との相関を示す。図中のシンボルは、図6-1と同じく (○) はCO輝線が有意に受かっている領域 ( $W_{\text{CO}} > 0.1 \text{ K km s}^{-1}$ ) で、(×) は有意に受かっていない領域である。各点の統計誤差は、BC2とBC3チャンネルではシンボルの大きさよりも小さく、CCチャンネルでは同程度の大きさである。実線は、CO輝線が有意に受かっていない領域に対して直線でフィットした結果で、そのパラメータは表6-2に示してある。



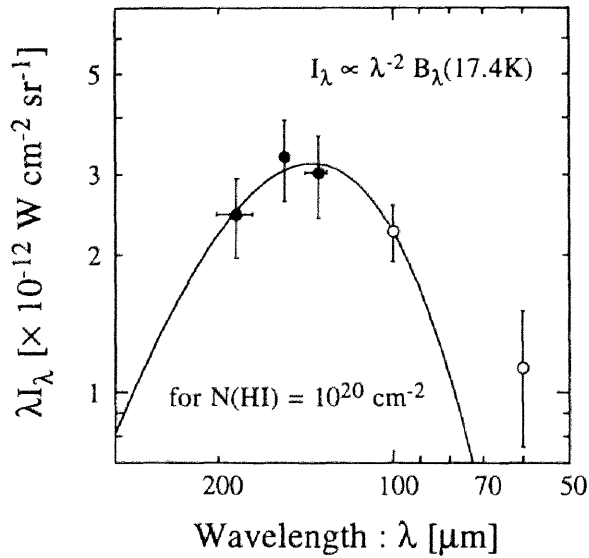


図6-4：中性水素の柱密度に 관련된成分のスペクトル 図6-3に示した中性水素の柱密度と 관련된成分のスペクトルを、 $N(\text{HI}) = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ の場合についてプロットしたものである。100 $\mu\text{m}$ のデータはIRASのデータから求めたものである。各点のエラーは20%の系統誤差を含んでいる。実線は、放射率が波長の2乗に逆比例すると仮定した場合のベストフィットである。なお60 $\mu\text{m}$ のデータ点は、高銀緯( $b > 50^\circ$ )に対するIRASの値(Boulanger & Péroult, 1988)をCOBE/DIRBEの結果で感度補正したものであるが、フィッティングには使用していない。

太陽系に付随した中性水素の柱密度成分は無視できるので、中性水素の柱密度に 관련된成分は、我々の銀河系に付随した星間ダストからの放射と考えてよい。このスペクトルを図6-4に示す。各チャンネルの値は、中性水素の柱密度が $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ に対応する強度を示している。我々の測光器のBC1チャンネルは感度不足のため、IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドのデータで代用している。エラーにはフィッティングのエラーの他に、20%の系統誤差も含めている。このスペクトルに対して、(6-1)式の放射モデルでフィットを行った。この場合も、放射率の波長依存性は $n=2$ に固定した。ベストフィットの黒体放射の温度は、

$$T = 17.4 \pm 1.0 \text{ [K]}$$

で、IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドの相關成分と同じである。

先にも述べたように、この温度はIRASの60 $\mu\text{m}$ と100 $\mu\text{m}$ のバンドから決めた色温度と較べて有意に低い値である。参考までに、図6-4にはIRAS60 $\mu\text{m}$ バンドの値もプロットしている。これはBoulanger & Péroult (1988) が銀河の北極( $b > 50^\circ$ )に対して求めた値に、COBE/DIRBEによるゲインの補正( $0.87 \pm 0.13$ ; ISSA Explanatory Supplement, 1994)を行ったものである。これを見ると、明らかに60 $\mu\text{m}$ のデータは、我々のデータから決めたスペクトルよりも強くなっている。

表6-2：中性水素の柱密度との相關

CH	$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	slope <sup>(1)</sup>	offset <sup>(2)</sup>	rms <sup>(3)</sup>	
				( $\times$ )	(ALL)
IRAS	100	$2.25 \pm 0.10$	-	0.79	1.09
BC2	134	$3.02 \pm 0.17$	$6.06 \pm 0.41$	1.39	2.11
CC	154	$3.28 \pm 0.17$	$0.96 \pm 0.39$	1.37	2.41
BC3	186	$2.45 \pm 0.12$	$1.64 \pm 0.29$	1.03	1.61

(1) CO輝線が有意に受かっていない領域について求めた直線の傾き  
[ $10^{-12} \text{ W sr}^{-1} (\text{HI-atom})^{-1}$ ]

(2) CO輝線が有意に受かっていない領域について求めた直線のゼロ切片  
[ $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ]

(3) CO輝線が有意に受かっていない領域に対する場合( $\times$ )と全領域に対する場合の直線からのばらつき [  $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  ]

この原因は、大きさが数10Å程度の超微小ダストの放射によるものと考えられている。このような微少なダストは、星間放射場(Interstellar Radiation Field: ISRF)と熱的な平衡状態ではなく、光子1個の吸収でその温度が大きく変化し、広い波長域での放射を伴う。このようなダストの分布は、中性水素の柱密度と関連しているため、ISRFと熱平衡にある低温ダストと分離することは困難である。しかし長波長(低温)側では、ISRFと熱平衡にある通常のダストからの放射が支配的になることが期待される。実際、図6-4からわかるように、100~200μmの波長帯では単一温度のスペクトルでデータをうまく再現できる。従って、エネルギー放射に支配的な低温ダストを精密に観測するには、100μmよりも長い波長で観測することが重要になる。

IRASは、観測波長が100μmよりも短い範囲に限定されていたため、30K以下の低温ダストのスペクトルを精密に決めることはできなかった。銀河面に限れば、気球などを用いて100μmよりも長い波長の観測も行われており、これらのデータから、銀河面でのダストの温度は20K前後であることが指摘されていた(Sodroski et al., 1989; Cox & Mezger 1989)。一方、高銀緯領域の遠赤外線観測はこれまで無く、今回我々の観測によって、初めて高銀緯領域のダストの温度を決めることができた。この温度は、銀河面でのダストの温度に比べて有意に低い値である。

最近公開されたCOBE/DIRBEの銀河面近傍のデータを用いて、Sodroskiらは銀河面での温度分布を調べている(Sodroski et al., 1994)。これによると、全体的な傾向として、銀河中心から離れるに従って、温度が22Kから17K程度まで変化していることがわかった。特に、我々の太陽系よりも外側の銀河面ではダストの温度は低く、我々の求めた高銀緯での値とよく一致する。

ダストの平衡温度の違いは、ISRFの強度の違いを反映したものであると考えられる。エネルギー源である星の分布は、銀河中心に近づくにつれて密度が高くなり、また銀河面に集中しているので、銀河面の銀河中心方向ほどISRFは強い。これに対して銀河面から離れた(高銀緯領域)、銀河中心と反対方向では星の密度が減少し、その結果ISRFは弱くなる。

ISRFの強度は、中性水素1個当たりの遠赤外線放射エネルギーから推定することができる。我々の求めたスペクトルから、中性水素1個当たりの遠赤外線放射エネルギーを計算すると、

$$(136^{\circ} \leq l \leq 152^{\circ}; 33^{\circ} \leq b \leq 52^{\circ})$$

$$4\pi E_{FIR} = (4.1 \pm 0.2) \times 10^{-31} [W(HI-atom)]^1$$

である。これに対して、Sodroskiらが求めた銀河面に対する値は、

$$(Inner Galaxy: 270^{\circ} \leq l \leq 350^{\circ}, 10^{\circ} \leq b \leq 90^{\circ})$$

$$4\pi E_{FIR} = (9.8 \pm 1.0) \times 10^{-31} [W(HI-atom)]^1$$

$$(Outer Galaxy: 90^{\circ} \leq l \leq 270^{\circ})$$

$$4\pi E_{FIR} = (2.9 \pm 0.3) \times 10^{-31} [W(HI-atom)]^1$$

である。彼らは、我々の太陽系よりも内側の領域と外側の領域で、平均的なエネルギー放射率を求めているが、3倍以上の値の違いが見られる。

我々の得た値は、銀河中心方向のエネルギー放射率と比べると半分以下であるが、太陽系よりも外側の銀河面と比べると強い。高銀緯領域の観測は、太陽系近傍(100pc程度の領域)の物理状態を反映しているので、我々の得た値は太陽系近傍での局所的なISRFの強度を示していると考えられる。この点を考慮すると、我々の得た値が、Sodroskiらが示した値の中間的な値を取ることにはもっともらしい結果である。なお、Boulanger & Péroult (1988)がIRAS100μmバンドのデータから求めた銀河の北極( $b > 50^{\circ}$ )での値は、IRASのゲインの補正(0.73倍)を行うと、我々の結果とよい一致を示す。

### 6-1-3 CO輝線強度との相関

図6-3からわかるように、CO輝線が有意に受かっている領域は、有意に受かっていない領域よりも、遠赤外線強度が強くなる傾向がある。これは先にも述べたように、CO輝線が有意に検出されるような分子雲内では、水素原子の一部は水素分子として存在し、中性水素の量が減少したためと考えられる。

CO分子の存在量と水素分子の存在量の間には、相関があることが知られている。例えばBloemen et al. (1984)は、銀河面の巨大分子雲のγ線による観測から、水素分子の柱密度とCO輝線の速度積分強度の比として、

## 6. 遠赤外線で見た空

$$\frac{N(H_2)}{W_{CO}} = 2.8 \times 10^{20} [cm^{-2} (K km s^{-1})^{-1}]$$

という値を得ている (Bloemen et al., 1986)。一方、高銀緯の比較的拡散した分子雲に対しては、de Vries et al. (1987) や Heithausen & Mebold (1989) が、IRAS100 $\mu$ mバンドのデータと中性水素の柱密度、CO輝線の色度積分強度と比較することにより、

$$\frac{N(H_2)}{W_{CO}} = (0.6 \pm 0.1) \times 10^{20} [cm^{-2} (K km s^{-1})^{-1}]$$

という値を得ている (Heithausen & Mebold, 1989)。両者の値を比較すると、銀河面の巨大分子雲と高銀緯の広がった分子雲とでは、CO輝線強度に対する水素分子の柱密度の値に、明らかな違いが見られる。そこで、我々の観測した分子雲についても、Heithausen & Meboldと同じ方法を用いて、 $N(H_2)/W_{CO}$ の値を求めてみる。

CO輝線が有意に観測されている領域からの赤外線放射は、

$$I_\lambda = a_{1,\lambda} N(HI) + b_\lambda W_{CO} + I_{NC,\lambda} \quad (6-2)$$

で表されるものとする。ここで $a_1$ と $b$ は、それぞれ中性水素の柱密度に対する遠赤外線放射率と、CO輝線の色度積分強度に対する遠赤外線強度の割合を表す。また $I_{NC}$ は、背景放射などの中性水素やCO輝線と相関しない成分を表す。この内 $a_1$ と $I_{NC}$ は、CO輝線が有意に受かっていない領域から求めることができる (表6-2参照)。一方 $b$ の値は、中性水素の柱密度から期待される強度からの超過分 (図6-3で直線からのずれ) と、CO輝線の色度積分強度との相関から決めることができる。この関係を示したものが図6-5である。図ではCO輝線が有意に受かっている領域のデータ点のみをプロットしている。図に示したエラーは、表6-2に示した直線からのずれのrms (CO輝線が有意に受かっていない領域に対する値) である。

図を見ると、CO輝線強度が強くなるに従って、遠赤外線強度の超過成分が強くなる傾向は見られるが、データ点にかなりのばらつきが見られる。これは、場所によって $b$ の値に違いがある可能性を示唆している。例えば、スキャン中の分子雲の観測で、超過成分の時間的な変化の様子を見てみると、ある傾向が存在することがわかる。図6-5の点線で示したものがそれである。全てのチャンネルで、スキャン観測に伴う超過成分の軌跡が、同じ様

なループを描いていることがわかる (時間的な流れは図の中で矢印で示している)。このループが検出器の過渡的特性による見かけの現象でないことは、時間的に後の方が超過成分が小さくなっていることから明らかである。すなわち分子雲の場所によって、CO輝線強度と遠赤外線超過成分の比が明らかに変化しているのである。図4-1のスキャン・パスと照らし合わせると、分子雲の北側 (銀河座標で) が遠赤外線の超過成分が強く、CO輝線の強度のピークを超えた、分子雲の南側で超過成分が弱くなっていることがわかる。

このように、CO輝線強度が強いほど遠赤外線超過強度が強くなる傾向が存在するが、その比は場所によって異なっていることがわかった。このことは、de Vries et al. (1987)での解析でも見られる (彼らの論文の図5(b)でもデータ点はばらついている)。図の実線は、白丸のデータに対して、原点を通る直線で平均的な傾向を示したものである。この傾き自身はデータ点の取り方で変化するが、分子雲の平均的な特徴をある程度反映しているものと思われる。表6-3にこの値を示してある。

さて、水素分子の柱密度に対する遠赤外線放射率は $2a_2$ とすると、

$$b = 2a_2 \frac{N(H_2)}{W_{CO}} \quad (6-3)$$

という関係が成り立つ。従って、 $a_2$ の値がわかれば $N(H_2)/W_{CO}$ の値を得ることができる。しかしながら、 $a_2$ の値を直接的に求める有効な手段はない。そこで、水素核子1個当たりの遠赤外線放射率が、中性水素の場合と水素分子の場合で同じであると仮定する。すなわち、 $a_1=a_2$ と置く。この仮定がもっともらしいことは、6-1-1項で示したIRAS100 $\mu$ mバンドとの相関から示すことができる。図6-1に示したように、CO輝線の検出の有無に関わらず、全てのチャンネルでIRAS100 $\mu$ mバンドの強度とよい相関を示した。このことは、分子雲の内外でダストの物理的な特徴が似ていることを示しており、 $a_1=a_2$ と置くことを支持する結果である。

$a_1=a_2$ の仮定のもとに $N(H_2)/W_{CO}$ の値を計算すると、表6-3に示したようになる。各チャンネルごとに独立に求めた値は、全チャンネルで比較的よい一致を示している。平均すると、我々の観測した分子雲に対して、

$$\frac{N(H_2)}{W_{CO}} = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{20} [(K km s^{-1})^{-1} cm^{-2}]$$

という値が得られた。ただし、ここで示したエラーには

データ点の選び方に伴うゆらぎは考慮されていない。分子雲内の場所の違いによって、この値はファクター2程度のゆらぎが存在するものと思われる。

de Vries et al. (1987)は、我々の観測した分子雲と同じ分子雲に対して、IRAS100 $\mu$ mバンドのデー

タをもとに、CO輝線の速度積分強度に対する水素分子の柱密度の比を求めている。その値は、

$$\frac{N(H_2)}{W_{CO}} = (0.5 \pm 0.3) \times 10^{20} [(K km s^{-1})^{-1} cm^{-2}]$$

で、我々の得た値と比べて小さい。しかし、我々の観測

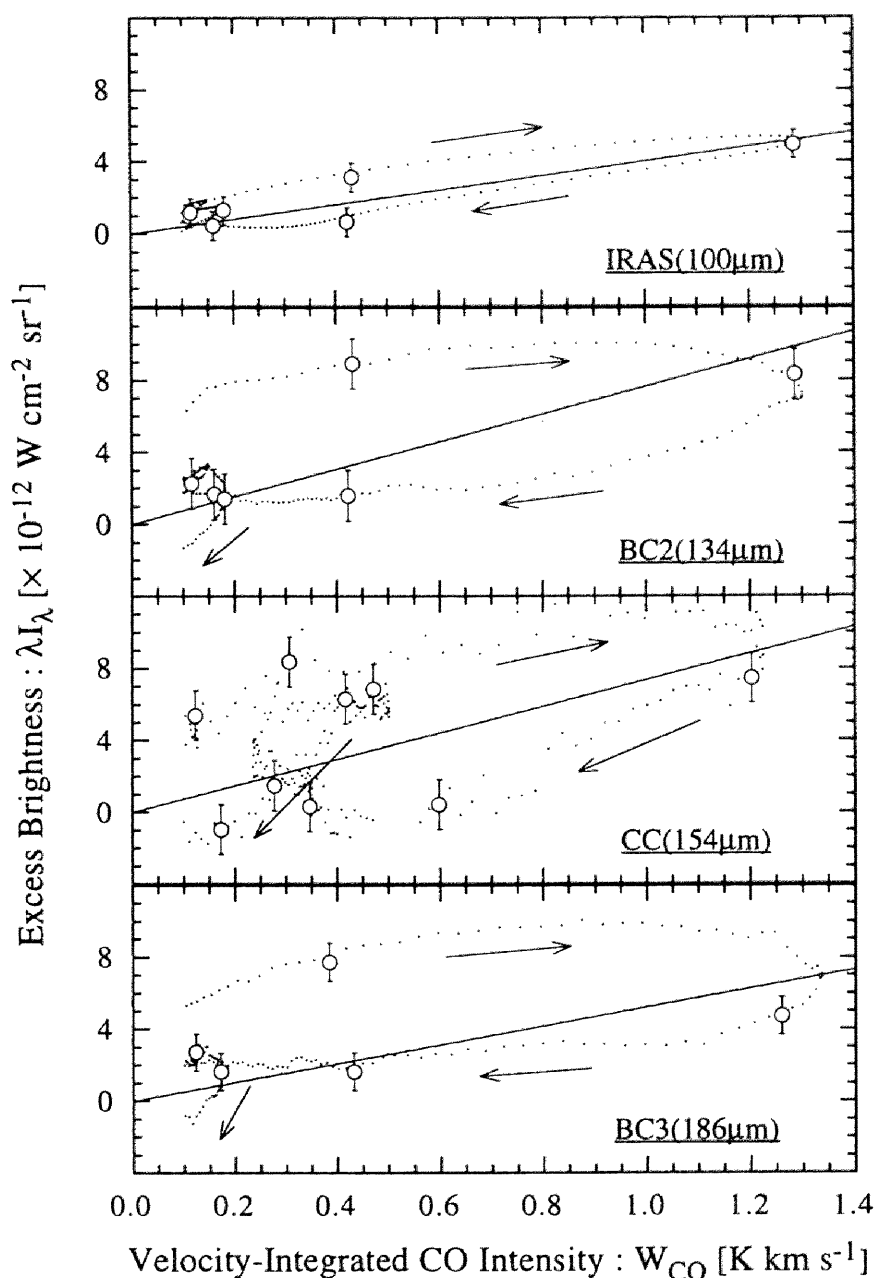


図6-5：遠赤外線超過成分とCO輝線強度の相関 CO輝線が有意に受かっている領域（図6-3の○印）の、中性水素の柱密度との相関からの超過成分（直線からのずれ）と、CO輝線の速度積分強度との相関を示す。各点のエラーは、表6-2に示した中性水素の柱密度との相関のばらつき（×印に対する値）を示してある。データ点のばらつきは大きい、原点を通る直線でフィットすると実線ようになる。また、観測の時間的な流れに沿った変化を点線と矢印で示してある。これを見ると、遠赤外線の超過成分とCO輝線強度の間に、系統的な相関が存在することがわかる。

表6-3：CO輝線の速度積分強度との相関

ID	$\lambda^{(1)}$	$a_1^{(2)}$	$b^{(3)}$	$N(H_2)/W_{CO}^{(4)}$
IRAS	100	$2.25 \pm 0.10$	$4.02 \pm 0.55$	$0.89 \pm 0.13$
BC2	134	$3.02 \pm 0.17$	$7.63 \pm 0.97$	$1.26 \pm 0.17$
CC	154	$3.28 \pm 0.17$	$7.35 \pm 0.87$	$1.12 \pm 0.15$
BC3	186	$2.45 \pm 0.12$	$5.22 \pm 0.74$	$1.07 \pm 0.16$
average				$1.07 \pm 0.08$

(1) [ $\mu\text{m}$ ](2) [ $10^{-32} \text{ W sr}^{-1} (\text{HI-atom})^{-1}$ ](3) [ $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ ](4) [ $10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ ]

した領域は分子雲の一部であること、de Vriesらの示した遠赤外線の超過成分とCO輝線の速度積分強度の相関にかなりのばらつきが見られることなどを考えると、両者の値に矛盾はない。むしろ高銀緯の分子雲は、銀河面の巨大分子雲に比べて、 $N(H_2)/W_{CO}$ の値が有意に小さいことを確認した結果と言える。

このように、 $N(H_2)/W_{CO}$ の値が高銀緯の分子雲と銀河面の巨大分子雲で異なる理由は、分子雲の密度が異なるためと考えられる。銀河面の巨大分子雲では、CO輝線の光学的な厚みが1を超え、 $W_{CO}$ の値が飽和するのに対して、高銀緯の分子雲では密度が低く、CO輝線に対する光学的な厚みは1よりも小さいことが期待される。このため、CO分子と $H_2$ 分子の比が一定だとすると、巨大分子雲に対する $W_{CO}$ の値がCO分子の量を過少評価するため、 $N(H_2)/W_{CO}$ の値が大きくなる。

ここで得た $N(H_2)/W_{CO}$ の値を用いて、水素核子の柱密度を求めることができる。すなわち、

$$N(H) = N(HI) + 2 \frac{N(H_2)}{W_{CO}} W_{CO} \quad (6-4)$$

なる関係式を用いて水素核子の柱密度を計算できる。この式から得られた水素核子の柱密度を用いて、遠赤外線強度との相関を示すと図6-6のようになる。当然の結果であるが、CO輝線が有意に受かっている領域も、それ以外の領域と同じ相関関係に従うようになる。ただし、図6-5に見られたように、CO輝線の速度積分強度と遠赤外線線の超過強度の相関にばらつきがあるため、CO輝線が有意に検出されていない領域ほどきれいな相関関係を示してはいない。

#### 6-1-4 分子雲のスペクトル

中性水素の柱密度に相関する成分のスペクトルは、図6-4に示したとおりである。CO輝線が有意に受かっている領域では、遠赤外線強度が中性水素の柱密度と非常により相関を示すことから、図6-4のスペクトルは、中性水素雲内のダストの一般的なスペクトルと考えてよい。

一方、CO輝線が有意に受かっている分子雲内のダストのスペクトルはどうであろうか。一般的には、内部にエネルギー源（星など）を持たない分子雲では、分子雲内のダストは周囲のダストよりも低温になる。これは、ISRFが分子雲の表面で吸収され、分子雲の内部での放射強度が低下するためである。今回観測した分子雲では、IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドとの相関で見たように、分子雲内のダストのスペクトルも、中性水素雲内のダストと同じ様なスペクトルを示すことが期待される。そこで実際に、分子雲のスペクトルがどのようになっているのかを調べてみる。

第3章でも述べたように、我々の測光器はチャンネルごとに異なる空を見るようになっている。このため、ある特定の領域のスペクトルを求めることは困難である。そこで、CO輝線の速度積分強度が $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ 以上（測光器の視野で見た場合）の領域の平均的なスペクトルを求める。

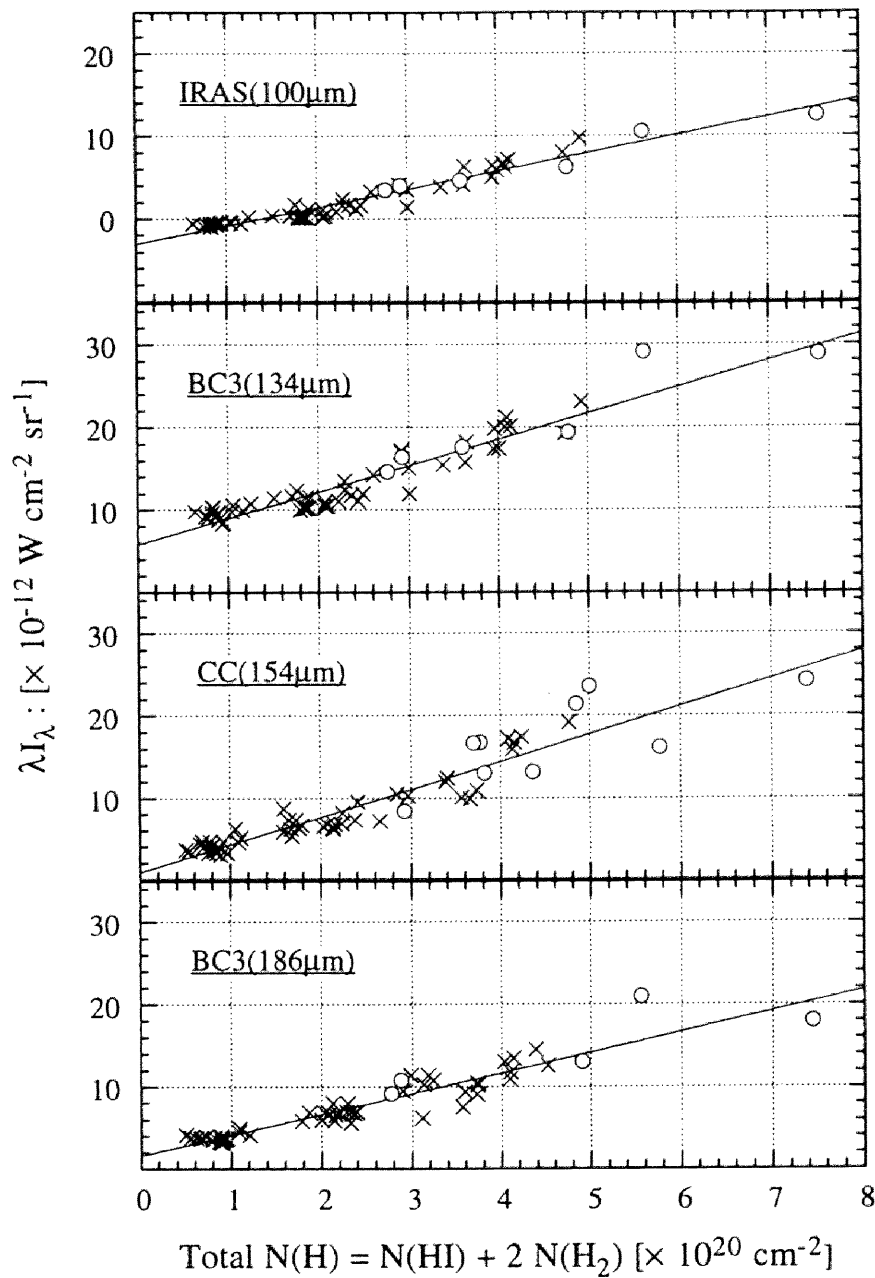


図6-6：各チャンネルと水素核子の柱密度の相関 各チャンネルの遠赤外線強度と水素核子の柱密度との相関を示す。水素核子の柱密度は、表6-3に示したパラメータを用いて求めた値である（本文参照）。実線は、図6-3と同じく、CO輝線が有意に受かっていない領域について直線でフィットした結果である。

CO輝線の速度積分強度が $0.5 \text{ K km s}^{-1}$ 以上の領域の平均強度には、分子雲からの放射成分以外に、最初に述べた(a)(b)(d)の成分も含まれている。これらの成分を取り除くために、A点での強度を利用する。A点では、

中性水素の柱密度が $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ 程度ときわめて低く、その強度の大部分が(a)(b)(d)によるものであると考えられる。従って、A点での強度を引くことによって、これらの成分を取り除くことができる。

## 6. 遠赤外線で見た空

図6-7の(■□)で示したスペクトルが、このようにして求めたものである。個々のデータの統計誤差はシンボルの大きさよりも小さい。また20%の系統誤差の大きさは図のなかに示している。分子雲では水素核子の柱密度は $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 以上あるので、A点強度の差し引きに伴う分子雲成分への影響は1割以下である。また、チャンネルごとの平均CO輝線強度の違いも1割以内である。各チャンネルの遠赤外線強度、CO輝線の速度積分強度、中性水素の柱密度を表6-4にまとめておく。

このスペクトルに対して、これまでと同様に(6-1)式の準黒体放射でフィッティングを行った。放射率の波長依存性は $n=2$ に固定している。この結果、温度は

$$T_{\text{CO}} = 16.5 \pm 0.3 \text{ [K]}$$

という値が得られた。この値は中性水素と相関する成分

の温度に比べて僅かに低い値である。しかし有意な差ではなく、図6-1で見たように、CO輝線の有無に関わらず、全チャンネルでIRAS100 $\mu\text{m}$ バンドとよい相関を示したことを裏付けている。

今回観測したおおくま座の分子雲は、CO輝線の速度積分強度がピークでも $4 \text{ K km s}^{-1}$ 程度(8.7'ビームでの観測)と、きわめて薄い分子雲である。また、我々の観測のように $0.5 \sim 0.7^\circ$ という広い視野でならした場合、この値は $1.3 \text{ K km s}^{-1}$ 程度になる。このため、水素核子の柱密度は、中性水素による寄与が支配的になり、水素分子の寄与は多いところでも3割以下でしかない。このような状況では、分子雲内のダストの温度が異なっていたとしても、それを有意に検出することは困難である。

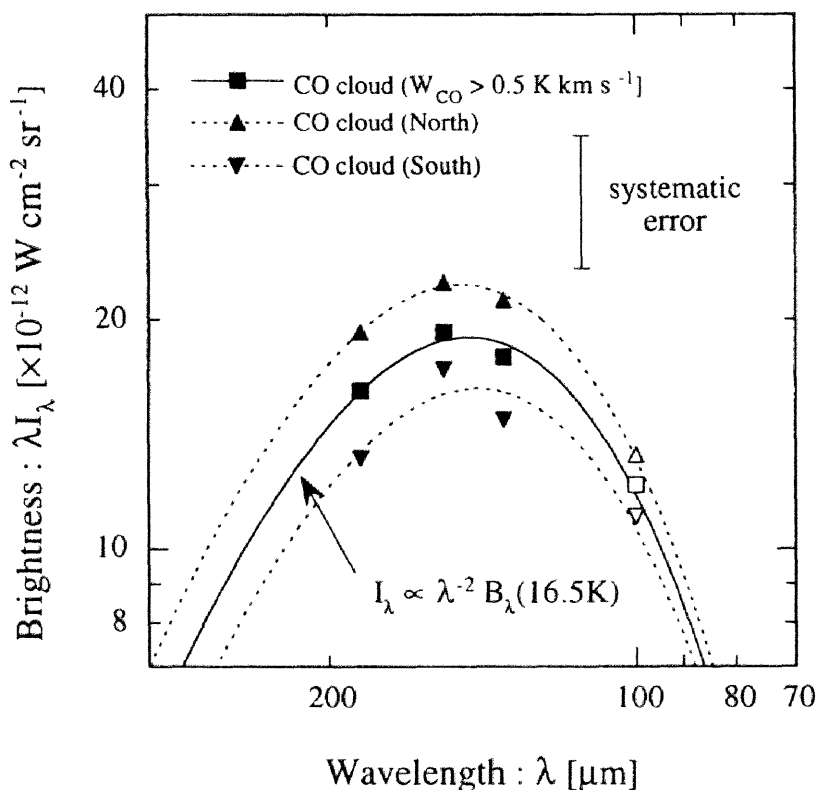


図6-7：分子雲のスペクトル 分子雲の平均的なスペクトルを示す(100 $\mu\text{m}$ のデータはIRASのデータである)。(■□)は、CO輝線の速度積分強度が $W_{\text{CO}} > 0.5 \text{ K km s}^{-1}$ の領域の平均的なスペクトルである。また(▲△)と(▼▽)は、それぞれCO輝線強度のピークの北側および南側の分子雲の平均的なスペクトルである。なお、各領域のパラメータは表6-4および表6-5にまとめてある。また、各領域について、放射率が波長の2乗に逆比例すると仮定した場合のベストフィットのスペクトルを示してある。各点の系統的なエラーは図の中に示してあるが、統計的なエラーはシンボルよりも十分小さい。

表6-4：分子雲のスペクトル

	IRAS	BC2	CC	BC3
$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	100	134	154	186
Whole Cloud <sup>(1)</sup>				
$\lambda I_{\lambda}$ <sup>(4)</sup>	12.12	17.84	19.22	16.10
$W_{\text{CO}}$ <sup>(5)</sup>	0.96	0.96	0.89	0.99
$N(\text{HI})$ <sup>(6)</sup>	4.6	4.6	4.7	4.5
North Part <sup>(2)</sup>				
$\lambda I_{\lambda}$ <sup>(4)</sup>	13.30	21.21	22.35	19.22
$W_{\text{CO}}$ <sup>(5)</sup>	0.98	0.98	0.93	0.99
$N(\text{HI})$ <sup>(6)</sup>	4.8	4.8	4.7	4.8
South Part <sup>(3)</sup>				
$\lambda I_{\lambda}$ <sup>(4)</sup>	11.01	14.77	17.17	13.16
$W_{\text{CO}}$ <sup>(5)</sup>	0.93	0.93	0.89	0.97
$N(\text{HI})$ <sup>(6)</sup>	4.5	4.5	4.6	4.5

- (1)  $W_{\text{CO}} > 0.5 \text{ K km s}^{-1}$ の分子雲の全領域  
(2)  $W_{\text{CO}} > 0.5 \text{ K km s}^{-1}$ の分子雲の内ピークの北側の領域  
(3)  $W_{\text{CO}} > 0.5 \text{ K km s}^{-1}$ の分子雲の内ピークの南側の領域  
(4) 遠赤外線強度の平均値: [ $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ]  
(5) CO輝線の速度積分強度の平均値: [ $\text{K km s}^{-1}$ ]  
(6) 中性水素の柱密度の平均値: [ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ]

ただし、分子雲がクランプ状に存在しているとするならば、小さな視野で見た場合には状況が異なることが期待される。実際、名古屋大学の4mミリ波電波望遠鏡を用いた高空間分解能(2.6')のCO観測から、分子雲がクランプ状の構造をしていることが示唆されている。遠赤外線でも、同じ様な空間分解能でクランプ状の分子雲を観測すれば、より精密に分子雲内のダストの性質を調べることができるはずである。1995年秋に打ち上げが予定されているヨーロッパのISO衛星は、この種の観測が可能である。

図6-5で見たように、CO輝線強度と遠赤外線超過強度の比は場所によって変化していた。そこで、CO輝線のピークの前後でスペクトルの違いを比較してみた。図6-7の(▲△)で示したスペクトルがピークの前、すなわち分子雲の北側にあたる。一方(▼▽)で示したスペクトルがピークの後、すなわち分子雲の南側にあたる。それぞれのスペクトルに対して、 $n=2$ の準黒体放射でフィッティ

ングを行った。それぞれの温度は

$$(\text{北側}) T_{\text{CON}} = 16.2 \pm 0.1 [\text{K}]$$

$$(\text{南側}) T_{\text{COS}} = 16.8 \pm 0.6 [\text{K}]$$

である。南側が僅かに温度が高くなっている。しかしこの差は有意なものではない。これに対して、それぞれの領域からの遠赤外線強度には有意な差が存在する。両領域の物理パラメータは、表6-5にまとめてある。これを見ると、南北の領域で平均的な中性水素の柱密度とCO輝線の速度積分強度はほとんど同じである。これに対して、遠赤外線の放射強度は、北側の方が南側に対して30%以上強くなっている。

なぜ分子雲の南北で遠赤外線強度に違いが見られたのであろうか。分子雲の前後の中性水素雲では、中性水素に対する遠赤外線の放射率の違いは見られなかったことを考えると、ISRFの強度が分子雲の南北で大きく異なっているとは考えにくい。むしろ図6-5で見たように、



表6-5：高銀緯分子雲の特徴

ITEM	Whole Cloud	North	South
$N(HI)^{(1)}$	4.6	4.8	4.5
$W_{CO}^{(2)}$	0.95	0.97	0.93
$N(H)^{(3)}$	6.6	6.9	6.5
$T^{(4)}$	16.5	16.2	16.8
$u_{FIR}^{(5)}$	19.9	23.4	17.1
$4\pi\epsilon_{FIR}^{(6)}$	3.8	4.3	3.3

(1) 平均的な中性水素の柱密度: [ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ](2) 平均的なCO輝線の速度積分強度: [ $\text{K km s}^{-1}$ ](3) 平均的な水素核子の柱密度: [ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ](4)  $I\lambda \propto \lambda^{-2}B_{\lambda}(T)$  でフィットした場合の温度: [K](5) 遠赤外線積分強度: [ $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ](6) 水素核子当たりの遠赤外線放射率: [ $10^{-31} \text{ W (H-atom)}^{-1}$ ]

$N(H_2)/W_{CO}$ の値が南北で異なっていたことを反映した結果であると考えられる。 $N(H_2)/W_{CO}$ の値は、銀河面の巨大分子雲との比較で見たように、分子雲の密度や形状などによって変化する可能性がある。例えば分子雲の分布が、南側では薄く一様に広がっているのに対して、北側ではクランプ状に密度の濃い領域が点在しているのかも知れない。密度の濃いクランプ状の分子雲ではCO輝線の光学的な厚みが1を超え、個々の分子雲について見るとCO輝線の強度が飽和している可能性が存在する。この結果、CO輝線強度に対する遠赤外線強度の比が変化すると考えられる。密度の濃い分子雲内のダストの温度は低下するので、有意ではないが、北側の温度が低くなる傾向はこの可能性を支持するものである。

もし、高銀緯での分子雲が小さなクランプ状に存在しているとするならば、CO輝線の観測による分子雲の質量の推定は、観測のビームサイズに強く依存することになる。これに対して、遠赤外線観測ではこの影響を受けにくいと考えられる。これまでに示したように、分子雲の内外でスペクトルに大きな変化が見られないことは、この考えを支持するものである。しかし、この問題を明らかにするためには、電波と遠赤外線ともに高空間分解能の観測を行う必要がある。

## 6-2 銀河系外背景放射の推定

### 6-2-1 Lockman Holeのスペクトル

今回我々が観測したA点は、Lockman Holeと呼ばれる全天で最も中性水素の柱密度の低い領域である。この領域では、数平方度にわたって、中性水素の柱密度が $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ 以下という領域が広がっている(Jahoda et al., 1990)。このことは、銀河系に付随したダストの放射成分の寄与が小さいことを意味し、銀河系の外を見るのに適した領域であることを示している。また、中性水素の柱密度が低いことは、可視光や紫外・X線などによる観測でも、銀河系内の物質による吸収が小さいことを意味し、様々な波長帯で銀河系外を探る窓として利用されている。

A点でのスペクトルを図6-8に示す。先にも述べたように、チャンネルごとに異なる視野を持っているため、ここで示したスペクトルは同じ領域のものではない。このため、銀河系に付随したダストの寄与がチャンネルに

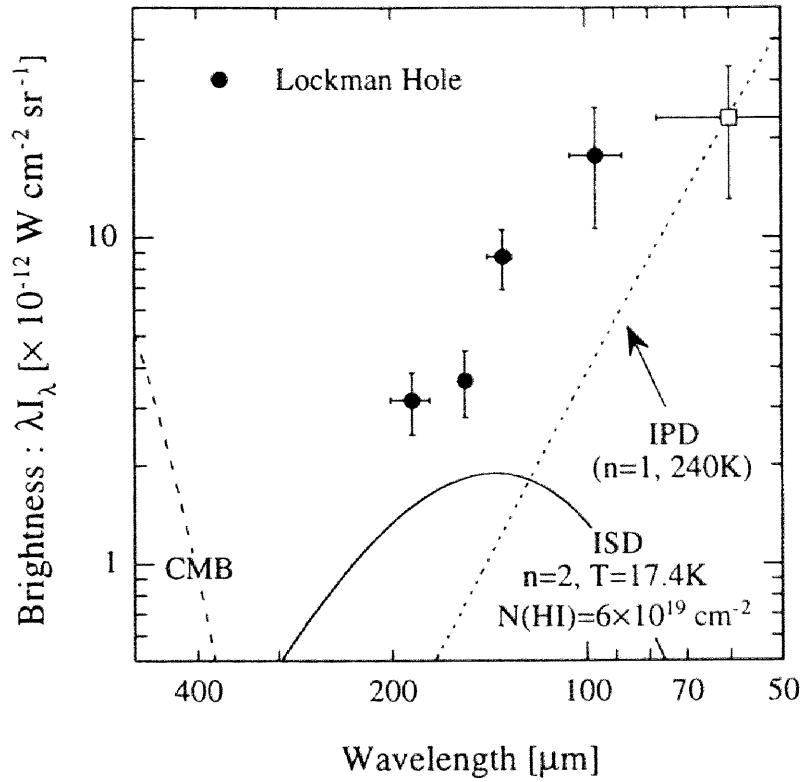


図6-8：Lockman Hole (A点) のスペクトル Lockman Hole (A点) のスペクトルを示す。図に示したエラーは20%の系統誤差を含んだものである。図には、いくつかの前景成分の期待される明るさを示している。破線は宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) で、点線は太陽系に付随したダスト (IPD) からの放射である。IPDの放射は、COBE/DIRBEの黄道座標の南極での60μm強度から、温度を240K、放射率の波長依存性を $n=1$ と仮定した場合のスペクトルである。実線は、星間ダスト (ISD) からの放射で、図6-4のスペクトルを $N(\text{HI}) = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ にスケールしたものである。

表6-6：Lockman Hole (A点) のスペクトル

ID	$\lambda^{(1)}$	$N(\text{HI})^{(2)}$	$\lambda I_{\lambda}^{(3)}$	ISD <sup>(4)</sup>
BC1 <sup>(5)</sup>	97	0.55	$17.7 \pm 1.7$	1.13
BC2	134	0.60	$8.72 \pm 0.09$	1.89
CC	154	0.50	$3.64 \pm 0.12$	1.53
BC3	186	0.55	$3.16 \pm 0.06$	1.37

(1) [μm]

(2) 中性水素の柱密度: [ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ]

(3) 遠赤外線強度: [ $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ]

(4) 中性水素の柱密度から期待される放射強度: [ $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ]

(5) 正常に動作していなかった可能性があるため参考値

## 6. 遠赤外線で見た空

よって僅かに異なる。しかしこの影響は、観測された強度に対して1割以下である。これらのパラメータは表6-6にまとめてある。

図6-8に示したスペクトルには、最初に述べた4種類の成分が含まれていると考えられる。改めて示すと、(a)環境放射成分、(b)太陽系に付随したダスト(IPD)による放射成分、(c)銀河系に付随したダスト(ISD)による放射成分、そして最後に(d)銀河系外背景放射成分である。(d)の銀河系外背景放射成分を取り出すには、前景にある(a)から(c)の成分を取り除かなければならない。図6-8には、(b)と(c)の成分の目安を同時に示している。A点での表面輝度は、(b)(c)の成分の寄与が小さいこともあり、この値自身きわめて低い値である。この値を出発点として、よりもっともらしい銀河系外背景放射強度を導く。

### 6-2-2 我々の銀河系に付随したダストの寄与

背景放射成分を取り出すには、それ以外の3つの成分を観測された信号から取り除かなければならない。(a)から(c)の3つの成分のうち、比較的良好に理解されているのは、(c)の銀河系に付随したダストの放射成分であ

る。銀河系内のダストの分布は中性水素の柱密度の分布とよい相関があり、中性水素の観測からこの成分を推定することが可能である。既に6-1-2項で示したように、我々の測定した遠赤外線強度も、中性水素の柱密度とよい相関が見られた(図6-3)。この相関関係で、中性水素の柱密度がゼロのときの遠赤外線強度が、(c)の成分を取り除いた場合の一つの目安になる。

しかし図6-3を詳しく見ると、遠赤外線強度と中性水素の柱密度の比は一定ではなく、中性水素の柱密度が低い領域でこの比の値が小さくなる傾向が見られる。実際、中性水素の柱密度の値が $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ を境にして、領域を2つに分けて相関を調べてみると、両者で傾きに有意な違いが存在することがわかる。図6-9がその結果で、実線が中性水素の柱密度が高い領域に対するベストフィットで、点線が柱密度が低い領域に対するものである。また、各パラメータは表6-7に示してある。

これを見ると、明らかに中性水素の柱密度が低い領域では、相関の傾きが緩くなっていることがわかる。測光器に使用したGe:Ga光伝導型検出器は非線型な感度特性を持つため、このような現象を引き起こす可能性がある。しかし、感度の非線型性の補正は較正段階で行っていること、傾きの違いが大きいことを考えると、検出器の感度の非線型性でこの現象を説明することは困難である。これとは別に、中性水素の21cm線の観測精度の問題も考えられる。21cm線の観測では、サイドローブによる一定成分の不定性が存在する。この影響で、見かけ上相

表6-7：中性水素の柱密度の大きさによる相関関係の変化

ID		IRAS	BC2	CC	BC3
$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]		100	134	154	186
SLOPE <sup>(1)</sup>	(ALL) <sup>(3)</sup>	2.25±0.10	3.02±0.17	3.28±0.17	2.45±0.12
	(LOW) <sup>(4)</sup>	1.21±0.32	1.65±1.15	1.95±1.08	0.57±0.50
	(HIGH) <sup>(5)</sup>	2.69±0.13	3.69±0.23	3.77±0.30	2.62±0.27
OFFSET <sup>(2)</sup>	(ALL) <sup>(3)</sup>	-3.18±0.23	6.06±0.41	0.96±0.39	1.64±0.29
	(LOW) <sup>(4)</sup>	-1.73±0.30	8.08±1.06	2.46±0.90	3.30±0.43
	(HIGH) <sup>(5)</sup>	-4.61±0.37	3.89±0.68	-0.59±0.83	1.08±0.82

(1) [ $10^{-32} \text{ W sr}^{-1} (\text{HI-atom})^{-1}$ ]

(2)  $N(\text{HI})=0$ での赤外線強度; [ $10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ]

(3) 全てのデータを使用した場合 (CO輝線が有意に検出されている領域は除く)

(4)  $N(\text{HI}) < 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ の低柱密度領域に対する場合

(5)  $N(\text{HI}) > 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ の高柱密度領域に対する場合

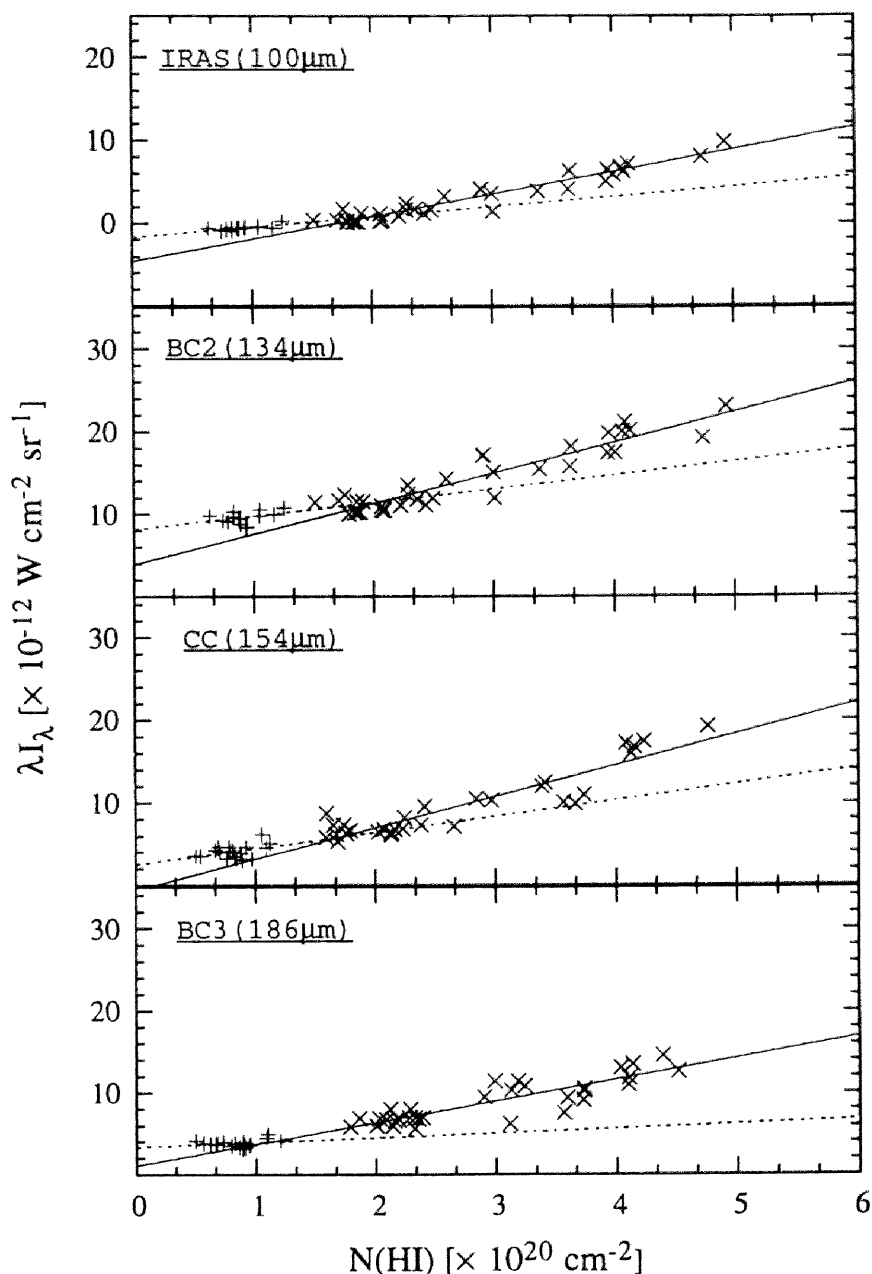


図6-9：遠赤外線放射率の中性水素の柱密度依存性 中性水素の柱密度が高い領域と低い領域で、相関の傾きが変化することを示す。図の実線および点線は、中性水素の柱密度が $1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ よりも高い領域 (×) と低い領域 (+) のそれぞれの領域について、直線でフィットした結果である。全てのチャンネルで、中性水素の柱密度が低い領域では、傾きが緩くなる傾向が見られる。それぞれの領域でのパラメータは表6-7に示してある。

関に折れ曲がりが見られる可能性はある。しかし、観測領域が比較的狭いことを考えると、サイドロープの変化による影響は小さいと思われる。また相対的な強度の測定精度は、最も暗い領域に対しても十分である。従って、この現象は実際の物理状態を反映したものである可能性

が高い。

我々の解析では、IRAS100μmバンドのデータについても同様の現象が見られる。しかしながら、これまでにこのような現象が存在することは報告されていない。IRASは全天を観測しており、多くの研究者は、銀河系

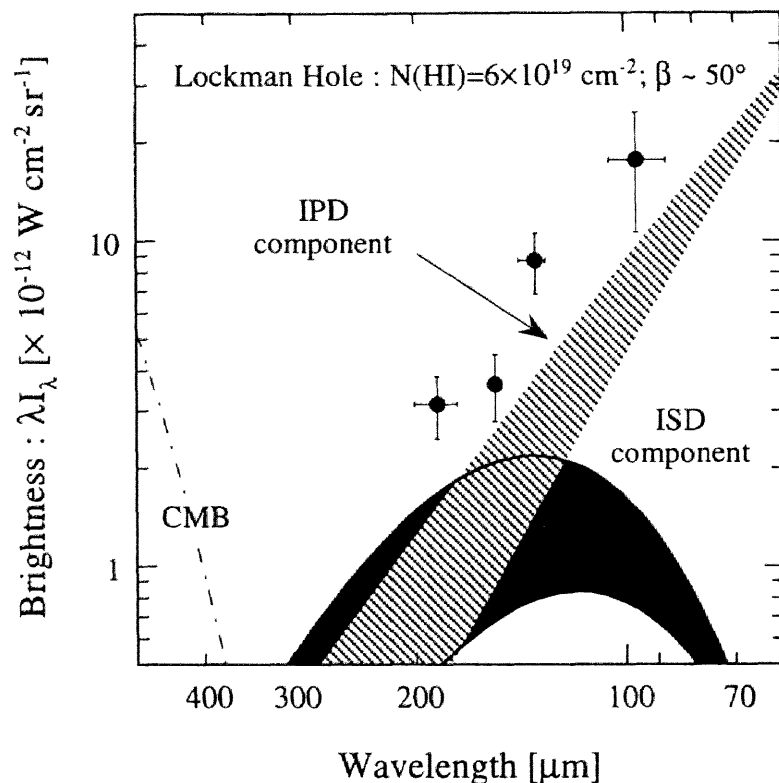


図6-10：Lockman Holeの表面輝度と前景放射成分の寄与 Lockman Holeの表面輝度に対する前景放射成分の寄与の割合を示す。斜線で示した部分は、太陽系に付随したダスト (IPD) からの寄与として予想される強度である。また、黒く塗りつぶした部分は、銀河系に付随したダスト (ISD) からの寄与として期待される強度である。それぞれの成分の強度の推定については本文を参照のこと。

全体として、遠赤外線強度と中性水素の柱密度の相関を議論している。このため、比較的中性水素の柱密度の高い領域に重点が置かれ、また局所的な ISRF の違いによって相関がばらつくので、拡散光に対する IRAS データの信頼性と相まって、この現象が見過ごされていたものと思われる。例えば Joncas et al. (1992) らの示した、おおくま座の領域 ( $\alpha=9^{\text{h}}41^{\text{m}}$ ,  $\delta=70^{\circ}46'$  を中心とする  $2^{\circ} \times 2^{\circ}$  の領域) での IRAS  $100\mu\text{m}$  バンドの強度と中性水素の柱密度の相関を見ると (彼らの論文の図5)、同じ様な現象が現れていることがわかる。

この現象を説明する物理的な解釈は明らかではない。しかし、中性水素の密度が1桁以上異なる領域で、ダストと中性水素ガスの比率が同じである必然性もない。例えば、中性水素の柱密度が低い領域では水素原子が電離し、中性水素の柱密度が低下しているのかも知れない。そこで、 $N(\text{HI}) > 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  の領域で決めた相関に対するA点の超過成分を、電離水素に付随したダ

ストで説明しようとする、電離水素 (電子) の柱密度として表6-8に示す値が必要となる。ただし、電離したガスに付随するダストからの放射率は、中性水素に付随したダストの放射率と同であると仮定した。

Lockman Holeの電離ガスの量は、 $\text{H}\alpha$ の観測やパルサーの dispersion measure の測定から調べられている。しかしながら、 $\text{H}\alpha$ に関しては有意な検出ができておらず、またこの領域にパルサーが2個しか存在しないなどの理由により、電子の柱密度の上限として

$$N(e) \leq 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$$

という値が得られているに過ぎない (Jahoda et al., 1990)。先に求めた値は、これよりも僅かに大きい値であるが、相関のばらつきを考慮すると、これと矛盾するとは言えない。ここで示した上限値は、中性水素の柱密度に匹敵する値であり、今後高感度の  $\text{H}\alpha$  の観測が望まれる。

中性水素の柱密度が低い領域での相関の折れ曲がり、中性水素の電離によって説明できるかも知れない。しかし理由が明確でない以上、中性水素の柱密度が高い ( $N(\text{HI}) \geq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ) 領域で求めた相関関係から、 $N(\text{HI}) = 0$ での値として銀河系外背景放射の推定することは、誤った結果を導く可能性を秘めている。つまり、中性水素に付随した放射成分を大きめに見積もることになり、結果として、銀河系外背景放射の成分を低く見積もることになる。

ここでは、中性水素に付随した放射成分を推定するために、 $N(\text{HI}) < 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ の領域で決めた傾きを使用する。しかし表6-7からもわかるように、この傾きが $2\sigma$ の精度では、ゼロと異なっているとは言えない (IRAS100 $\mu\text{m}$ バンドは有意であるが)。従ってA点では、中性水素に付随した成分が存在しない可能性がある。一方最大の見積りは、 $N(\text{HI}) > 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ の領域で決めた傾きを使用した場合である。

以上の議論から、我々の銀河系に付随したダストの放射成分の推定値を、それぞれの場合について示したのが表6-8である。また図6-10に、Lockman Holeで期待されるISD成分の寄与を、黒く塗った領域で示している。

### 6-2-3 太陽系に付随したダストの寄与

次に(b)の太陽系に付随したダスト (IPD) による放射成分を考える。赤外線天文学の初期の頃から、空の表面輝度のかなりの部分が、太陽系に付随したダストからの放射であることが知られていた。可視光から近赤外線にかけては、太陽からの放射のIPDによる散乱が、中間赤外線から遠赤外線にかけてはIPDからの熱放射が支配的である。IPDの組成や形状、空間分布などが、地上望遠鏡やロケット、衛星などによる可視光から赤外線にかけての観測で調べられてきた。

我々の観測データから直接、太陽系に付随したダストの熱放射成分を推定できれば、それが最善である。しかしながら、観測時間の制限もあり、今回の観測では表面輝度の黄緯依存性を測定することはできなかった。このため、観測した表面輝度から太陽系に付随したダストの

熱放射成分を分離することはできない。したがって、これまでの観測からわかっているIPDの空間分布のモデルを用いて、IPDの熱放射成分を推定するしかない。

現在IPDの空間分布に関しては、IRASなどのデータの解析から、以下のようなモデルが一般的に用いられている (Rowan-Robinson et al., 1990)。すなわちダストの密度分布を、

$$n(r) = n_0 \left( \frac{r}{A} \right)^{\gamma} f(\beta) \quad (6-5)$$

の形で表す。ここで $r$ は太陽からの距離、 $n_0$ は地球近傍でのダスト密度、 $A$ は1天文単位 ( $1\text{AU} = 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}$ )、 $\gamma$ は動経方向のダスト密度の減衰のしかたを示す指標で1程度の値である。 $f(\beta)$ は、黄道面からの離れた方向のダストの分布を表す関数で、'Jan'モデルと呼ばれる、

$$f(\beta) = \exp[-a \sin|\beta|] \quad (6-6)$$

の形の関数がよく用いられる。これに、ダストの太陽からの距離による温度変化と放射率を仮定して、ダストからの放射強度を推定する。例えば温度が

$$T(r) = T_0 \left( \frac{r}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6-7)$$

で変化する準黒体を仮定すると、

$$I_{\nu, \text{DUST}}(\lambda, \beta) = C_{\nu} \int_0^{\infty} \left( \frac{n(r, \lambda, \beta)}{n_0} \right) B_{\nu}[T(r)] dr \quad (6-8)$$

によって、黄経 $\lambda$ 、黄緯 $\beta$ の視線方向のダストによる放射強度が与えられる。

これらの式に現れるパラメータは、実際の観測データから決定される。COBE衛星の全天のデータが公開されていない現状では、IRAS衛星のデータがIPDダストの分布を決める唯一のデータである。それによると、例えば $T_0=255\text{K}$ 、 $a=4.9$ という値が得られている (Rowan-Robinson et al., 1990)。IPDの空間分布のモデルは、観測データの空間分布をより精密に再現できるよう、積極的に改良が行われている (Jones & Rowan-Robinson 1993)。

しかしながらここで示したモデルは、あくまで全天スケールでの空間分布を再現するためのものである。実際には、局所的な構造が存在し、場所によってはモデルからのずれも存在する。また、IRASのデータの絶対値較正が十分でないこともあり、IPDによる熱放射の絶対強度を推定することは困難である。今後COBE衛星のデー

## 6. 遠赤外線で見た空

タ解析によって、これらの問題は改善されて行くと思われるが、ここでは以下のような方法で、IPDによる放射成分の強度を推定した。

まず、IPDによる熱放射の絶対値の基準はIRASおよびCOBE/DIRBEの強度を利用した。実際に使用したのはIRASの60 $\mu$ mバンドによる黄道面の強度データと、COBE/DIRBEの60 $\mu$ mチャンネルによる黄道座標の南極 (South Ecliptic Pole: SEP) の強度データである (Hauser et al., 1991)。IRASの黄道面の強度とDIRBEのSEPの強度から、Lockman Hole (黄緯 $\sim$ 60度) での強度になおすために、IRASのデータから決めたモデルの黄緯依存性を使用した。また、IRAS やCOBEの観測は太陽離角がおおよそ90度の条件で行われているのに対して、我々のロケット観測では太陽離角がおおよそ180度である。しかし、太陽離角が90度以上では、強度が太陽離角に依存しないことがロケット観測などに

よって確かめられているので (Murdock & Price, 1985)、太陽離角の違いによる補正は行っていない。この結果得られた黄緯60度での60 $\mu$ mの強度は、IRASが

$$\lambda I_{\lambda}(60\mu\text{m}) = 3.3 \times 10^{-11} [\text{W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$$

で、DIRBEが

$$\lambda I_{\lambda}(60\mu\text{m}) = 2.8 \times 10^{-11} [\text{W cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$$

であった。ここで、IRASの値はDIRBEによるゲインの補正 (60 $\mu$ mで0.87倍; ISSA Explanatory Supplement 1994) を行った値である。両者の値は、エラーを考慮すると一致しているとみなしてよい。

IPDからの熱放射のスペクトルは、ダストの性質によって変化するし、太陽からの距離によって温度が連続的に変化する影響も反映される。温度に関しては、おもに地球近傍のダストの放射が支配的であるため、単一温度 (250K前後) のスペクトルを使用しても大きな違いはな

表6-8: Lockman Hole (A点) の表面輝度に対する各成分の寄与

ITEM	BC2		CC		BC3	
$\lambda$ [ $\mu$ m]	134		154		186	
N(HI) <sup>(1)</sup>	0.60		0.50		0.55	
Brightness <sup>(2)</sup>	8.72 $\pm$ 0.09		3.64 $\pm$ 0.12		3.16 $\pm$ 0.06	
excess <sup>(3)</sup>	2.62 $\pm$ 0.82		2.35 $\pm$ 0.98		0.64 $\pm$ 0.97	
N(e <sup>-</sup> ) <sup>(4)</sup>	0.71 $\pm$ 0.22		0.62 $\pm$ 0.26		0.24 $\pm$ 0.37	
	(min)	(max)	(min)	(max)	(min)	(max)
HI component <sup>(5)</sup>	< 0.99	2.21	< 0.98	1.89	< 0.31	1.44
HII component <sup>(6)</sup>	-	1.48	-	1.51	-	1.05
IPD component <sup>(7)</sup>	1.49	3.91	0.88	2.64	0.42	1.55
Background <sup>(8)</sup>	6.24		1.78		2.43	

(1) A点での中性水素の柱密度; [ $10^{20}\text{cm}^{-2}$ ]

(2) A点での観測された表面輝度; [ $10^{-12}\text{W cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ]

(3)  $N(\text{HI}) > 1.5 \times 10^{20}\text{cm}^{-2}$  の領域で決めた相関からのA点での超過成分; [ $10^{-12}\text{W cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ]

(4) 超過成分を電離水素に付随したダストによるものと仮定した場合の電子の柱密度 (水素核子当たりの放射率は中性水素と同じと仮定); [ $10^{20}\text{cm}^{-2}$ ]

(5) 中性水素の柱密度の高い領域と低い領域で決めた相関から求めた、中性水素に付随したダストの放射成分; [ $10^{-12}\text{W cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ]

(6) 電離水素の柱密度の上限  $N(e^-) < 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  から求めた、電離水素に付随したダストの放射成分 (水素核子当たりの放射率は中性水素と同じと仮定); [ $10^{-12}\text{W cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ]

(7) IPDのモデルから予想されるIPDの放射成分; [ $10^{-12}\text{W cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ]

(8) もっともらしい銀河系外背景放射成分 (中性水素に付随したダストの放射成分の最小と、IPD成分の最小値を引いたもの); [ $10^{-12}\text{W cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ]

い。また温度の違いは、 $60\mu\text{m}$ の強度で規格化する限り、それより長波長側では重要な要因にならない。スペクトルを決めるのは放射率の波長依存性で、ここでは $n=0$ と $n=1$ の場合を考えた。図6-10には、これらのモデルから期待されるIPDの熱放射の範囲を斜線で示している。各チャンネルへの寄与の最大・最小は、表6-8に示している。

図6-10からわかるように、太陽系に付随したダストからの放射成分は、A点での強度と同じ程度の強度があり、モデルの取り方によって、各チャンネルでの寄与の割合が大きく変化する。従って、この成分を精密に決めることが、銀河系外背景放射の強度を推定する上で重要である。

## 6-2-4 銀河系外背景放射成分

前景成分である、(b) 太陽系に付随したダストからの放射成分と、(c) 銀河系に付随したダストからの放射成分について、前の2項で議論してきた。それぞれの成分の寄与については、表6-8にまとめてある。これによって明らかになったことは、前景成分の推定には大きな不定性があり、銀河系外背景放射の強度は、前景成分の推定によって大きく変化する事である。ここで示した困難さは、これまで多くの研究者によって議論されてきた銀河系外背景放射の上限値に対しても当てはまることである。

今回の観測の最大の特徴は、Lockman Holeと呼ばれる、全天で最も中性水素の柱密度が低い領域、すなわち前景成分が最も少ないと思われる領域を観測したことである。この結果、われわれが得たA点での表面輝度の値は、これまでのいかなる観測よりも低いものである。絶対的に暗い空を観測することで、ここで得た表面輝度の値は、既に銀河進化のモデルに対してある制限を与えている。例えば、Oliver et al. (1992)のモデル計算で、銀河の個数密度の進化を仮定（第1章1-2-3項の銀河進化モデルで $Q_d=6.7$ ）した場合、その進化は赤方変移 $z$ が1.5以下の時代に終わらなければならないことを要求する。

これまでの議論が、何らかの仮定のもとに銀河系外背景放射強度を推定し、銀河の進化に制限を与えていたの

に対して、今回の結果は、なんら仮定を置かず銀河進化のモデルに制限を与えた点が、きわめて重要である。測定されたA点の表面輝度から、測光器の絶対値の信頼性20%を考慮した銀河系外背景放射の上限値を表6-9に示す。この上限値は、現段階で最も信頼できる値と言える。

さらにこの絶対的に低い表面輝度をもとに、前景成分を除去することによって、銀河進化のモデルに対してより厳しい制限が与えられるはずである。これには、多くの不定性が入り得るが、銀河進化のモデルと比較し、今後の観測計画をたてる上でも有用であると思われるので、ここで評価しておく。

銀河系に付随したダストによる放射成分は、我々の観測データからある程度推定可能である。しかし、この成分についてもいくつかの問題点があった。図6-9に示したように、中性水素の柱密度との相関で、柱密度が低い領域で傾きが緩くなる傾向が見られた。これは新しい発見であり、これをどのように評価するかによって、銀河系に付随したダストによる放射成分の見積りが大きく変わってくる。

もしこの折れ曲がり、中性水素の柱密度が低い領域ではダストの存在比が低下すると解釈するならば、A点で観測された強度には、銀河系に付随したダストによる放射成分はほとんど寄与していないことを意味する。一方この折れ曲がり、分子雲で相関が崩れるのと同様に、中性水素の柱密度が低い領域では、中性水素の一部が電離しているためと考えることもできる。もし電離水素に対しても、水素核子当たりの遠赤外線放射率が中性水素の場合と同じであるとするならば、中性水素の柱密度が低い領域を無視して求めた相関のゼロ切片の値も、銀河系外背景放射の推定としてある程度意味を持つことになる。この問題の一つの解決法は、Lockman Holeでの電離水素の分布を精密に測定することである。仮に、中性水素の柱密度と逆相関が得られたとすれば、後者の解釈を支持するものである。

太陽系に付随したダストによる放射成分の推定は更に困難である。この成分に関しては、黄道座標に対する依存性を調べる観測を行っていないため、我々の観測データから有意義な情報を取り出すことはできない。従って、これまでの観測データをもとに作られた、IPDモデルをもとに推定するしかない。



表6-9： 銀河系外背景放射強度の上限値

ITEM $\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	BC2 134	CC 154	BC3 186
conservative <sup>(1)</sup>	< 10.68	< 4.66	< 3.94
- $\text{HI}_{\min}$ - $\text{IPD}_{\min}$ <sup>(3)</sup>	< 8.20	< 2.80	< 3.21
- $\text{HI}_{\max}$ - $\text{IPD}_{\min}$ <sup>(4)</sup>	< 6.98	< 1.89	< 2.08
conventional <sup>(2)</sup>	< 8.26	< 2.09	< 2.66
- $\text{IPD}_{\min}$ <sup>(5)</sup>	< 6.77	< 1.21	< 2.24

(1) A点での表面輝度から求めた上限値 (2 $\sigma$ の統計誤差と20%の較正誤差を考慮)

(2) 全てのデータを使用した中性水素の柱密度との相関におけるゼロ切片から求めた上限値 (2 $\sigma$ の統計誤差と20%の較正誤差を考慮)

(3) 中性水素に付随した成分の最小値と太陽系に付随した成分の最小値を考慮

(4) 中性水素に付随した成分の最大値と太陽系に付随した成分の最小値を考慮

(5) 太陽系に付随した成分の最小値を考慮

UNIT: [ $10^{-12}$  W  $\text{cm}^{-2}$   $\text{sr}^{-1}$ ]

先の項でも述べたように、このモデルでは強度とスペクトルに対して不定性が存在する。100~200 $\mu\text{m}$ の波長帯では、250K前後の温度のダストによる熱放射の寄与は小さく、普通の観測ではモデルの不定性はほとんど問題にならない。しかし、銀河系外背景放射について議論する場合、この不定性は無視できない。図6-10を見てもわかるように、6-2-3項で示したモデルから予想される強度は、A点で観測された強度とほぼ同じレベルになっている。従って、モデルの取り方によって、銀河系外背景放射強度が大きく変化することになる。しかしこのモデルは、 $10^{-12}\text{W cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ のオーダーの精度をを保証するものではないため、これに関して議論をすることは無意味である。今後、COBE/DIRBEのデータ解析が進めば、IPDのモデルも改善されると思われるが、Lockman Holeでの太陽系に付随したダストの放射成分を精密に測定する観測実験を新たに行う必要があるかも知れない。

以上の議論のもとに、いくつかの場合における銀河系外背景放射の上限値を表6-9に示している。一つはA点での表面輝度から求めた上限値に対するもので、そこから中性水素に付随したダスト成分と太陽系に付随したダスト成分を差し引いた場合の上限値である。中性水素に付随したダスト成分については最大の場合（電離水素に付随したダスト成分も考慮した場合に相当）と最小の場合

（中性水素の柱密度が低い領域ではダストの存在比が低下する場合に相当）について示している。太陽系に付随したダスト成分は最小値を取っている。

もう一つは、銀河系外背景放射の上限値を求める方法として一般的に用いられている、中性水素の柱密度との相関のゼロ切片を基準にしたものである。ここで示した値は、全範囲の中性水素の柱密度に対するデータを使用した場合のものである。この値から、太陽系に付随したダスト成分として、その最小値を差し引いた値を示している。

表6-9に示した値は全て、2 $\sigma$ の統計誤差と20%の較正誤差を考慮した上限値である。仮定の取り方によって、上限値にかなりのばらつきが見られる。特に、これまで一般的に用いられてきた、中性水素の柱密度との相関から求める方法では、低い値が出る傾向にある。

ここまでの議論では、(a)の環境放射成分については触れなかった。第5章で述べたように、データベースの作成時に、この成分の寄与ができるだけ小さくなるように配慮している。従って、(a)の環境放射成分の混入はきわめて小さいものと期待される。しかしながら、ここで議論している強度は、 $10^{-12}\text{W cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ 以下というきわめて微弱なレベルである。このレベルまで、環境放射の影響が除去されている保証はない。BC2チャンネル

ルは大きめの値が得られているが、観測の後半で原因不明の放射強度の上昇が見られることを考えると（第5章5-2項参照）、環境放射の混入がある可能性は高い。この意味でも、ここで示した上限値はかなり保守的な予想である。

## 6-2-5 銀河進化のモデルとの関係

6-2-3項で示した銀河系外背景放射の上限値から、銀河進化のモデルに対してどのような制限を与えることができるだろうか。銀河の進化と銀河系外背景放射の関係については第1章の1-2項で説明した。ここでは、1-2-4項で示した、銀河進化のモデルと遠赤外線背景放射強度の関係をもとに、我々が得た銀河系外背景放射強度

から銀河進化のモデルに対して、どのような制限が与えられるかを示す。

図6-11は、第1章の1-2-4項で示したOliver et al. (1992)のいくつかの進化モデルに対する遠赤外線強度の計算例を示したものである。このモデルの上に、表6-9に示した銀河系外背景放射強度の上限値をプロットしている。図では、Lockman Hole (A点)の表面輝度の値から求めた上限値（▼）と、中性水素の柱密度との相関から求めた上限値（▽）の2つを示してある。なお（▽）はIPD成分の補正を行った値である。すなわち、表6-9に示した銀河系外背景放射の上限値の、最大の場合と最小の場合についてプロットしている。

まず、上限値として最も信頼できる、A点での表面輝度から求めた上限値（▼）に注目する。図を見ると、いくつかの曲線はこの上限値よりも上にきていることがわかる。すなわち、(1-7)式で $\gamma_d = 6.7$ となるような、可

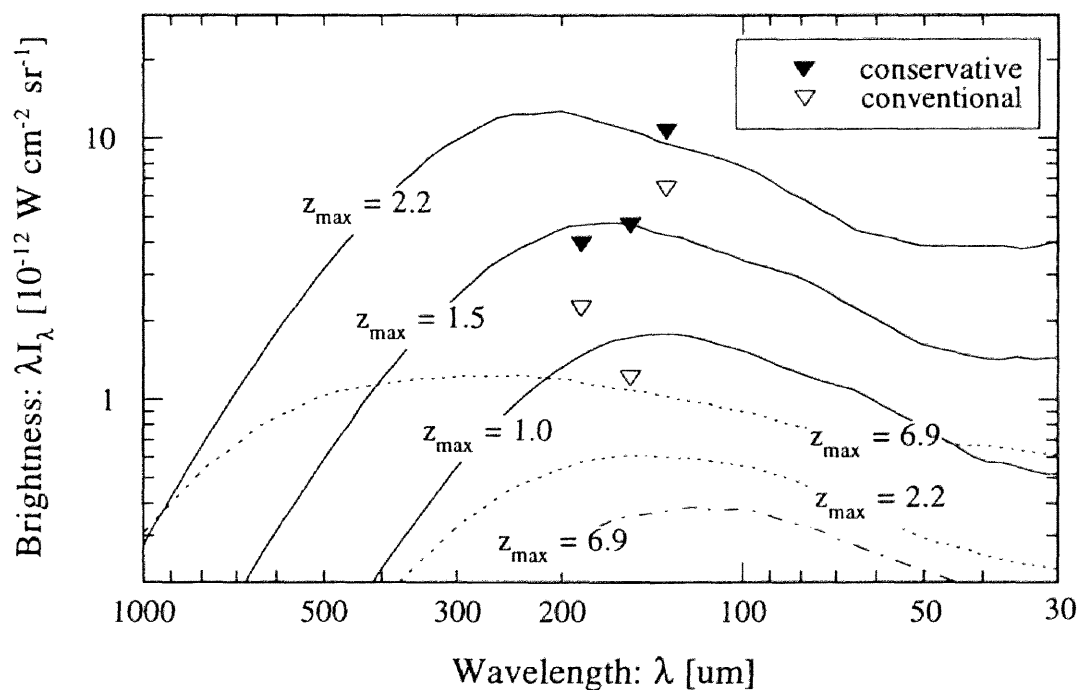


図6-11：銀河系外背景放射強度の上限と銀河の進化モデル 我々の与えた銀河系外背景放射強度の上限値の、銀河の進化モデルに対する制限を示す。ここで示した値は、Lockman Holeでの表面輝度から求めた上限値（▼）と、中性水素の柱密度との相関から求めた上限値（▽）である。いずれの場合も、20%の系統誤差を考慮した $2\sigma$ の上限値である（表6-9参照）。図に示した銀河進化のモデルは、第1章1-2-4項で紹介したOliver et al. (1992)のものである。実線は、個数密度の進化のみを仮定したモデル（ $\gamma_d = 6.7$ ）の、3つの異なる $z$ の上限値に対して予想される銀河系外背景放射強度を示している。点線および一点鎖線は光度進化のみを仮定したモデルで、それぞれ $\gamma_1 = 3.15$ 、 $Q_1 = 3.2$ の場合である。

## 6. 遠赤外線で見た空

視光の観測から決めた銀河の個数密度の進化を仮定した場合、 $z_{\max}$  が1.5を超えるようなケースは棄却される。これは、現在の光度関数に従う銀河が、

$$n_z = n_0 (1 + z)^{6.7} \quad (6-9)$$

に従って個数密度の進化をした場合、その形成時期は少なくとも $z=1.5$ よりも最近でなければならないことを意味する。しかしこれは、銀河の形成が $z=1.5$ よりも最近の出来事であることを、必ずしも意味するわけではない。例えば、銀河の光度進化などで、過去の光度関数が現在のものと変化している場合にはこの限りではない。実際、光度進化のみを考えた場合( $Q_1=3.2$ )には、有効な制限を与えられていないので、過去に光度関数が現在のものと異なっただとしても矛盾はない。

個数密度の進化は、ある意味では銀河のマーキングを示唆する結果である。マーキングなどの銀河間の相互作

用は、活発な星生成の引金になるなど、光度面での変化を伴う。また1-2項では、銀河のスペクトル自身が時代とともに変化することを示した。従って、光度関数が時代と共に変化することはもっともらしい可能性である。個数密度の進化から得られる $z_{\max} < 1.5$ という制限は、余りにも最近過ぎるので、むしろ、 $z < 1.5$ の間に何らかの光度進化があったと考える方が適当であろう。

どの時期までに、光度関数に有意な変化がなければならぬかは、銀河系外背景放射の上限値がどこまでおさえられるかに依存する。我々の得た最小の上限値を見ると、 $z < 1.0$ で有意な光度関数の変化を要求する。現在の銀河カウントは $z \sim 0.1$ 程度までであるが、これを $z \sim 0.5$ 程度にまで伸ばすことによって、銀河進化の様子を捕らえることができるはずである。近い将来、赤外線天文衛星などによってこの問題が明らかになることが期待される。

- Bloemen, J.B.G.M., Caraveo, P.A., Hermsen, W., Lebrun, F., Maddalena, R.J., Strong, A.W., and Thaddeus, P., "*Gamma Rays from Atomic and Molecular Gas in the Large Complex of Clouds in Orion and Monoceros*"  
Astron. Astrophys., 1984, 139, 37-42
- Bloemen, J.B.G.M., Strong, A.W., Blitz, L., Cohen, R.S., Dame, T.M., Grabelsky, D.A., Hermsen, W., Lebrun, F., Mayer-Hasselwander, H.A., and Thaddeus, P., "*The Radial Distribution of Galactic Gamma Rays III. The Distribution of Cosmic Rays in the Galaxy and the CO-H<sub>2</sub> Calibration*"  
Astron. Astrophys., 1986, 154, 25-41
- Boulanger, F., and Pérou, M., "*Diffuse Infrared Emission from the Galaxy. I. Solar Neighborhood*"  
The Astrophysical Journal, 1988, 330, 964-985
- Cox, P., and Mezger, P.G., "*The Galactic Infrared/Submillimeter Dust Radiation*"  
Astron. Astrophys. Rev., 1989, 1, 49-83
- de Vries, H.W., Heithausen, A., and Thaddeus, P., "*Molecular and Atomic Clouds Associated with Infrared Cirrus in Ursa Major*"  
The Astrophysical Journal, 1987, 319, 723-729
- Hauser, M.G., Kelsall, T., Moseley Jr., S.H., Silverberg, R.F., Murdock, T., Toller, G., Spiesman, W., and Weiland, J., "*The Diffuse Infrared Background: COBE and Other Observations*"  
in Proc. AIP vol.222, "After the First Three Minutes", ed. S.S. Holt, C.L. Bennett, and V. Trimble (AIP: New York), 1991, 161-
- Heithausen, A., and Mebold, U., "*The Gas-to-Dust Ratio and the Molecular Hydrogen Content in Galactic Cirrus Clouds*"  
Astron. Astrophys., 1989, 214, 347-352
- Jahoda, K., Lockman, F.J., and McCammon, D., "*Galactic HI and the Interstellar Medium in Ursa Major*"  
The Astrophysical Journal, 1990, 354, 184-189
- Joncas, G., Boulanger, F., and Dewdney, P.E., "*A High-Resolution 21 Centimeter Line Study of Infrared Cirrus*"  
The Astrophysical Journal, 1992, 397, 165-173
- Jones, M.H., and Rowan-Robinson, M., "*A Physical Model for the IRAS Zodiacal Dust Bands*"  
Mon. Not. R. Astr. Soc., 1993, 264, 237-247
- Murdoch, T.L., and Price, S.D., "*Infrared Measurements of Zodiacal Light*"  
The Astronomical Journal, 1985, 90, 375-386
- Oliver, S.J., Rowan-Robinson, M., and Saunders, W., "*Infrared Background Constraints on the Evolution of IRAS Galaxies*"  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1992, 256, 15p-22p
- Rowan-Robinson, M., Hughes, J., Veda, K., and Walker, D.W., "*Modelling the IRAS Zodiacal Emission*"  
Mon. Not. R. Astr. Soc., 1990, 246, 273-278
- Sodroski, T.J., Dwek, E., Hauser, M.G., and Kerr, F.J., "*Dust Energetics in the Gas Phases of the Interstellar Medium: The Origin of the Galactic Large-Scale Far-Infrared Emission Observed by IRAS*"  
The Astrophysical Journal, 1989, 336, 762-779
- Sodroski, T.J., Bennett, C., Boggess, N., Dwek, E., Franz, B.A., Hauser, M.G., Kelsall, T., Moseley, S.H., Odegard, N., Silverberg, R.F., and Weiland, J.L., "*Large-Scale Characteristics of Interstellar Dust from COBE DIRBE Observations*"  
The Astrophysical Journal, 1994, 428, 638-646

# 第 7 章

## 結論

今回のロケット観測で得られた新たな知見は大きく分けて2つある。一つは銀河系外背景放射に関するものであり、もう一つは高銀緯領域の星間ダストに関するものである。これらをまとめると、以下ようになる。

## ◆ 銀河系外背景放射について

今回の我々の得た最大の成果は、信頼できる数値として、銀河系外背景放射の上限値を与えたことである。これは、天空上の最も暗い領域の表面輝度として得た値であり、絶対感度の較正の不定性を考慮に入れても、十分意味のある上限値である。

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_\lambda(134\mu\text{m}, 2\sigma) &< 10.68 \times 10^{-12} \\ \mathcal{N}_\lambda(154\mu\text{m}, 2\sigma) &< 4.66 \times 10^{-12} \\ \mathcal{N}_\lambda(186\mu\text{m}, 2\sigma) &< 3.94 \times 10^{-12} \\ &[W\text{cm}^2\text{sr}^{-1}] \end{aligned}$$

である。

この上限値によって、銀河の進化モデルに対して一定の制限を与えることができた。すなわち、Sounders et al. (1990)が求めた光度が $\sim 10^5 L_\odot$ から $\sim 10^{13} L_\odot$ の銀河2818個から決めた光度関数を用いると、銀河の個数密度の進化のみを仮定した場合には、赤方変移 $z$ の上限が1.5以下でなければ、銀河系外背景放射の強度が我々の得た上限値と矛盾する(Oliver et al., 1992)。この結果は、 $z < 1.5$ の間で、何らかの理由により、光度関数が現在のものとは異なっていた可能性を示唆するものである。例えば、銀河間のマージングや相互作用は、個数密度の変化をもたらすと共に、それに伴う活発な星生成によって銀河の光度変化も引き起こす。このような現象を導入することは、観測事実を説明する一つの有効な手段である。

このような現象が連続的に生じたのかあるいはある時期に集中的に起きたのかは定かではないが、銀河系外背景放射の上限値をおさえることで、このような現象が起

こった時代を限定することが可能になる。先に示した上限値は、前景成分の寄与を無視したかなり保守的なものである。今後COBE/DIRBEのデータと合わせて解析することにより、この上限値はより低くなるはずである。このことは、マージングなどの現象が起こった時代がより現在に近いことを意味している。現在、赤外銀河の個数カウントが行われている $z \sim 0.1$ 程度の範囲では、明らかな進化現象は現れていない。近い将来打ち上げが予定されている、IRISなどの赤外線天文衛星では、これよりも数倍深い赤外銀河の探査が可能となる。銀河系外背景放射の上限値から示唆されるように、この探査によって、マージングなどの銀河進化の現象を直接的に捕らえることができる可能性は大きい。

## ◆ 高銀緯星間ダストについて

今回の観測では、高銀緯領域の中性水素雲及び分子雲を同時に観測することができた。これにより、高銀緯領域の雲に付随したダストについて、いくつかの有益な情報を得ることができた。

まず、観測波長域を $200\mu\text{m}$ まで伸ばすことにより、ダストのスペクトルを精密に求めることができた。すなわち、中性水素に付随したダストの温度は、ダストの放射率の波長依存性を $\lambda^{-2}$ と仮定すると、

$$T_{\text{DUST}} = 17.4 \pm 1.0 [K]$$

である。この温度は、銀河中心方向の星間ダストの温度と比較すると、有意に低い値であるが、太陽系よりも外側の星間ダストの温度と比較すると、ほぼ同じ温度である(Sodroski et al., 1994)。

一方、分子雲内のダストのスペクトルも、中性水素雲のそれと一致する。これは、高銀緯の分子雲は比較的密度が薄く、分子雲の内部にもISRFが十分浸透しているためと考えられる。このことは、遠赤外線強度分布が、高銀緯領域での質量分布のトレーサーとして有効であることを示唆している。この観点から、水素分子の柱密度とCO輝線の速度積分強度の比を求めると、

$$\frac{N(H_2)}{W_{CO}} = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{20} [(K\text{ km s}^{-1})^{-1}\text{ cm}^{-2}]$$

という値が得られる。この値は、銀河面の巨大分子雲に

ついて求めた値と比較して、有意に低い(Bloemen et al, 1986)。IRASのデータを用いた同様の解析でも、高銀緯の分子雲に対する $N(H_2)/W_{CO}$ の値は、銀河面の巨大分子雲に対する値よりも十分小さいという結果が得られている(de Vries et al., 1987; Heithausen & Mebold, 1989)。

以上の結果から、今回観測した領域での水素核子当たりの遠赤外線放射エネルギーを求めると、

$$4\pi\epsilon_{FIR} = (4.1 \pm 0.2) \times 10^{-31} [W(H\text{-atom})^{-1}]$$

である。これは銀河中心方向の値と較べて、半分以下の値である(Sodroski et al, 1994)。

## 参考文献

- Bloemen, J.B.G.M., Strong, A.W., Blitz, L., Cohen, R.S., Dame, T.M., Grabelsky, D.A., Hermsen, W., Lebrun, F., Mayer-Hasselwander, H.A., and Thaddeus, P., *"The Radial Distribution of Galactic Gamma Rays III. The Distribution of Cosmic Rays in the Galaxy and the CO-H<sub>2</sub> Calibration"*  
Astron. Astrophys., 1986, 154, 25-41
- de Vries, H.W., Heithausen, A., and Thaddeus, P., *"Molecular and Atomic Clouds Associated with Infrared Cirrus in Ursa Major"*  
The Astrophysical Journal, 1987, 319, 723-729
- Heithausen, A., and Mebold, U., *"The Gas-to-Dust Ratio and the Molecular Hydrogen Content in Galactic Cirrus Clouds"*  
Astron. Astrophys., 1989, 214, 347-352
- Oliver, S.J., Rowan-Robinson, M., and Saunders, W., *"Infrared Background Constraints on the Evolution of IRAS Galaxies"*  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1992, 256, 15p-22p
- Sodroski, T.J., Bennett, C., Boggess, N., Dwek, E., Franz, B.A., Hauser, M.G., Kelsall, T., Moseley, S.H., Odegard, N., Silverberg, R.F., and Weiland, J.L., *"Large-Scale Characteristics of Interstellar Dust from COBE DIRBE Observations"*  
ApJ, 1994, 428, 638-646
- Sounders, W., Rowan-Robinson, M., Lawrence, A., Efsthathiou, G., Kaiser, N., Ellis, R.S., and Frenk, C.S., *"The 60- $\mu$ m and Far-Infrared Luminosity Functions of IRAS Galaxies"*  
Mon. Not. R. Astron. Soc., 1990, 242, 318-337



## おわりに

振り返ってみると、このプロジェクトがスタートしてはや5年近くが経とうとしている。実験がやりたくて、それまでのX線天文グループから赤外線天文グループに移った直後のことである。プロジェクトの計画段階から参加できたことは、私にとって非常に幸運であった。それから観測までの2年間は多忙な毎日であった。観測の計画を立て、新しい観測装置を開発し、システムとして組み上げていくことは大変な作業であったが、何物にも変え難い貴重な経験が積むことができた。また、共同プロジェクトとして、米国・カリフォルニア大学バークレー校での数カ月に及ぶ研究生活は、日本では味わえない新鮮な刺激を得ることができた。これらの経験は、その後の研究スタイルのみでなく人生観までも変える強烈なものであったと思う。このような貴重な経験を積む機会を与えてくださった松本敏雄教授には大変感謝している。

プロジェクトがスタートして2年後の1992年2月には、無事観測を行うことができ、しかも素晴らしいデータを得ることができた。これは、プロジェクトのメンバー全員の努力に加え、数え切れないほどの多くの方々の支援の賜物である。特にこのプロジェクトのリーダー的存在であった松原英雄氏（名古屋大学・助手）の活躍は、非常に大きいものであった。氏は、学生である我々を前面に出し、敢えて主要な（面白い）部分には手を出さないように勤めていたようであるが、氏の的確なアドバイスあるいは後方支援がなければ、このプロジェクトがうまくいかなかったことは明白である。いくら感謝しても足りない気持ちである。また氏の強烈な個性は、研究面だけでなくあらゆる面で大きな刺激となったことも付け加えておく。

この論文の中ではほとんど触れられていないが、このチームの全員が互いに協力しあったからこそ、素晴らしい成果を得ることができたのだと思う。あらためて、チームのメンバーを列記して感謝の意としたい。

### S-520-15号機観測チーム

（日本側：名古屋大学）

松本敏雄（教授）、松原英雄（助手）、川田光伸（学生）、松浦周二（学生）、  
田中昌宏（学生）

（米国側：カリフォルニア大学バークレー校）

A.E. Lange(Prof.), P.L. Richards(Prof.), J.J. Bock (Graduate),  
P.D. Mauskopf (Graduate), V.V. Hristov (Technician)

また、このプロジェクトを側面から支援してくれた多くの方々にも感謝の意を示したい。特に、検出器の製作を助けてくださった通産省・通信総合研究所の廣本宣久氏、カリフォルニア大学ローレンス・バークレー研究所のJ. Beeman氏およびG. Stacey氏には非常に感謝している。この他名古屋大学理学部U研の方々、文部省・宇宙科学研究所奥田研究室およびS-520-15号機ロケットチームの方々、日産自動車（株）の方々などなど、個別に名前を上げることはできないが、これらの方々の支援に感謝している。

観測が行われて既に2年半が経過してしまった。素晴らしいデータであるにもかかわらず、研究成果の報告が遅れましたことは、単に私の不徳の致すところである。関係者の方々には非常に申し訳なく感じている。遅れ馳せながら、このような形で研究成果の報告ができたことはうれしい限りである。この論文をまとめるに当たって、様々な有益な助言をいただいた方々に感謝する。特に、貴重な $\text{CO}$ 輝線の観測データを提供してくれたA. Heithausen氏や、新たに中性水素の観測を行ってくれたC. Heiles氏に大いに感謝している。また、 $\text{CO}$ 輝線のデータを補完するために、名古屋大学の4 mミリは望遠鏡の観測時間を快く提供して下さった、福井康雄教授（名古屋大学）に感謝する。

学術振興会の特別研究員制度は、研究意欲を高めると共に、経済的にも安定した研究生活を支援してくれたことを感謝する。

最後に、長きにわたって、陰ながら私の研究生活を支えてくれた両親と兄に感謝する。

1994年9月

川田光伸  
(Mitsunobu Kawada)

# APPENDIX A

## 低背景放射環境での 圧縮型Ge:Ga検出器の振舞い

## A-1 はじめに

我々は今回のロケット観測のために、高性能遠赤外線検出器システムの開発を行った。この検出器システムは、圧縮型のGe:Ga検出器に電荷蓄積型の読み出し方法を組み合わせたものである。ゲルマニウムにガリウムをドーピングした外因性の半導体 (Ge:Ga) は、50~120 $\mu\text{m}$ の波長帯の検出器として一般的に用いられている。この半導体結晶に対して、特定の結晶軸方向に強い圧力を加えることにより、有感波長域を250 $\mu\text{m}$ 程度にまでのばすことができる。この種の検出器は、飛行機、気球、ロケット、衛星などによる100~200 $\mu\text{m}$ の遠赤外線天体観測に利用されており、優れた検出感度を持つことが実証されている。一方電荷蓄積型の読み出し方式は、検出器の光電流をコンデンサーに蓄え、その蓄積電荷の量を読み出す方式である。この方式の利点は、光電流による電荷が積分時間に比例して増加するのに対して、読み出した蓄積電荷量の不定性は回路のノイズによって決まり、理想的には積分時間には依らないことである。同じノイズ性能の回路素子を用いた場合には、電荷蓄積型の方が非蓄積型よりも明らかな優位性がある。この種の読み出し方式は、近赤外線の検出器などで実績があり (Noda et al., 1994)、また大規模アレイ検出器では基本的にこの読み出し方法が用いられる。しかしながら遠赤外線の検出器に限っては、これまでに電荷蓄積型の読み出し方法を用いた観測装置は無く、技術的にも新たな試みである。最近では、1995年に打ち上げが予定されている欧州宇宙連合 (ESA) の宇宙赤外線天文台 (ISO) の観測装置に用いられたり (Griffin et al., 1991)、遠赤外線の大規模アレイの開発も進んでいる。我々の遠赤外線検出器システムの開発は、今回のロケット観測だけでなく、将来計画されている日本の赤外線天文衛星の検出器の開発にとっても重要なステップである。

Ge:Ga素子のような光伝導型検出器は、一般に光応答の非線型性や過渡的な応答特性が顕著で、しばしば観測データの信頼性を低下させる要因となる。特に過渡的な

応答特性は複雑である。この特性は定常的な光 (背景放射) の強度によって変化し、背景放射が弱いほど顕著に現れる。ロケットや人工衛星を用いた天体観測では、基本的に低背景放射での観測となるので、この現象を理解し、把握することが重要になる。また一方で、素子自身の工夫によって過渡的な応答特性を改善する研究も進められている。

我々の観測装置では、検出器が超低温、超低背景放射という、これまでに例のない特殊な環境に置かれる。このため、検出素子自身の持つ非線型な応答特性が顕著に現れた。このAPPENDIXでは、観測装置の較正を行うための様々な実験を通して得られた、超低温、超低背景放射環境でのGe:Ga素子の興味深いふるまいについて報告する。まずA-2で、我々の開発した検出器システムの構成について説明する。A-3では、我々の検出器システムの特徴である、電荷蓄積型読み出し方法について紹介し、その長所と短所を明らかにする。また、電荷蓄積型読み出し方法固有の操作方法、解析方法についても触れる。A-4では、今回行った各種の測定実験について述べる。これらの測定実験の解析の結果得られた、Ge:Ga素子の興味深いふるまいについてA-5で述べる。最後にA-6で、今回の実験を通して明らかになった、Ge:Ga素子の超低温、超低背景放射環境での振舞いを整理し、今後の展開について考察する。

## A-2 高感度圧縮型 Ge:Ga検出器システム

### A-2-1 Ge:Ga素子とサポート構造

#### (a) 素子物性

Ge:Gaは、ゲルマニウム (Ge) の単結晶に不純物としてガリウム原子 (Ga) をドーピングした外因性半導体である。不純物準位が0.0108eVで、45~110 $\mu\text{m}$ 帯での光伝導

型検出器として用いられている (Bratt, 1977)。さらに、このGe:Ga結晶に対して、結晶軸の(100)方向に強い圧力を加えることにより、およそ250 $\mu\text{m}$ までの長波長側に、感度を伸ばすことができる (Kazanskii et al., 1977)。これは一軸性の応力を加えることによって、 $k=0$ での縮退が解け、一方の不純物準位が低下するためである。このエネルギー準位は加える圧力によって変化するが、およそ70 kg mm<sup>-2</sup>の応力でほぼ飽和し、このときの不純物準位はおよそ0.005eV程度である。このタイプの検出器を圧縮型Ge:Ga検出器と呼び、およそ250 $\mu\text{m}$ までの遠赤外線線の検出に用いられる。圧縮型Ge:Ga検出器は200 $\mu\text{m}$ 帯では最も高性能な検出器である。

## (b) 素子のパラメータ

今回、遠赤外線測光器に用いたGe:Ga素子は2種類ある。一つは Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) で製作されたもので、もう一つは通産省・通信総合研究所 (CRL) で製作されたものである。このうちLBL製のものを圧縮型の検出器に使用し、CRL製のものは100 $\mu\text{m}$ 帯用に非圧縮型として使用した。

検出器の量子効率 $\eta$ は、ドーパントであるガリウム原子の濃度と素子のサイズが重要なパラメータになる。ガリウム原子の濃度が高ければ量子効率は大きくなり、素子を厚くすることで量子効率を高めることができる。しかし、検出器の性能は量子効率だけでは決まらない。電荷の担い手 (キャリア) である正孔のふるまいにも依存する。一般に、検出素子の電極間の電場を $E$ 、キャリアの移動度を $\mu$ 、キャリアの寿命を $\tau$ とすると、キャリアの自由行程 $L_d$ は

$$L_d = \mu \cdot E \cdot \tau \quad (\text{A-1})$$

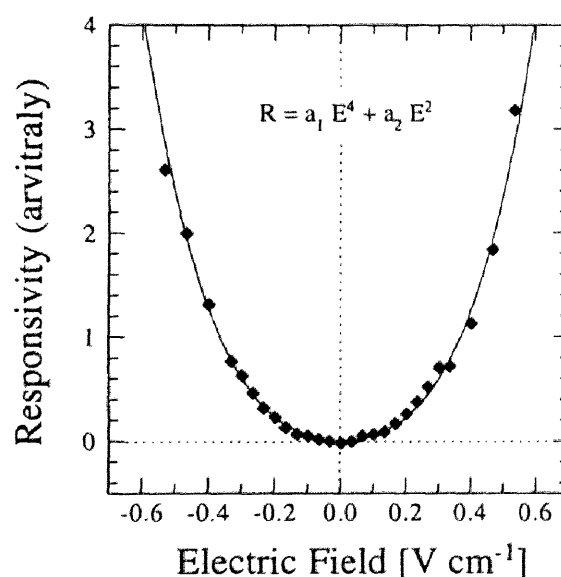
で表され、これと電極間の距離 $L$ の比

$$G = \frac{L_d}{L} \quad (\text{A-2})$$

を光伝導増幅率と呼ぶ。これは1個の光子で作られたキャリアが、光電流としてどの程度有効に寄与するかを表しており、数字が大きいほど効率がよい。高い光伝導増幅率を得るには、電極間の距離 $L$ を短くするか、自由行程 $L_d$ を長く、すなわちキャリアの移動度 $\mu$ 、寿命 $\tau$ 、素子にかかる電場 $E$ を大きくすれば良い。

図A-1に示すように、電場を強くすることで光伝導増幅率を上げることができる。しかし電場が強くなると、衝突電離によってブレイクダウンが生じるので、あまり強くすることはできない。今回用いたLBL製の圧縮型Ge:Ga素子では、およそ0.7Vcm<sup>-1</sup>でブレイクダウンが起こった。通常は、このブレイクダウン電場の半分程度の電場で使用する。寿命 $\tau$ は再結合中心の濃度に依存する。低背景放射環境下では、この濃度は、マイナー不純物濃度 (Ge:Ga素子の場合、V価のドナー不純物濃度) が支配的となる。従って、素子のマイナー不純物の濃度を低く抑えるほど、キャリアの寿命を長くすることができる。素子の結晶製造では、この点に注意を払う必要がある。

量子効率と光伝導増幅率は、素子の性能を特徴付けるパラメータであるが、必ずしも独立したパラメータではない。従って一般には、素子の性能は量子効率と光伝導増幅率の積 $\eta G$ で表される。これらのパラメータは素子の物理的な組成のみならず、温度や背景放射強度などの使用環境にも左右されるため、単純な比較は困難である。



図A-1：圧縮型Ge:Ga素子のバイアス電場による感度変化

素子に加える電場の強さによる、Ge:Ga素子の感度変化を示す。素子の感度は相対的な値で示している。感度の電場依存性は、電場の強さの4次関数で近似できる。ただし、0.6~0.7 [V/cm]の電場強度でブレイク・ダウンを生じる。

素子の性能を特徴付ける別のパラメータとして、暗電流と言うものがある。暗電流とは、素子に光が照射されていない状態でも存在する電流成分である。図A-2にLBL製のGe:Ga素子（圧縮型）の暗電流の測定結果を示す（素子に加えた圧力は $\sim 40 \text{ kg mm}^{-2}$ ）。○印が我々の測定点である。また、+印は同じ結晶についてBeemanらが測定した点である（Beeman et al., 1990）。最低温度（0.9K）の測定点のみ、 $^4\text{He}$ 冷凍機と電荷蓄積型の読み出し方法を用いて測定した。

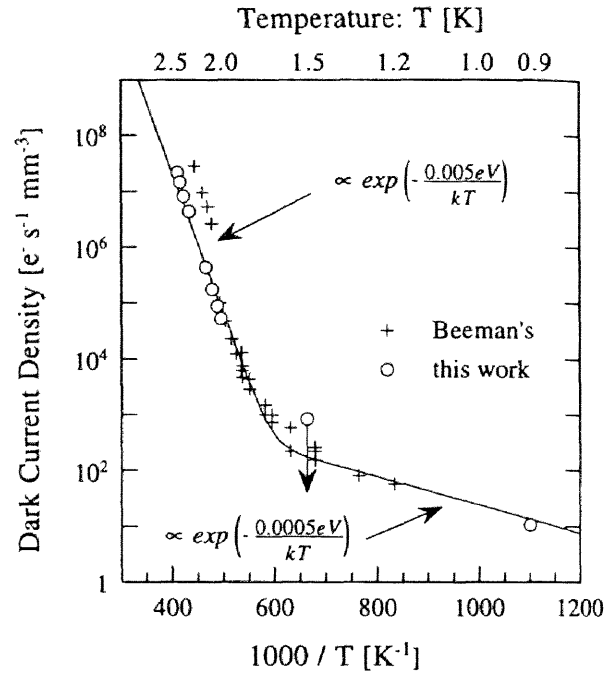
グラフでは、1.7K付近に傾きの変化が見られる。これよりも高温側は、熱運動に伴うキャリアの生成で説明可能で、暗電流は

$$\exp\left[-\frac{E_i}{kT}\right] \quad (\text{A-3})$$

に比例する。ここで $E_i$ は不純物準位である。グラフから求めた $E_i$ の値は0.006eVで、予想される不純物準位とよく一致する。一方低温側では、この関係式からずれてきて、傾きが緩やかになっている。この温度領域では、Hopping電流と呼ばれる別の成分の寄与が支配的になる。この成分は次のように解釈することができる。不純物原子の濃度が高くなると、お互いの原子の軌道が重なり合うようになる。この結果、僅かな励起エネルギーで隣の原子の軌道に電子（正孔）が移動できるようになり、低温でも電流として観測される。Hopping電流は不純物原子の濃度やその一様性に依存しており、濃度が高いほど、一様性が悪いほど、高い温度から支配的になってくる。この領域では、温度を下げても暗電流を減らすことが困難になる。

暗電流が光電流と同程度になると、暗電流によるショットノイズが無視できなくなる。従って実際の使用では、観測で期待される光電流に対して、暗電流の影響が無視できる程度にまで、素子を冷却する必要がある。

これらの条件を同時に最適化することは不可能で、使用目的に応じて最適なパラメータが選ばれる。一般的にはドーパント濃度を高く、ドナー不純物濃度ができるだけ低くなるように半導体結晶が作られる。今回使用した、LBL製およびCRL製の素子は、いずれも実際の天文観測に使用されており、我々の目的に適うものである。（ドーパント濃度およびドナー不純物濃度は、それぞれの結晶で



図A-2：圧縮型Ge:Ga素子の暗電流の温度による変化

圧縮型Ge:Ga素子の温度を変えた場合の暗電流の変化を示す。図にはBeemanらの測定データ（+）と、我々の測定データ（○）を示している。両者は同じ結晶素子に対する値であるが、圧力の大きさはわずかに異なる（我々の方が圧力が強い）。温度1.5K付近で暗電流の温度依存性に変化が見られる。これよりも高温側では、熱運動による不純物準位（ $\sim 0.005\text{eV}$ ）の励起（熱電流）で説明可能なのに対して、低温側では熱電流よりも大きな暗電流が存在する（Hopping電流）。低温側での暗電流の温度依存性は、不純物準位よりも一桁小さいエネルギー準位の存在を示唆している。

	LBL	CRL
ドーパント濃度	$1.3 \times 10^{14}$	$2 \times 10^{14}$
ドナー不純物濃度	$3 \times 10^{11}$	$< 2 \times 10^{12}$

(単位:  $\text{cm}^{-3}$ )

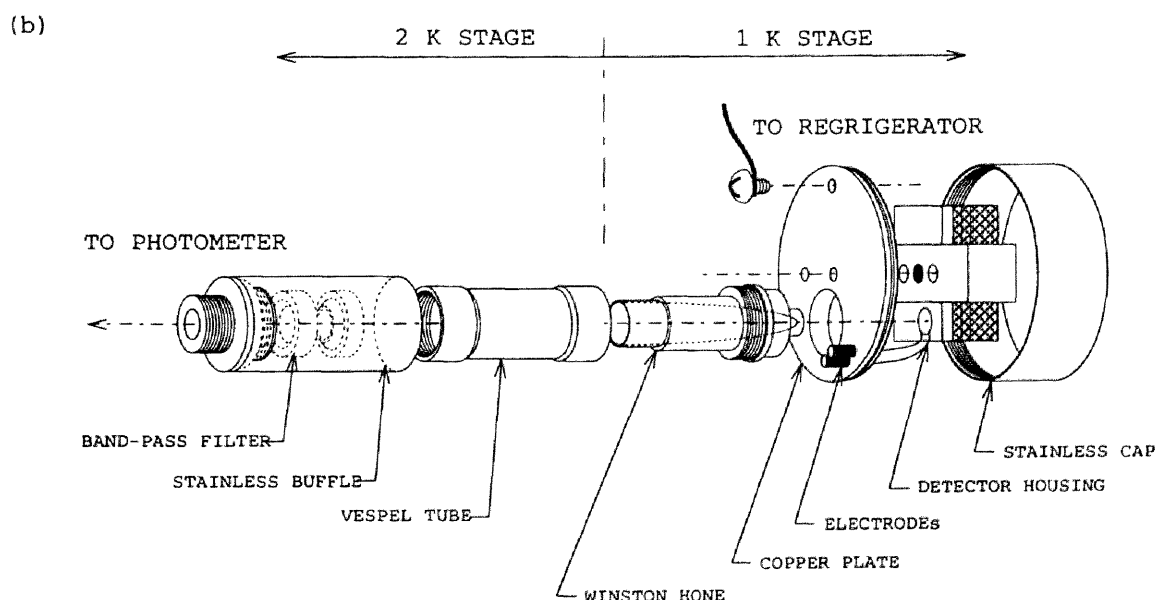
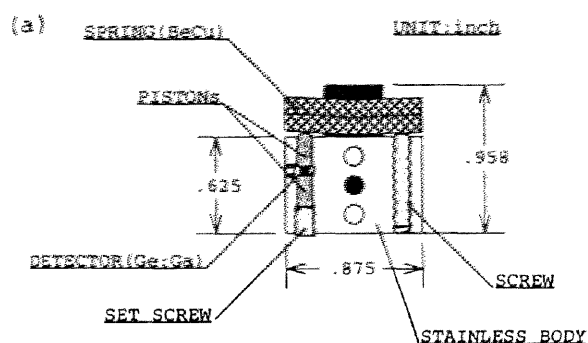
である。)

検出素子のサイズは、我々の観測装置の場合、視野サイズと独立なので、比較的任意に選ぶことができる。宇宙空間という高放射線環境での使用を考慮すると、あまり大きな素子サイズは好ましくない。我々の場合は、 $1.0 \times 1.0 \times 1.5 \text{ mm}^3$ という素子を使用した。この大きさは吸収係数（およそ $1 \text{ mm}^{-1}$ ）の逆数と同程度であり、素子表面での反射（反射率 $\sim 40\%$ ）による損失も考慮すると、このGe:Ga素子単体での量子効率是十分とはいえない

い( $\eta \sim 0.5$ )。これを補うために、一つ一つの素子をキャビティと呼ばれる光積分球の中に入れ、多重反射による実質的な量子効率の確保を行っている。また暗電流は、素子を $^4\text{He}$ 冷凍機を用いて1.5K以下に冷却し、無視できるレベルに抑える。

### (c) 検出器のサポート構造

Ge:Ga素子に圧力をかける構造は、図A-3aのようになっている。これは Wang et al. (1987) がNASAの次期赤外線天文衛星(SIRTF)用に開発したもので、



図A-3：検出器の構造 (a) 圧縮型Ge:Ga検出器の構造を示す。半球状の窪みに置かれたGe:Ga素子は、ピストンによって両側から圧縮される。片側のピストンは、BeCuのスプリングを介して押している。これは低温時の熱収縮に伴う圧力変化を吸収するためである。(b) 検出器と測光器の接続機構を示す。検出器部分は冷凍機によっておよそ1Kに冷却されるため、測光器とベスベル・チューブを介して接続されている。また、外部からの光の進入を防ぐため、ステンレス製のカバーやバッフルを取り付けている。

(Locatelli et al, 1976)。また、周辺環境からの放射が検出素子面に侵入しないよう、遮光構造などを工夫している。

### A-2-2 読み出し回路

#### (a) 前段低温回路

今回の観測では、天体からのきわめて微弱な光を検出する必要がある（検出素子面での光の強度として $10^{-16}$  W以下）。また、検出器は超低背景放射環境で、かつ検出器自身の暗電流もきわめて小さい状況で使用される。すなわち、 $10^{-15}$  A以下の微弱な電流を精度良く検出しなければならない。従って、従来の検出器の読み出し回路で用いられていた、インピーダンス変換型アンプ (TIA) では、十分なS/Nを得ることが技術的に困難である。そこで今回は、読み出し回路に電荷蓄積型アンプ (CIA) を採用することにした。

検出器周りの回路構成は図A-4aのようにになっている。大まかには、検出器からの光電流を蓄積し電圧として出力するアンプ部分、検出器に加えるバイアス電圧を供給するライン、蓄積電荷をコントロールするラインからなる。検出器からの信号線は高インピーダンスであるため、この信号線を長く引き出すことはノイズ干渉の原因となる。従って図A-4aに示した部分は、検出器周辺の低温部分 (2K) に置かれる。点線で囲まれた部分はJF-4と呼ばれるInfrared Laboratory社製のCIAモジュールになっていて、赤外線天文などの分野で利用されている。このモジュールは接合型FETのアンプと、いくつかの付加的回路から構成されている。接合型FETはヘリウム温度では動作しないため、モジュールに内蔵したヒータによって、およそ65 Kの温度に保たれる。このためFET素子は、モジュール内で熱的に絶縁された構造になっている。このモジュールにはアンプ部の他に、電荷の蓄積をコントロールするリセット用FETと補償用コンデンサがある。それぞれは蓄積した電荷を放電するためのスイッチと、電荷のリセットに伴うスイッチングで誘導される電荷をキャンセルするための付加コンデンサで

ある。

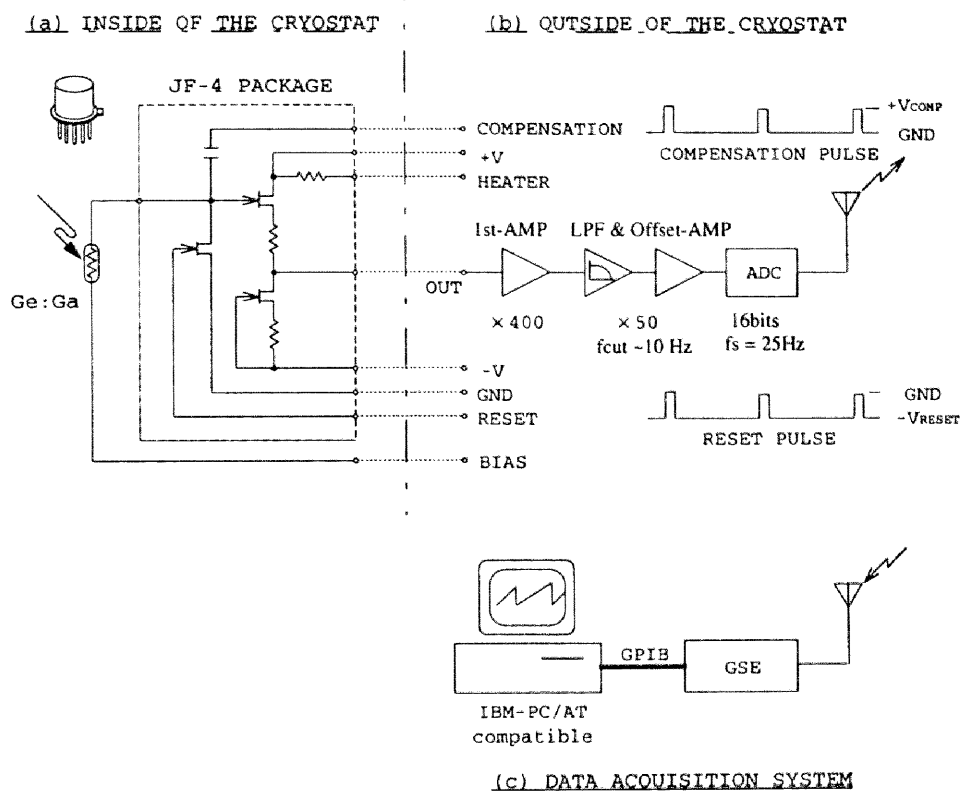
低温部からは、CIAの信号出力線と、検出素子に加えるバイアスラインや電源ライン、リセットやヒータなどの制御ラインなどがでてくる。常温部ではCIAからの信号出力を増幅・整形するほかに、これらの制御ラインのコントロール信号を生成しなければならない。通常、これらのコントロール信号は“汚い”信号であり、検出器からの信号との干渉をできるだけ避けなければならない。そのためにはグランドラインも含めた信号線の取り回しに十分注意する必要がある。これに関しては、これまでのロケット実験や地上実験などで蓄積されてきた、実装のノウハウが活かされている。

#### (b) 後段信号処理系

CIAからの信号は、常温部に置かれた信号処理系に渡される（図A-4b）。CIAからの信号は、まず低ノイズの計測用アンプで400倍に増幅される。このアンプの役割は、後段での波形整形に伴うS/Nの劣化を防ぐことである。400倍に増幅された信号は、不用な高周波成分を除去するローパスフィルターと、信号レベルを調整するオフセットアンプを経てA/D変換器 (ADC) に渡される。A/D変換のサンプリング周波数は、ロケットのテレメトリ・システムの制限により、25Hzである。これに合わせて、ローパスフィルターのカットオフ周波数はおよそ10Hzに設定してある。具体的には、OP-Ampを用いた2次のローパスフィルターで、ゲインが2.5である。オフセットアンプでは、信号のダイナミックレンジがA/D変換に適した電圧範囲になるように、オフセットとゲインの調整を行っている。最終的には、CIAからの信号は2000倍されてA/D変換される。

ADCは16bitタイプのもので、 $\pm 10$  Vの信号を65536段階にデジタイズする。前述の増幅率は、期待される検出器の信号のダイナミックレンジが、ADCの変換範囲を超えないように設定してある。この場合1デジットは、CIA出力でおよそ150 nVに相当する。これは、10Hzの周波数帯域で、目標とするノイズ電圧よりも一桁小さい値である。





図A-4：回路構成 測定に使用した回路の構成を示す。図の左側 (a) はクライオスタット内部に置かれた低温アンプである。Infrared Laboratory社製のJF-4と呼ばれる電荷蓄積型アンプのパッケージを使用している。右側 (b) のクライオスタット外部には、JF-4を制御するための回路と、JF-4からの信号を増幅し波形整形するアンプ、および信号をA/D変換しロケットのテレメータにデータを渡す回路が置かれている。右下 (c) は地上系の装置で、テレメータから送られてきた信号から必要な信号を取り出し、コンピュータに取込んでデータの保存や表示を行う。地上での測定実験では、(b) と (c) の間は電波ではなく直接ケーブルをつないで行った。

### (c) データ取得システム

サンプリングされたデータは、ロケット本体にある信号処理装置に渡され、特定のフォーマットに従って地上局に送られる (図A-4c)。地上側では、GSE (Ground Support Electronics) と呼ばれる地上支援装置によって、送られてきた信号から必要な信号が分離される。GSEによって分離された信号は、GP-IBを介してIBM-PC/AT互換機に取り込まれる。この信号の中には、検出器からの信号の他に、リセットのタイミ

ングやシャッターの開閉、校正用光源のオン/オフ、検出器の温度などの情報も含まれている。サンプリングされたデータは、一連のデータ取得後にディスプレイ上に表示される。取得データの詳しい解析は別のコンピュータに移して行われる。CIAの信号処理の方法については次ぎのA-3で詳しく説明する。

## A-3 電荷蓄積型読み出し方法

### A-3-1 CIA方式の利点

図A-5aにCIAの構造を模式的に示す。同様にTIAの構造を図A-5bに示す。CIAの場合、光電流を一度コンデンサーCに蓄え、その両端の電圧を読み出すことになる。読み出しによって、コンデンサーに蓄積された電荷の量に影響を与えることはない（非破壊読み出し）。電荷がある程度蓄積された段階で、リセットスイッチをオンにして電荷を放電する。一方TIAは、光電流をロード抵抗 $R_L$ を通して流し、その両端の電位差を読み出す。

今、ある放射環境で検出素子で生じる光電流を $I_P$  [A]とすると、TIAの信号出力は

$$V_{TIA} = I_P \cdot R_L \quad (A-4)$$

であり、CIAでは蓄積開始からの時間を $\tau$ とすると

$$V_{CIA} = \frac{I_P \cdot \tau}{C} \quad (A-5)$$

である。TIA方式の場合、読み出しのノイズは通常、検出器とロード抵抗のJohnsonノイズが支配的である。実質的には、Johnsonノイズはロード抵抗の値によって決まり、

$$\sqrt{4kR_L T} \quad [V \cdot Hz^{-1/2}] \quad (A-6)$$

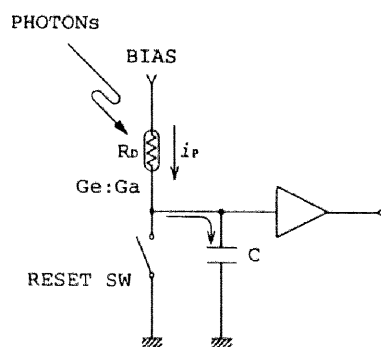
と近似することができる。従って、 $S/N$ は $\sqrt{R_L}$ に比例して改善される。 $S/N$ を改善するために、できるだけ大きな $R_L$ が用いられるが、実装上の問題により $10^{11}\Omega$ 程度が上限となる。一方CIAの場合では、検出器自身のJohnsonノイズは、自らの抵抗 $R_D$ と容量Cによって、きわめて低周波（0.1Hz程度）まで、完全にフィルタリングされる。従って、読み出しに用いたアンプのノイズが支配的になる。

今、TIA、CIA以降の信号処理は共通であるとする。すなわち $t$ 秒間隔で $n$ 回の測定を行ったとする。各測定でのノイズバンド幅を $1/t$  [Hz]とすると、この測定でのノイズは、

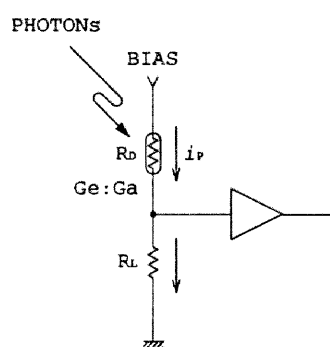
$$(TIA) \quad \sqrt{\frac{4kR_L T}{nt}} \quad [V] \quad (A-7a)$$

$$(CIA) \quad \frac{e_n}{\sqrt{nt}} \quad [V] \quad (A-7b)$$

である。ただし $e_n$ は読み出しのアンプの入力換算ノイズである。 $S/N$ で比較すると、



(a) CHARGE-INTEGRATING AMPLIFIER



(b) TRANS-IMPEDANCE AMPLIFIER

図A-5：電荷蓄積型アンプ (CIA) とインピーダンス変換型アンプ (TIA) の比較 (a) は電荷蓄積型アンプの模式図である。検出器からの光電流はコンデンサーCに蓄えられ、コンデンサーの両端の電位差を読み出すことによって蓄積電荷量を測定する。蓄積した電荷はリセットスイッチによって放電することができる。(b) はインピーダンス変換型アンプの模式図である。検出器からの光電流は、抵抗 $R_L$ を通して流れ、抵抗の両端の電位差を読み取ることによって光電流を測定する。

$$(TIA) \quad I_P \sqrt{\frac{R_L n t}{4kT}} \quad (A-8a)$$

$$(CIA) \quad I_P \frac{(nt)^{\frac{3}{2}}}{C e_n} \quad (A-8b)$$

のように、TIAが測定時間のルートで改善されるのに対して、CIAは測定時間（積分時間）の3/2乗で改善される。ただし一般的には、積分時間が長くなると読み出し回路の $f^{-1}$ ノイズが効いてきて、平均的な $e_n$ が大きくなる。このため、S/Nの改善は積分時間の3/2乗よりも鈍くなる。

例えば、0.1秒間隔で10回1秒間の測定を行ったとする。検出器の抵抗は $10^{13}\Omega$ 程度で、TIAのロード抵抗として $10^{11}\Omega$ を用いると、光電流が $I_p=10^{-16}A$ に対するS/Nは、TIAの場合S/N=3となる。一方CIAの場合では、読み出しアンプの入力換算ノイズを $100\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ 、コンデンサーの容量を $50\text{ pF}$ とすると、同じ光電流に対するS/Nは20となる。この条件では、明らかにCIAの方がS/Nが優れており、この優位性は積分時間が増加するとともに顕著になる。さらに、TIAで $10^{11}\Omega$ という大きな抵抗を用いる場合、安定した動作をさせるには技術的に困難であるのに対して、CIAの場合には、上記の条件は比較的容易に実現できるものである。リセットの制御など付加的な回路が必要である点や、出力信号が積分値である点を考慮しても、微小電流を扱う場合、CIA方式の方が優れていると言える。

### A-3-2 CIAの使用法

CIAはS/N的に優れた方式であるが、運用に当たってはTIAには無い操作が必要となる。また、CIA固有の問題点も存在する。ここでは、実際のCIAの運用方法およびCIA固有の問題点について説明する。我々が用いたCIA回路はInfrared Laboratory社製のJF-4と呼ばれるモジュールで、その構成は図A-3aに既に示した通りである。このモジュールの仕様を表A-1にまとめる。このモジュールは、読み出し用FETとリセット用FET、補償用コンデンサーおよびヒーター抵抗からなる。電荷蓄積用のコンデンサーは独立には存在せず、通常はFETのゲートの浮遊容量ならびに検出素子周りの浮遊容量に

電荷が蓄積される。このモジュール単体では、入力容量は $7.5\text{ pF}$ となっている。JF-4は接合型FETで構成されているため、これを最適に動作させるには、ヒータによってFET素子を約 $65\text{ K}$ に保つ必要がある。FET素子はモジュール内部で熱的に浮かされていて、ヒータおよび自己発熱をあわせて $400\mu\text{W}$ 程度の発熱で、およそ $65\text{ K}$ に維持される。

電荷蓄積型アンプとして機能させるには、リセット用FETと、必要に応じて補償用コンデンサーをコントロールする必要がある。リセット用FETは、ゲート電圧でリセットラインのオン/オフをコントロールする。積分状態では、ゲートに $-1\text{ V}$ 以下の電圧をかけてドレインソース間をオフ状態にし、電荷を放電するときにはゲートをグラウンドに落として、ドレインソース間をオン状態にする。スイッチのオン/オフはパルス状の信号でコントロールする。リセットパルスの幅は数 $100\mu\text{秒}$ から数ミリ秒程度である。FETのオン抵抗は $100\text{ K}\Omega$ 程度なので、蓄積された電荷はマイクロ秒のオーダーで放電される。

リセット用FETのオンによりコンデンサーに蓄積されていた電荷は放電されるが、リセット用FETがオフになる瞬間、電磁誘導によりコンデンサーに電荷が誘導される。この電荷の量はリセットパルスの波形などに依存し、矩形波のようなパルスでは大きくなる傾向がある。初期電荷の蓄積が大きいと、後段の信号処理の問題もあって好ましくない。JF-4モジュールにはこの誘導電荷をキャンセルするための補償用コンデンサー( $0.5\text{ pF}$ )が取り

表A-1：JF-4モジュールの仕様

Package	Standard TO-5, 10pin
No. Active Leads	8
Operating Temp.	1.2 K - 45 K
Total Power(Fast Type)	400 $\mu\text{W}$ (aprox.)
Supply Voltage	$\pm 1.5\text{ V}$
Offset Voltage	15 mV Max
Input Capacitance	7.5 pF
Gate Current	$< 5\text{ e}^- \text{ sec}^{-1}$
Spot Noise	$< 350\text{ nV Hz}^{-1/2}$
Read Noise (2sec)	$< 15\text{ e}^-$
(32sec)	$< 20\text{ e}^-$
(128sec)	$< 30\text{ e}^-$

付けられている。これに、リセットパルスと同位相の正のパルスを与えることにより、誘導電荷を打ち消すことが可能である。すなわち、積分状態ではグラウンドレベルで、リセットパルスと同じ位相で正の電圧を加える。電圧の大きさは適当に調整するが、我々の場合には2V程度であった。誘導電荷の大きさは、実験ごとの熱サイクルで大きく変化することは無かった（バイアス電圧に対して0.5%以下）。誘導電荷の量が大きく変化した場合には、補償用コンデンサーに加える電圧を調整して、初期誘導電荷量が一定値以下となるようにした。

平均的な誘導電荷の量はリセットパルスの波形や配線などに依存するが、誘導電荷の量は、 $kTC$ ノイズと呼ばれるノイズでもばらつく。すなわち、 $k$ をボルツマン定数、 $C$ を蓄積に寄与する容量、 $T$ をその温度として、

$$C \cdot \sqrt{\frac{kT}{C}} = \sqrt{kTC} \quad [C] \quad (A-10)$$

程度のrmsで誘導電荷の量が揺らぐわけである。このノイズは、リセット用FETのオン抵抗によるJohnsonノイズに、容量 $C$ とで決まるノイズバンド幅で、コンデンサー両端の電圧が揺らぐために生じるものである。これは初期電荷量のゆらぎであり、光電流による蓄積電荷量には影響しない。また、通常この値は電荷蓄積による変化と比べて小さく、回路の設計上特に問題はない。

CIAからの信号のサンプリングには様々な方法が考えられる。ある積分時間の平均的な値を知るのであれば、最低限リセットの前後で一回づつ読み出せばよい。しかし、この場合はスパイクなどの突発的な現象を見落とす可能性がある。有効なデータ量が多いほどS/N的にも有利なので、システムの許す限り多数回サンプリングすることが望ましい。（連続一様サンプリングを行った場合には、先に述べたように時間の3/2乗に比例するが、蓄積の前後の2点サンプルでは時間に比例する。）ADCのサンプリングレートやデータ取得装置側の制限などによって、必ずしも十分なデータをサンプルできない場合は、観測条件なども考慮して、適切なサンプリング方法を決める必要がある。

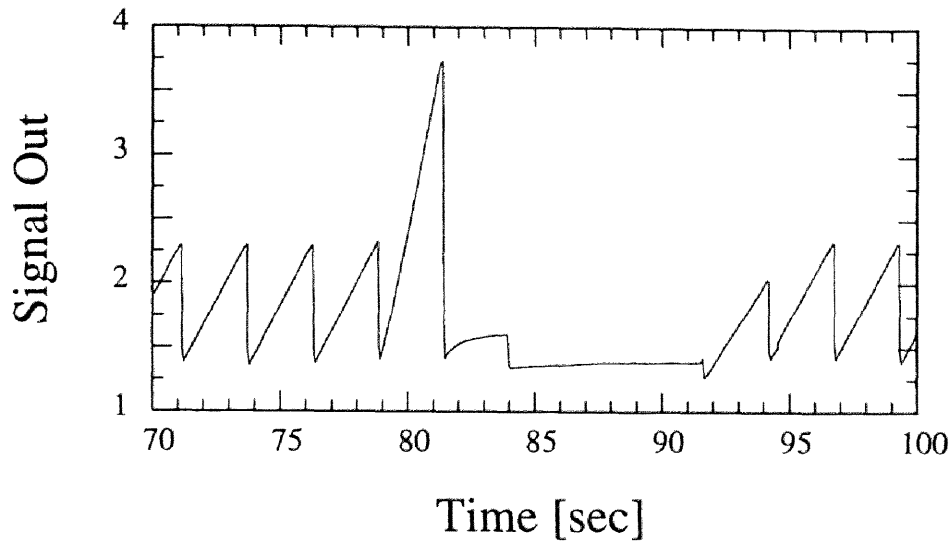
リセット間隔（積分時間）の下限は、データのサンプリングの間隔で決まる。一方上限は、蓄積可能な電荷の量と電荷の変化量によって上限が決まる。リセット間隔が一定である場合、長時間の積分を行うと宇宙線などによる突発的な電流によって、電荷量が上限値を超えてしまう可能性がある。従ってあまり長時間の積分は好まし

くない。また、電荷の蓄積に従って検出素子の両端にかかる電圧が変化する。Ge:Ga素子のような光伝導型検出器は、応答特性が素子間にかかるバイアス電圧に依存するため、検出器の感度が連続的に変化することになる（図A-1参照）。この点も考慮して積分時間を決定する必要がある。技術的には、電荷の蓄積量に応じて積分時間を変化させたり、バイアス電圧が一定になるようにフィードバックをかけるなどの工夫により、この問題を避けることは可能である（ただし、大規模アレイでは現実的でない）。

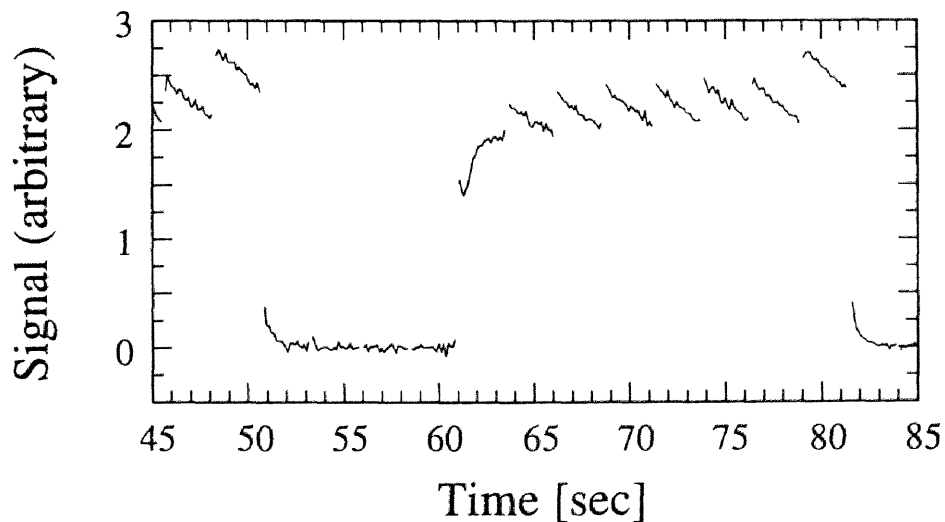
### A-3-3 信号処理

CIAの出力波形は、図A-6に示すようにのこぎりの歯のようになっている。CIAの出力はコンデンサーに蓄積された電荷の量、すなわち光電流の積分値を表している。従って光電流の値はこの波形の微分値、すなわち傾きで表される。周期的なリセットにより、蓄積された電荷は放電され、出力はある基準値に戻る。先にも述べたように、この基準値は $kTC$ ノイズによって揺らいでいる（正確には、サンプリングのタイミングも関係している）。詳しく波形を見ると、リセット後数100ミリ秒の間は、光電流が一定の場合でも傾きが変化している。これはJF-4モジュールに起因した問題で、アノマリーとして知られている。この原因は明らかではないが、リセットに伴う電荷の急激な流れで、リセット用FETの温度が変化するためではないかと考えられる。この解釈は、蓄積電荷量が大きいほど、アノマリーが顕著に見られることとも合致する。従って、リセット後数100ミリ秒程度のデータは使用しないことが好ましい。ただし、我々の通常の使用条件では、このアノマリーは測定精度の問題を与えるレベルでは無かった。

また、先に述べたように、蓄積電荷の量が大きくなると、検出素子に加わる実質的なバイアス電圧が低下し、検出器の感度低下を招く。今回の測定実験では、リセットの周期が実際の観測にあわせて固定されているため、黒体放射源の温度によっては、検出器の感度変化が1割を超える場合も見られた（図A-7）。この場合は、蓄積電荷によるバイアス電圧の変化が1%以下の領域のデータのみを使用した。このデータに対しては、検出器の感度



図A-6：電荷蓄積型アンプの信号出力の例      電荷蓄積型アンプの信号出力の例を示す。電荷蓄積型であるため、信号出力の大きさは蓄積された電荷の量に対応する。周期的なリセットによって、信号出力は一定レベルに戻るが、このレベルはkTCノイズなどによってゆらいでいる。検出器からの信号強度は、電荷蓄積型アンプの信号出力の時間変化率（図の傾き）に対応している。図では80秒前後で信号強度が強く、85秒から90秒にかけて信号強度が弱い。



図A-7：電荷蓄積に伴うバイアス電圧の変化の影響      電荷蓄積に伴ってアンプの入力端の電圧が上昇し、検出素子に加わる実質的なバイアス電圧が低下する。Ge:Ga素子の感度は、図A-1に示したように、バイアスの大きさによって変化するため、電荷蓄積に伴って感度が変化することになる。図は光電流の強度を示したものである。61秒から79秒にかけて、一定の光が検出器に入っているが、測定された光電流は一定ではない。全体的な光電流の上昇は、後述する検出器の過渡的応答特性によるものであるが、周期的に見られる光電流の減少は、電荷蓄積に伴う感度低下によるものである。リセットによって蓄積電荷がクリアされるので、周期的な光電流強度の構造が見られる。実際の観測では、感度変化が大きくないうちにリセットをかけて、バイアス電圧を一定範囲に保つ必要がある。

変化は3%以下であることが保証される。

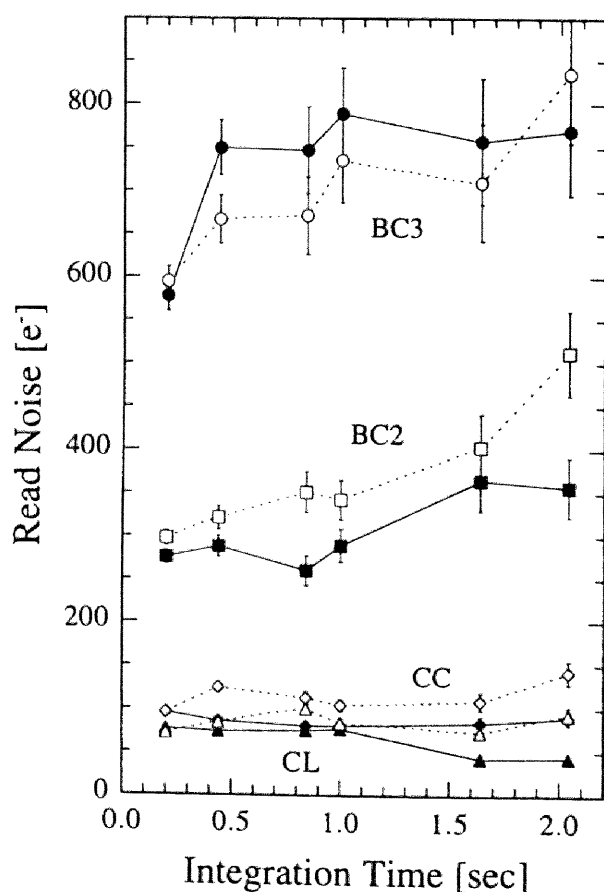
光電流の値は以下の方法で計算した。まず、ADCの出力を電圧に変換し、各サンプルごとに直前のサンプル点との差を取り、サンプリング間隔である0.04秒で割ったデータを作成する。これは各点での出力電圧の変化率、すなわち光電流の値に対応するものである。実際に光電流の値に変換するには、増幅率や蓄積用コンデンサの容量などの定数で補正する必要がある。しかしこの解析では、必要な場合を除いて信号出力の変化率（単位は $V s^{-1}$ ）を用いる。この様にして得られたデータから、スパイクノイズや宇宙線などによるノイズ、あるいはリセットに伴うアノマリーを取り除く。

ある積分時間に対応した値を求めるには、積分時間を $\tau$ とすると、 $(\tau/0.04)$ 個の連続するデータの平均をとればよい。この操作は $\tau$ 秒間の電荷の蓄積量から平均の光電流の値を求めることに対応し、基本的に $\tau$ 秒離れた2つのデータしか用いていないことになる。我々の場合、 $\tau$ 秒離れた2点間のほかにも連続的にデータを取得しており、これら全てのデータを用いて、フィッティングで

信号の時間変化率を求めることもできる。両者の方法は、ノイズバンド幅としてはほぼ同じであるが、後者の方が低周波でのノイズの効き方が抑えられる。一般に回路系のノイズスペクトルは、低周波側で $f^{-1}$ ノイズが支配的になってくるため、積分時間が長くなってくると、後者の方法がS/N的に有利である。（いずれの場合でも、長時間積分では、回路系の $f^{-1}$ ノイズが支配的となって、積分時間を長くしてもS/Nの改善は望めなくなる。）ここでの解析では、様々な積分時間での解析の容易さから、基本的に前者の方法を用いる。

### A-3-4 CIAの性能

読み出し回路の性能を議論するときに、読み出しノイズと言うパラメータを用いる。このパラメータは積分型の読み出し方式のシステムでよく用いられる。一般的には、ある積分時間で読み出した信号出力のアンサンブル



図A-8：読み出しノイズ 4つの異なるチャンネルについて、積分時間を変えたときの読み出しノイズの変化の様子を示す。縦軸は読み出し電荷量の不定性として、エレクトロン単位で示している。この際、電荷蓄積用コンデンサの容量として、BC2とBC3は50pF、CCとCLは15pFを仮定した。読み出しノイズの大きさは、読み出し回路のノイズ電圧が同じ場合、コンデンサの容量に比例する。（BC3が大きくでているのは、何らかの2次的な干渉によるものと思われる。）それぞれのチャンネルについて、2つのことなる方法（フィッティング：黒塗と2点間の差分：白抜き）で電流値を求めた場合に、どのように読み出しノイズが変化するかを示している。理想的な状況では、フィッティングによる方法で求めた場合は積分時間の $-1.5$ 乗に、2点間の差分で求めた場合は積分時間の $-1$ 乗に比例して読み出しノイズは小さくなる。しかしいずれのチャンネルも、この関係は成り立っていない。これは、読み出し回路の $f^{-1}$ ノイズや、あるいは2次的な干渉によるノイズが効いてきているためと思われる。一般的に、フィッティングによる方法の方が2点間の差分による方法よりも、読み出しノイズが小さいが、1秒積分程度では両者の違いは小さい。

の、統計的な揺らぎで定義される。光電流の積分値（電荷）の揺らぎなので、単位として、しばしば電子の数  $[e^-]$ （エレクトロン）が用いられる。光電流に対するノイズに換算するときは、読み出しノイズを積分時間で割れば良い。

この論文では、例えば1秒積分での読み出しノイズは、同一条件の測定で得られたデータの統計的な揺らぎで定義する。単位は、基本的に電荷に蓄積用のコンデンサーの容量をかけた電圧  $[V]$  で求める。これは、蓄積用のコンデンサーの容量の不定性を避けるためである。ただし多くの場合は、容量を明記して電荷単位に変換してある。

図A-8は、暗電流の測定データを様々な積分時間で処理した場合の、読み出しノイズを示したものである。測定は、先に述べた読み出しシステムを用いて行った。従って、最大の積分時間は2.56秒である。遠赤外線測光器に組み込まれた、4つの圧縮型Ge:Ga検出器それぞれについて、フィッティングで求めた場合（図中黒印）と、2点間の差分で求めた場合（白印）を示している。BC2とBC3は広帯域の測光チャンネルで、CC、CLは狭帯域の測光チャンネルである。BC1チャンネルは非圧縮型のGe:Ga検出器で、ここでは示していない。読み出しノイズの評価は、150秒間の測定1回に対して得られた値で、エラーはサンプル数の制限による母分散の推定誤差を示している。図の縦軸は、エレクトロン単位で表しているが、変換に当たっては広帯域測光チャンネルに対しては50pFを、狭帯域測光チャンネルに対しては15pFをコンデンサーの容量として仮定した。狭帯域チャンネルと広帯域チャンネルの容量の違いは、CIAの設置場所の違いによる浮遊容量の寄与の違いである。ただし、いずれの値も正確に測定した値ではなく、配線状況から推定した値である。

得られた読み出しノイズは、表A-1に示したJF-4単体での読み出しノイズ（2秒積分で $15e^{-}$ 以下）と比べて、3~50倍ほど大きい。この原因として、電荷蓄積用コンデンサーの容量が増加したことがあげられる（JF-4単体と比べて2~7倍）。しかし、得られた結果はこれだけでは説明できない。おそらく、高インピーダンスの検出器と接続したことによる、マイクロホニクなどの二次的なノイズの影響と思われる。特に、BC2とBC3チャンネルで、容量の増加以上に読み出しノイズが増加しているのは、検出器との接続ラインが、CC、CLチャンネルに比べて長くなっているため、二次的なノイズの影響を受けやすくなっているためであろう（BC2とBC3を比

べた場合には、BC3の方が接続ラインが長くなっている）。

読み出しノイズは、 $f^{-1}$ ノイズの効かない理想的な状況では、フィッティングによる方法では積分時間の平方根に比例して改善され、2点サンプルでは積分時間に関わらず一定になるはずである。図A-8を見ると、必ずしもこの関係は成り立っていない。全体的に、積分時間の増加と共に読み出しノイズは増加している。これは $f^{-1}$ ノイズによるものと思われる。ただし、最も読み出しノイズの小さいCLチャンネル（▲印）では、フィッティングによる方法で、積分時間と共に読み出しノイズが改善される傾向が見られる。

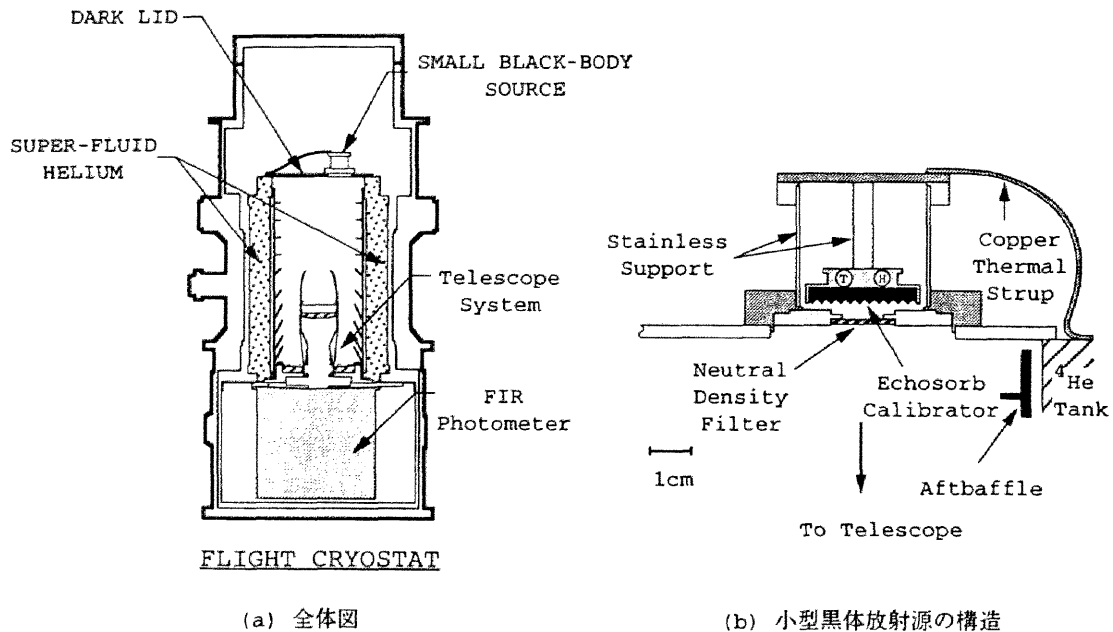
BC3チャンネルを除いて、フィッティングによる方法が、2点サンプルによる方法よりも読み出しノイズが小さい。これは積分時間が長くなるほど顕著になる。この結果は、利用しているデータ量を考慮すると、当然のものである。この論文では、主として2点サンプルによる方法を用いるが、積分時間が1秒以下であれば、両者の違いは小さいことがわかる。

## A-4 特性評価実験について

### A-4-1 実験の構成

検出器システムの特性実験は、基本的に図A-9aに示した構成で行った。これは、実際にロケット観測に用いられたシステム構成である。すなわち検出器システムは、測光器と望遠鏡システムに組み合わせられ、フライト用のクライオスタットを用いて様々な特性実験が行われた。この状態での検出器の環境は次のとおりである。望遠鏡および測光器は、減圧された液体ヘリウムによっておよそ2Kに保たれる。さらに検出器部分は、 $^4\text{He}$ の冷凍機によっておよそ1Kに冷やされる。望遠鏡の視野方向以外からの光の侵入は、厳重なシールドイングにより無視出来るレベルに抑えられている。

測定実験は望遠鏡の前面を低温の蓋（~2.5K）で覆っ



図A-9：検出器の特性の測定実験の構成 (a)に検出器の特性の測定実験を行った際の構成を、(b)に光源に用いた黒体放射源の構造を示す。測定は、観測に使用したシステムを利用し、望遠鏡システムの反射型バツフルの代わりに、小型の黒体放射源を付けた低温の蓋を取り付けて行った。小型の黒体放射源は、エコソープと呼ばれる光の吸収率の高い物質を加工して用い、ヒーターと温度計で熱制御する。黒体放射源は、強度のわかった光源あるいは背景放射源として利用した。これと、測光器に取り付けられたシャッターおよび較正用光源を組み合わせることで各種実験を行った。

て行った。検出素子周辺の温度が1K以下であることを考えると、圧縮型のGe:Ga素子の有感波長帯である100-200 $\mu\text{m}$ の背景放射は、検出素子面で10 photons  $\text{s}^{-1}$ 以下であることが期待される。これは、実際の測定における光電流が測定限界以下であることから支持される。この背景放射環境は、これまでの検出器の特性実験と比較して、きわめて低い値である。

測定実験では、この低温の蓋の一部に黒体放射源(図A-9b)を設置し、この温度をコントロールすることによって様々な放射環境を実現した。これにより、検出素子面での光子数を $10^7$  photons  $\text{s}^{-1}$ 程度の範囲まで変化させることができる(この値はチャンネルによって異なる)。これ以上強い放射環境では、光電流が大きすぎて、CIAでの測定は困難である。

測光器には低温のシャッター(2K)が取り付けられており、これを閉じることによって望遠鏡からの光の侵入をほぼ完全に遮ることができる。これによって、背景放射強度をモジュレートすることができる。

さらに、測光器には、較正用光源が取り付けられてお

り、シャッターを開いた状態で、検出器に較正用光源からの光を導くことができる。この較正用光源はステンレスの細線(7.5 $\mu\text{m}\phi$ )に電流を流して高温発光(>20K)させるもので、時定数は70ms程度である。この較正用光源による、検出素子面での光子数は、チャンネル毎に異なり、 $3 \times 10^3 - 1.5 \times 10^5$  photons  $\text{s}^{-1}$ 程度である。黒体放射源、シャッター、較正用光源を組み合わせることで様々な測定を行った。

## A-4-2 測定データ

測定は以下の3種類のモードで行った。

### (A) TLMモード

このモードは、実際のロケット観測と同じシーケンスで較正用光源とシャッターを動作させるものである。基

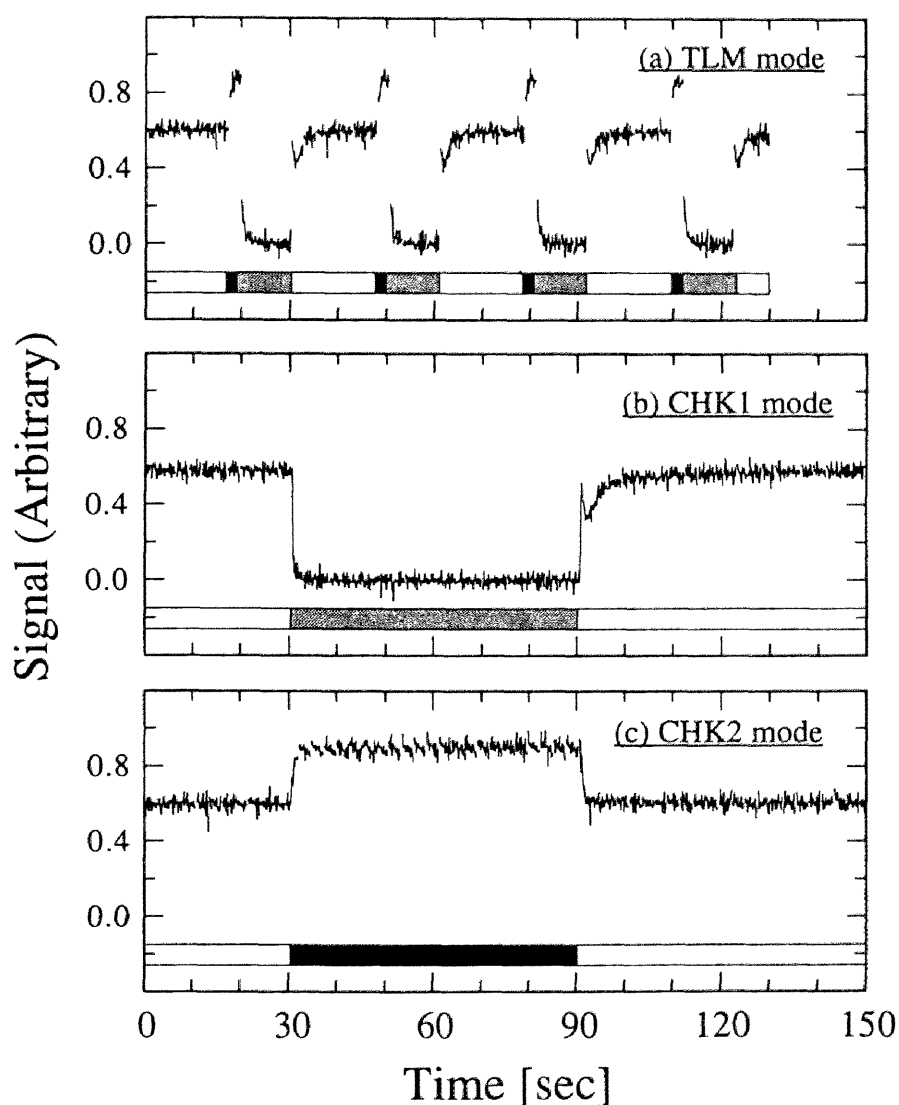


本的には、入射光の強度に対する検出器の信号強度の較正を行うモードで、様々な温度の黒体放射源で測定を行う。動作のシーケンスは次のとおりである。2.56秒のリセット周期を基本とし、12リセット周期を1サイクルとする。そのうち最初の4リセット周期はシャッターを閉じ、残りの8リセット周期はシャッターを開く。シャッターが開いている8リセット周期の最後の1リセット周期は、較正用光源を点灯させる。このサイクルを必要だけ繰り返す。様々な背景放射光強度での較正用光

源に対する応答、シャッターによる背景放射のモジュレーションに対する応答など、過渡的な応答特性の評価にも利用される。

## (B) CHK1モード

このモードでは、ある強度の背景放射をシャッターを用いてモジュレートする。すなわち、背景放射がほぼゼロの状態から光をステップ関数的に入力し、それに対する検出器の過渡的応答特性を調べる測定である。黒体放



図A-10：各モードの測定シーケンス TLM、CHK1、CHK2のそれぞれのモードの測定シーケンスを示す。TLMモードはシャッターの開閉と較正用光源の点灯を周期的に行うモードで、CHK1とCHK2モードはそれぞれシャッターと較正用光源で入射光量を変化させるモードである。それぞれ1回の測定は、130～150秒間行われる。図で黒く塗りつぶした領域が較正用光源を点灯した領域で、ハッチをかけた領域がシャッターを閉じた領域である。

射源の温度をいろいろ変えて、背景放射強度のステップの幅の変化に対する応答特性を見る。1回の測定は150秒間行われる。このうち途中の約60秒間で、シャッターが閉じられる。リセットは2.56秒間隔である。

### (C) CHK2モード

このモードは、ある背景放射強度のもとで較正用光源を用いて入射光強度をモジュレートする。較正用光源の強度は常に一定であると考えられるので、背景放射強度の違いによる検出器の応答特性を調べる測定である。1回の測定は150秒間行われる。このうち途中の約60秒間、較正用光源が点灯される。リセットは2.56秒間隔である。

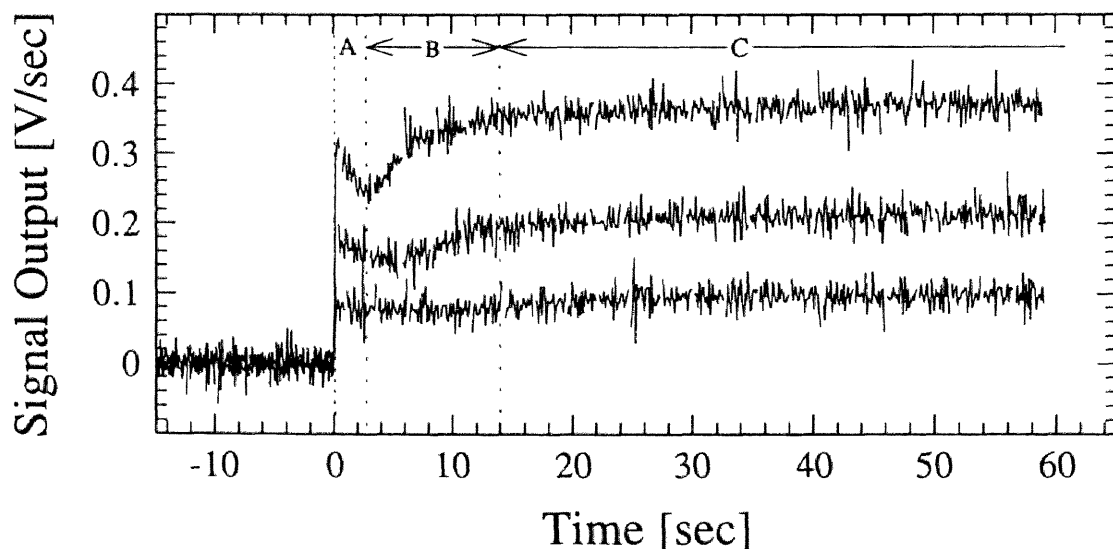
これらの3つのモードで、黒体放射源の温度を3~30Kの範囲で変化させ、およそ3桁の範囲の放射環境のもとで測定を行った。（測光器に組み込んでの測定のため、チャンネル毎に放射環境は異なる。）それぞれのモードの測定データの例を図A-10aからcに示す。

## A-5 低背景放射環境での振舞い

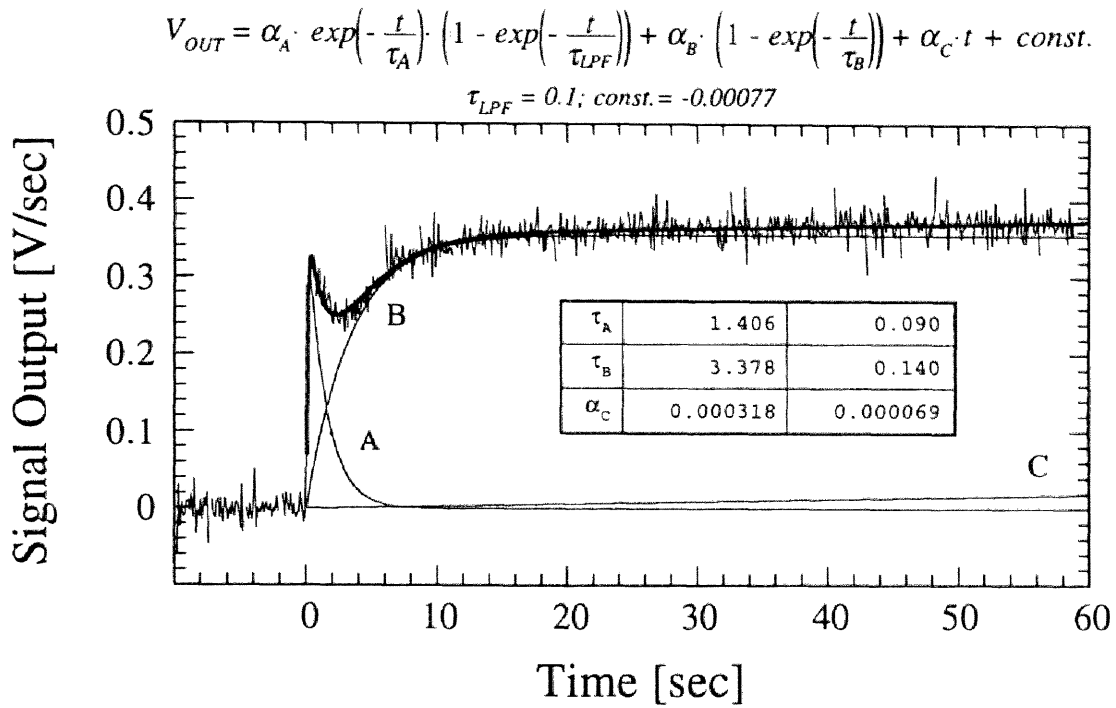
### A-5-1 過渡的応答特性

#### (a) 光のオン／オフ

ある定常状態から、光の入射強度をステップ関数的に変化させた場合、Ge:Ga素子の光応答特性はステップ関数とは異なる様相を示す。一般に過渡的応答特性と呼ばれているものである。その典型的な例を図A-11に示す。これは、低温のシャッターを用いて、入射光量をステップ関数的に変化させたものである（CHK1モード）。すなわち、ダーク環境から突然光を照射した場合の応答である。



図A-11：入射光強度による過渡的応答特性の変化 入射光がほとんどない状態から光を入射させた場合の、圧縮型Ge:Ga素子の過渡的応答特性を示す。この過渡的応答特性は、およそ3つの成分に分けて考えることができる。すなわち、光を入射した直後に急激に立上りその後急激に出力が低下する成分(A)と、入射後緩やかに出力が上昇する成分(B)、さらにきわめてゆっくりと出力が上昇する成分(C)の3成分である。それぞれの成分の振舞いは、入射光強度によって変化していることがわかる。



図A-12：過渡的応答特性を再現できるモデル関数の例      ほとんど入射光がない状態から光を入射した場合の、過渡的応答特性をモデル化したものである。モデルは図に示した式のように3つの成分からなる。最初の項は指数関数的に消滅する成分(A)で、第2項は指数関数的に飽和する成分(B)である。さらに長時間成分として時間に比例する成分(C)を加えている。太線で示したものがベストフィットの結果であるが、比較的良好に過渡的応答特性を再現できている。なお図に示したのは1つの例で、強度によって各成分の時定数は変化する。

この過渡的な現象は、3つの異なる成分からなっているように思われる。すなわち、(A) 光を入射させた直後に見られるフック状の応答で、時間と共に減少していく成分、(B) 急激に感度が増加する成分、さらに(C) 光の入射後数十秒経過しても緩やかに感度が増加する成分の3成分である。それぞれの成分の感度変化の時間スケールを得るために、次の関数形でフィッティングを行った。

$$(A) \quad \alpha_A \cdot \exp\left[-\frac{t}{\tau_A}\right] \cdot \left(1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_{LPF}}\right]\right) \quad (A-11a)$$

$$(B) \quad \alpha_B \cdot \left(1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_B}\right]\right) \quad (A-11b)$$

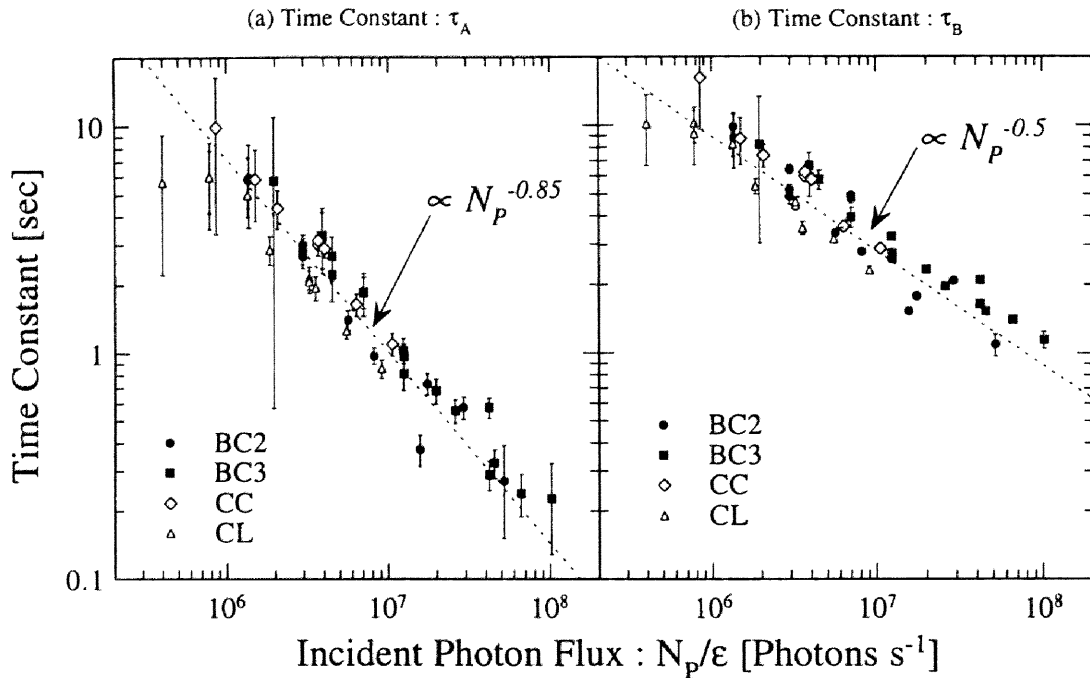
$$(C) \quad \alpha_C \cdot t \quad (A-11c)$$

いずれも $\tau$ は、光の強度を変化させた瞬間をゼロとする。(A)の成分については、信号処理の時間分解能が効いてくるため、 $\left(1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_{LPF}}\right]\right)$ の項を掛けている。(C)の成分は、今回の測定スパンでは時定数の決定が困難なため、線型関数で近似している。

図A-12は、測定データをこのモデルでフィッティングした例である。滑らかな太線がフィッティングの結果

である。データは0.12秒毎に平均した値を用い、(A)の関数形に入っている $\tau_{LPF}$ は0.1秒とした。この図から、ここで用いたモデルが、Ge:Ga素子の過渡的応答特性を、現象としてよく再現できることがわかる。測定に現れる過渡的応答特性は、検出素子内のキャリアのふるまいを反映するものであるが、これらの関数形の物理的な意味は明らかではない。この点についてはA-6で簡単に触れる。少なくとも、ここで得られた時定数 $\tau$ は、それぞれの成分の時間変化の特徴を表していると考えてよいであろう。

ステップ関数的に入れる光の強度を、いろいろと変化させた場合に、各成分の時定数が変化していることは、図A-11からも分る。実際、モデルフィッティングを行って得られたパラメータの変化の様子を図A-13に示す。光の強度変化は、黒体放射源の温度を変化させることで行っているの、どの程度の光強度が検出素子面に入っているか推定することは可能である。しかし、測光器の光学的な効率が正確に測定されていないので、正確な評価はできない。図A-13では、測光器の光学的な効率が



図A-13：過渡的応答特性の時定数の入射光強度による変化 過渡的応答特性のモデルにおける成分 (A) と (B) の時定数が、入射光強度によってどのように変化するかを示す。(a) は、成分 (A) の時定数  $\tau_A$  の、入射光の光子数による変化の様子を示している。入射光の光子数は測光器の光学効率を100%と仮定した場合の値である（実際には10~30%程度と思われる）。異なるチャンネルは異なるシンボルで示してあるが、いずれのチャンネルも、入射光の光子数のおよそ-0.85乗に比例して時定数が短くなっている。(b) は、成分 (B) の時定数  $\tau_B$  の場合を示したものである。この成分の時定数は、入射光の光子数のおよそ-0.5乗に比例して短くなっている。いずれの時定数も入射光の光子数が多くなるほど小さくなることから、入射光強度が強いほど応答が早くなると言える。

全てのチャンネルで1であるとした場合の入射光子数を横軸にとっている。これは、各温度の黒体放射のスペクトルに、各チャンネルのスペクトル特性をかけて計算した値である。各チャンネルのスペクトル特性（図3-8参照）のピーク値が1となるように規格化しているので、各チャンネルの光学的な効率に応じて、チャンネルごとに横軸方向に系統的なずれが存在する。A-5-2でも触れるが、測光器の光学的な効率はおよそ10%前後と推定され、チャンネル間の差は最大でファクター3程度である。

図A-13a、bはそれぞれ成分 (A)、(B) の時定数の変化を示している。(A)、(B) いずれの成分も、光電流が大きくなるほど、時間スケールが短くなっていることがわかる。図中には、(a)、(b) それぞれに、傾きが入射光子数の-0.85乗と-0.5乗の線を点線で示している。フィッティングのパラメータはおよそこの傾きで分布している。異なるシンボルは異なる検出素子を示しているが、全て同じ様な分布を示している。このことは、この

現象が回路の電氣的な原因によるものではなく、検出素子の物理的条件によるものであることを示唆している。Hiromotoらも、異なる環境での圧縮型Ge:Ga素子の測定から、立ち上がりの時定数が入射光強度の-0.5乗に比例して短くなる結果を得ている (Hiromoto et al., 1992)。一方 (C) の成分は、光電流が大きくなるほど係数が大きくなる傾向が見られる。この傾向は、指数関数的な性質を仮定すれば、光電流が大きいほど時定数が短くなることを意味しており、(A)、(B) の成分と同じ傾向を示していると思われる（ただし、この係数には振幅も含まれているため断定はできない）。

フィッティングの様子を詳しく見てみると、光強度が強いほどモデルとの一致が良くなる傾向がある。これは個々の成分が特定の時間帯で顕著になり、各成分をよく分離できるようになるためと思われる。入射光強度が弱くなると、それぞれの成分が混じりあい、モデルと系統的なずれが見られるようになる（特に成分A、Bについて

て)。ただし、あまり入射光強度が弱くなると、S/Nが悪くなるので、モデルからのずれはわからなくなる。

同様の過渡的応答特性は、光をステップ関数的に減光させたときにも見られる。図A-14はその一例である。低温シャッターを閉じ、光量を急激に減少させた場合、あるレベルまでは光量に呼応して急激に低下するが、その後数秒スケールでゆっくりと減少していく成分が存在していることが分る。ここではこの現象を、次のような関数でモデル化した。

$$(1) \quad \alpha_{BG} \cdot \exp\left[-\frac{t}{\tau_1}\right] \quad (A-12a)$$

$$(2) \quad \alpha_2 \cdot \exp\left[-\frac{t}{\tau_2}\right] \quad (A-12b)$$

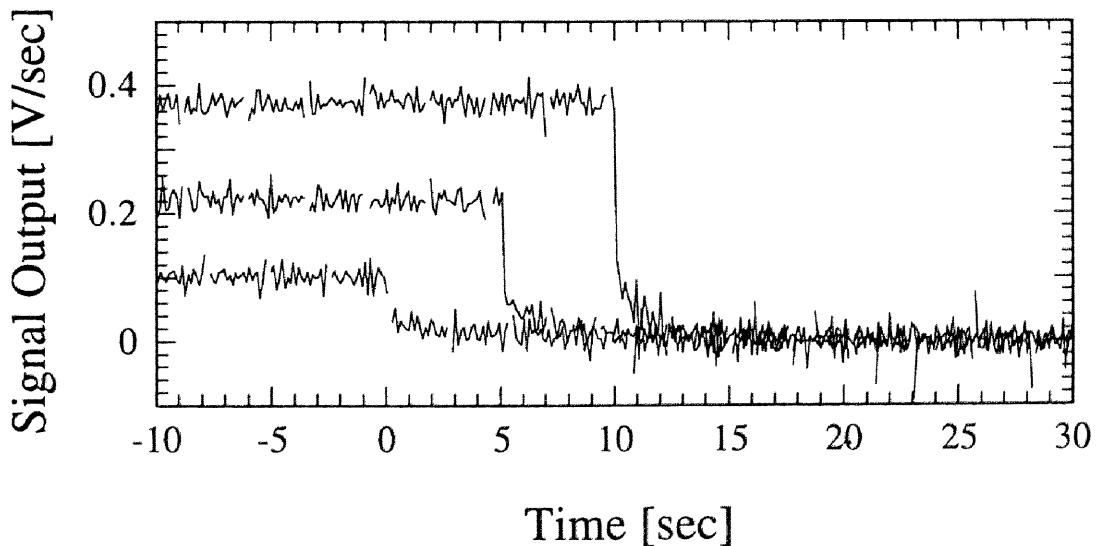
$$(3) \quad (\alpha_3 \cdot t) + \alpha_{DC} \quad (A-12c)$$

ここで $\alpha_{BG}$ は、シャッターを閉じる前の光電流強度であり、シャッターを開いた後30秒以上経過した測定データから求められた値である。

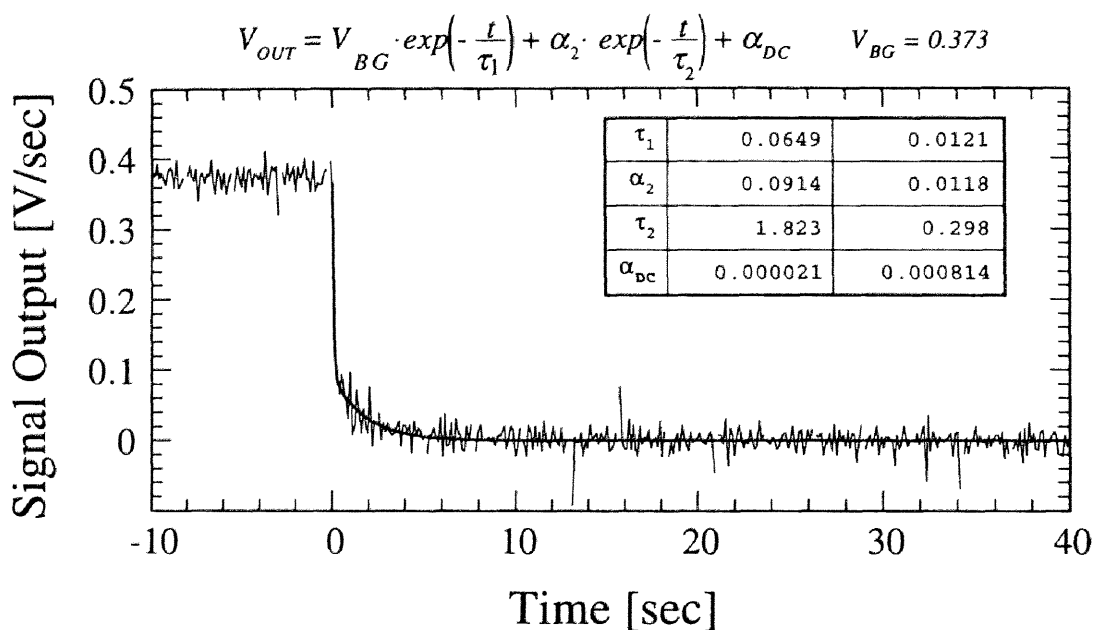
実際に測定データのフィッティングを行うと、(1)の成分の時定数 $\tau_1$ は0.1秒程度となり、データの時間分解能よりも早い現象と考えられる。また(3)の成分については、ほとんど全ての測定データに対して $\alpha_3$ の値が有意

に決まらなかったため、 $(\alpha_3 \cdot t)$ の項は除いてフィッティングしている。図A-15にフィッティングの例を示す。また、図A-16に成分(2)の時定数 $\tau_2$ の入射光強度に対する依存性を示す。増光のときの時定数と同じ様に、入射光強度が強くなるほど、応答特性が早くなることがわかる。図中には、図A-13bと同様に、入射光子数の-0.5乗の傾きを点線で示している。各点のエラーが大きいの増光時ほどクリアではないが、成分(2)の時定数も、およそ入射光子数の-0.5乗で短くなる傾向が見られる。(エラーが大きいののは、シャッターが閉じた瞬間のデータが、シャッターの制御信号との干渉や、電荷蓄積に伴うバイアス電圧の変化などによって、使用できなかったためである。)

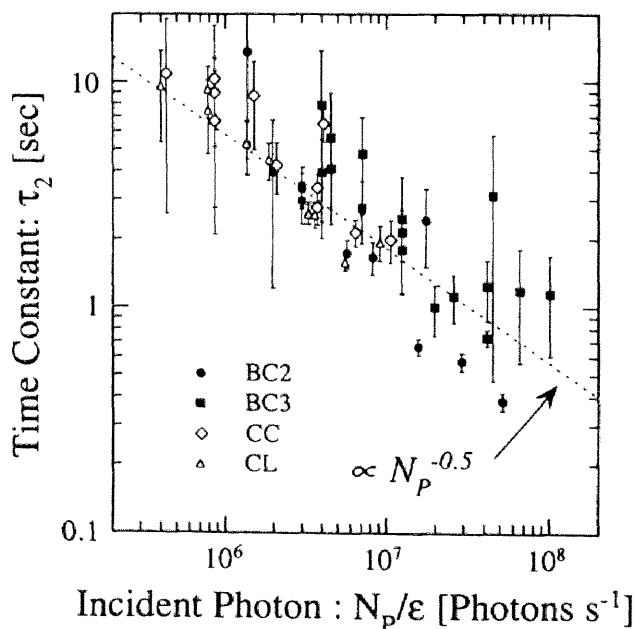
(3)の成分は、シャッターを閉じる前の入射光強度に関係無く、時間依存性は有意に存在しなかった。減光時の応答特性は、長い時定数のものは存在しないようである。ただし一定値に戻るレベル( $\alpha_{DC}$ )は、黒体放射源の強度に依存して大きくなる傾向が見られる。このレベルは電流値にして $10^{-16}$  [A] 以下であり、入射光強度と比較すると2～3桁ほど小さい値である。黒体放射源は作動したままであることを考えると、この程度のレベルはシャッターからの光り洩れで説明可能である。



図A-14：入射光がなくなった場合の過渡的応答特性 入射光がステップ関数的にゼロになった場合の検出器の出力例を示す。入射していた光の強度によって、信号出力が一定値に戻る様子に変化してくる(図では光をオフにした時間が3つの場合で異なっている)。いずれの場合も、ある程度は急激に信号が低下するが、その後ゆっくりと減少する成分が残る。しかし、比較的速やかに一定レベルに安定し、ドリフト成分は見られない。



図A-15：入射光がなくなった場合の過渡的応答特性を再現できるモデル関数の例 入射光がステップ関数的にゼロになった場合の、過渡的応答特性を再現できるモデル関数の例を示す。モデルの関数は図に示した式のように、2つの異なる時定数を持った成分で表される。最初の項は、入射光がなくなった瞬間に急激に消滅する成分で、回路の時定数と同程度が短く時定数を決めることは困難である。第2項はゆっくりと消滅する成分で、もとの入射光強度によって時定数が変化する。



図A-16：入射光がなくなった場合の過渡的応答特性の時定数の変化 もともとの入射光強度を変化させた場合の、ゆっくりと減少する成分の時定数 $\tau_2$ の変化を示す。横軸及びシンボルは図A-13と同じである。光を入射した場合の成分(B)の時定数 $\tau_0$ と同じく、入射光の光子数の-0.5乗に比例して時定数が短くなっている。時定数の値もほぼ $\tau_0$ と同じである。なお、急激に減少する成分の時定数は、有意に決定できなかった。

## (b) 背景放射強度と信号の関係

過渡的応答特性は、背景放射強度によってもそのふるまいが変化する。図A-17は、黒体放射の温度を変えて背景放射環境を変化させた場合の、較正用光源に対するGe:Ga素子の光応答特性である(CHK2モード)。測光器の光学系を通しての測定であるため、狭帯域チャンネル(CC、CL)では早い時間変化を議論できるほどのS/Nはない。また、較正用光源の強度は基本的に固定であるため、測定条件が限定される。高背景放射環境では、光電流が大きすぎて有効な測定ができないため、比較的 low 背景放射での測定となった。

図では、シャッターによる光強度のモジュレーションの場合と同じ様な過渡的現象が見られる。また、その様子が背景放射強度で変化していることもわかる。これらに対して、シャッターによる測定と同じモデルでフィッティングを行った。

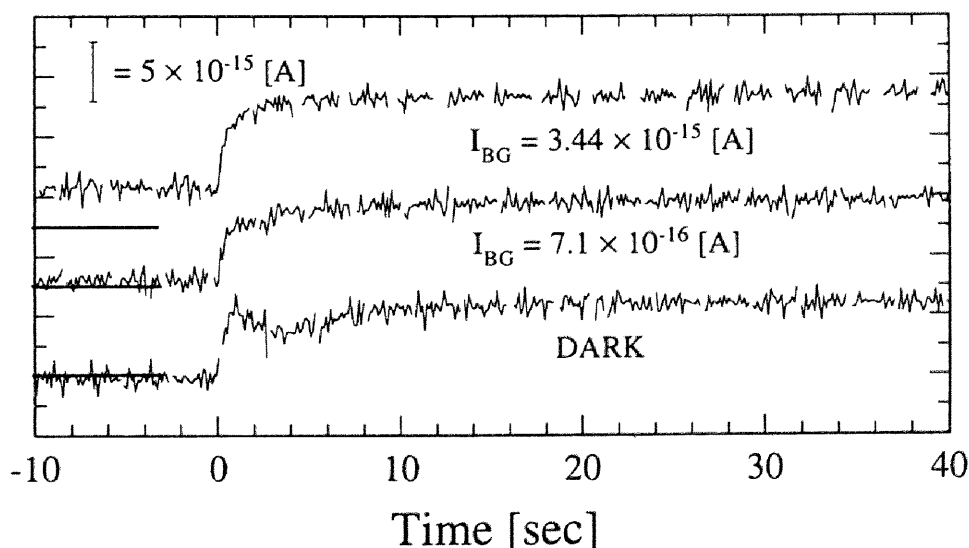
図A-17を見ると、信号の立上りがシャッターの場合と比べて鈍っている。黒体放射源をオフにし、ダーク環

境で較正用光源を点灯させた場合でも、同じ強度の光をシャッターでモジュレートした場合に比べて、信号の立ち上がりが鈍くなっている。較正用光源のオン／オフの時定数は、100ms以下であることが測られているが、何らかの理由により、較正用光源の時定数が長くなったのかも知れない。この現象が素子の応答特性によるものとは考えにくいので、較正用光源点灯後1秒程度のデータは使用しないことにした。この結果、時定数が短い(A)の成分については、パラメータを決定することはできなかった。

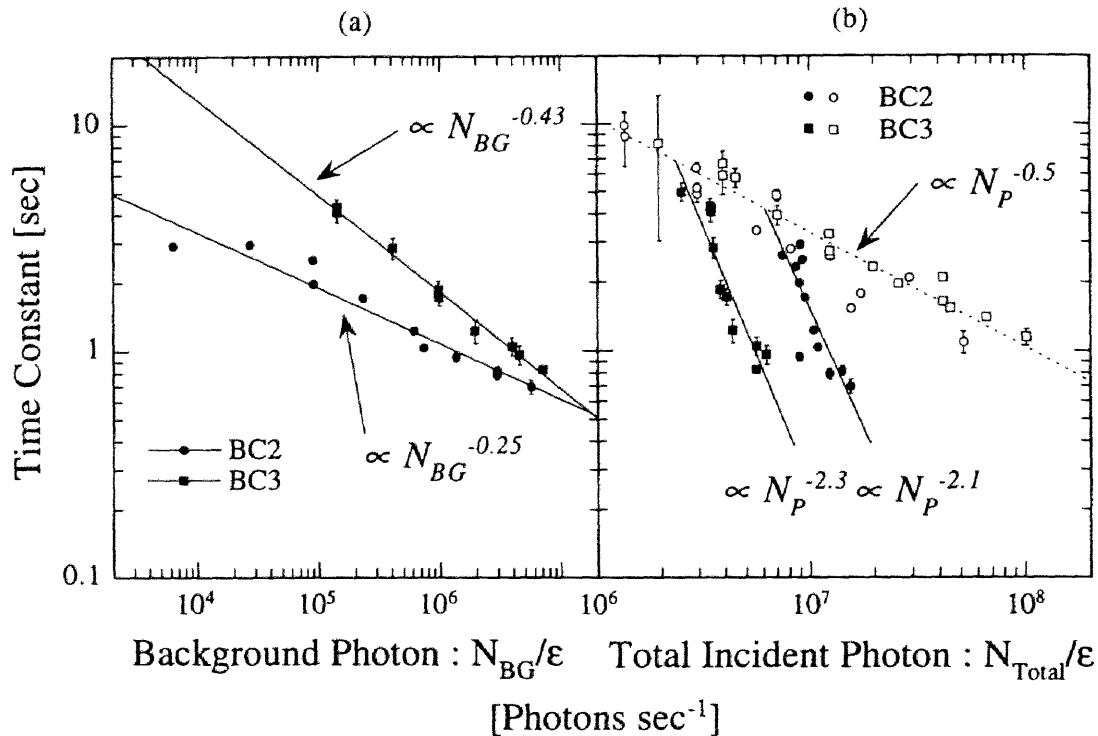
図A-18が、成分(B)の時定数の背景放射強度依存性を示したものである。測光器を通っているため、BC2とBC3では較正用光源の光強度が異なる。光電流強度で見ると、BC2がBC3よりも2倍程度強い。較正用光源の各チャンネルでの光強度はわからないが、黒体放射に対する光電流強度の関係から類推すると(A-5-2参照)、BC2チャンネルで $6 \times 10^6 \epsilon_{BC2}$  photons  $s^{-1}$ 、BC3チャンネルで $3 \times 10^6 \epsilon_{BC3}$  photons  $s^{-1}$ である。ここで $\epsilon_{BC2}$ と $\epsilon_{BC3}$ は、それぞれBC2、BC3チャンネルの光学的な効率を表している。BC2チャンネルの方がBC3チャンネルよりも光学的な効率が良いと思われるので(A-5-2)、実際の差はファクター5程度あるものと思われる。

図A-18aは背景放射強度に対する成分(B)の時定数の依存性を示している。背景放射強度が強くなるほど、時定数が短くなっていることがわかる。また、背景放射強度の依存性は、信号強度(較正用光源の強度)によって変化している。ここに示されているデータは、背景放射の強度が信号強度に対して、同程度かそれ以下の場合である。図にプロットした点は、全体の入射光強度に対する較正用光源の寄与が支配的な場合の測定である。この結果、BC2とBC3チャンネルの背景放射に対する依存性の違いは、信号強度のを反映したものと思われる。

そこで、背景放射光と較正用光源からの光を合わせた、全体としての入射光強度に対する時定数の変化を調べた。これが図A-18bである。この図には、図A-13bに示した、シャッターの開閉で入射光量を変化させた場合のデータも併せて示している(白抜き)。これは、背景放射強度がほぼゼロの場合に対応する。僅かの背景放射光を入れることによって、時定数は大きく改善されることがわかる。全体の光強度に対する時定数の依存性は、信号強度に関係なく、全体の光強度のおよそ2乗に比例している。このことは、信号強度の4割程度の背景放射を入れることによって、時定数を半分にすることができることを示している。



図A-17：背景放射強度が異なる場合の過渡的応答特性 異なる背景放射強度の状態、一定強度の光を入射した場合の過渡的応答特性を示す。背景放射強度は光電流の値で示している。3つの線は、縦軸のゼロ点をシフトしている(太線でゼロレベルを示している)。入射光強度は一定であるが、背景放射強度によって過渡的応答特性が変化している。なお、信号の立ち上がりが図A-11よりも鈍っているのは、光源の時定数によるものと思われる。



図A-18：背景放射強度による過渡的応答特性の時定数の変化 異なる背景放射強度に対して、一定強度の光を入射させた場合の過渡的応答特性の時定数 $\tau_g$ 変化を示す。(a)は横軸を背景放射の光子数にとった場合の、時定数 $\tau_g$ の変化を示す。光源の強度は一定であるが、チャンネルによって入射光強度は変化する。入射強度はBC2の方が強い。(b)は横軸を背景放射と光源の光の合計の光子数にとったものである。白抜きのシンボルは背景放射強度がゼロの場合(図1-13bと同じ)で、黒塗のシンボルは背景放射強度を変化させた場合である。図からわかるように、信号と同程度の背景放射を加えることによって、時定数は5倍程度短くなる。

## A-5-2 感度特性

ある背景放射環境で、信号強度をいろいろと変化させて測定は行っていない。従ってある背景放射環境下での、時定数の信号強度に対する依存性はわからない。全体に時定数が短い方にシフトすることは間違いないが、依存性が入射光量の $-0.5$ 乗に比例するとは限らない。図A-18aに示したように、信号強度で時定数の背景放射強度に対する依存性が異なるということは、ある背景放射環境での信号強度に対する時定数の依存性も変化するを意味している。ある背景放射環境での信号強度に対する依存性、あるいは全体の光強度に対する依存性などは、今後実際に測定する必要がある。

一方、較正用光源をオフにしたときの特性は、立上りの場合と比較して、背景放射光強度の依存性は少ない。

### (a) 非線型性

光伝導型検出素子では、過渡的光応答特性のほかに、感度の非線型性も存在する。図A-19は背景放射光強度をいろいろと変化させた場合の、較正用光源に対する信号出力をプロットしたものである(CHK2モード)。横軸は、背景放射光と較正用光源双方の光電流の和をとっている。光電流への変換に当たっては、BC2とBC3チャンネルについては50pF、CCとCLチャンネルについては15pFの蓄積容量を仮定した。異なる記号は異なるチャンネルに対応する。測光器と組み合わせての測定であるため、各チャンネル毎に背景放射光強度も較正用光源の強度も異なる。

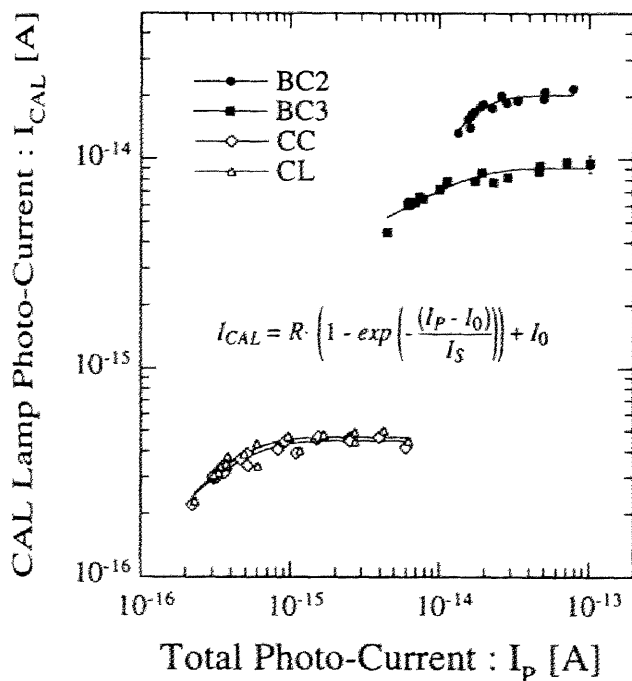


いずれのチャンネルも、背景放射強度に対応して較正用光源に対する光電流強度が変化している。較正用光源は、ステンレス細線を高温発光させたもので、安定かつ再現性の高いものである。従って、図中の較正用光源に対する光電流の変化は、検出素子の光応答特性の変化を反映していると考えられる。全体としては、背景放射強度が強くなるほど、素子の感度が高くなる傾向がある。感度の上昇は、どのチャンネルも、背景放射強度と較正用光源の強度が同程度となったところで、ほぼ飽和する傾向が見られる。全体としての感度変化は、どのチャンネルもファクター2程度となっている。

較正用光源の信号は、較正用光源を点灯してから30秒から60秒後のデータの平均で与えている。先にも述べたように、この時間帯では、過渡的応答特性の長時間成分（成分C）の寄与を無視することはできない。背景放射強度が強いほど、この成分の時定数は短くなり、最終到

達感度に対する到達率が高くなる。結果として、図A-19に示したような関係の一部は、素子の過渡的応答特性の長時間成分で説明できるかも知れない。しかし、1桁以上信号強度の異なるケースでも同じ様な傾向が見られることから、感度特性の非線型性が存在することは確かであろう。

図A-19には、もう一つ注目すべき点がある。それは、較正用光源に対する信号出力は、先に述べた背景放射強度に対する単調増加傾向を示すが、個々のデータ点は有意にばら付いている点である。各データ点の測定誤差は、一部のデータを除いて、図中のシンボルよりも十分小さいので、これは有意な感度変動である。すなわち、検出素子の感度が、背景放射強度とは別の要因で、有意に変動していることを示している。この点についてはA-5-3で述べる。



図A-19：圧縮型Ge:Ga素子の感度の非線型性 背景放射強度を変化させた場合の較正用光源に対する信号出力を示す。図の横軸は背景放射と較正用光源を合わせた光電流強度で、縦軸は較正用光源に対する光電流である。較正用光源の強度は一定であるにもかかわらず、背景放射が強くなると信号出力が増加していることがわかる。実線は図に示したモデル関数でフィッティングした結果である。いずれのチャンネルも、背景放射強度が支配的になる領域では、較正用光源に対する信号も安定している。

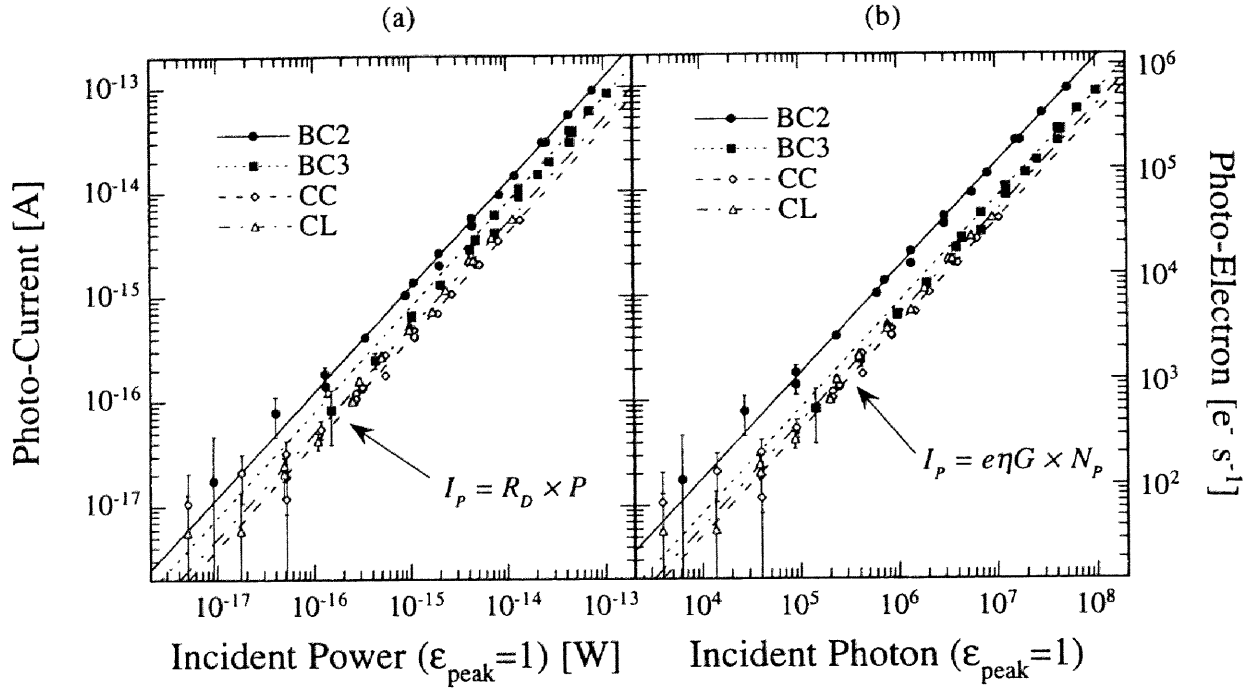
## (b) 感度

一般に、光伝導型素子の入射光量 $P$  [W] に対する光電流 $I_p$  [A] の比

$$R_D = \frac{I_p}{P} \quad [\text{A W}^{-1}] \quad (\text{A-13})$$

をレスポンスビティという。この値が大きいほど検出能力が高いことを意味する。様々な温度の黒体放射源に対して測定した光電流の値をプロットしたのが図A-20aである。我々の測定では、測光器の光学的な効率を測定していないため、正確な入射光量を与えることはできない。グラフでは、測光器の各チャンネルのピーク透過率を100%として計算した値を示している。

チャンネル間で、レスポンスビティに系統的な差が見られる。特にBC2チャンネルは大きな値となっている。各チャンネルの検出素子は同じ結晶のものであり、使用条件もほぼ同じであることから、この系統的な差は、測光器のチャンネル間の光学的な効率の違いによるものと考えられる。測光器の各チャンネルの光学構造は、図3-1に示したようになっているが、構造的に簡単な広帯域チャンネル(BC2、BC3)が、狭帯域チャンネル(CC、CL)に比べて光学的な効率が高いことが期待される。実際にBC2チャンネルはその傾向が見られる。BC3チャンネルの感度がBC2チャンネルよりも悪く見えるのは、光学効率の違いによるものである。BC3チャンネルはBC1



図A-20：圧縮型Ge:Ga素子の感度 入射光強度に対する光電流強度の関係を示す。(a)は横軸に入射光のパワーを、(b)は横軸に入射光子数をとった場合の光電流強度の関係を示している。いずれの場合も、測光器の光学効率を100%と仮定している（実際には10~30%程度でチャンネルによって異なる）。図では入射光強度に対する線型モデルでフィットした結果を示している（感度の非線型性は考慮していない）。

チャンネルとビームを共用しており、反射リングによって各チャンネルに光を振り分けている。この結果、BC3チャンネルの光学効率がBC2チャンネルよりも悪くなっている。一方、CCとCLチャンネルの構造はほぼ同等であるが、CCチャンネルがSiエタロンを2重に利用しているため、その分効率が悪くなっていると考えられる。これらのことを考慮すると、図A-20aに見られるレスポンスの違ひは、光学効率の違いによる見かけ上のものであると解釈することができる。各チャンネルの光学効率は、各光学素子の透過率などから、BC2チャンネルが30%程度、BC3チャンネルが15~20%、CCとCLチャンネルが10%程度と推定される。

先に示したように、Ge:Ga素子には感度特性の非線型性が存在するため、レスポンスはより正確には、

$$R_D(P) = \frac{dI_p}{dP} \quad [\text{A W}^{-1}] \quad (\text{A-14})$$

のように、微分形で表される。図では簡単のため、直線で近似している。この場合の、各チャンネルでのレスポンス係数 $R_D$ は、

$$\begin{aligned} \text{BC2: } R_D &= 1.2 \quad [\text{AW}^{-1}] \\ \text{BC3: } R_D &= 0.8 \quad [\text{AW}^{-1}] \\ \text{CC: } R_D &= 0.4 \quad [\text{AW}^{-1}] \\ \text{CL: } R_D &= 0.5 \quad [\text{AW}^{-1}] \end{aligned}$$

で、光学的な効率を考慮すると、いずれのチャンネルもレスポンス係数は $R_D = 4 \sim 5 \quad [\text{AW}^{-1}]$ と考えられる。この値は、同じ素子を2K付近で使用した場合と比べて、1桁以上小さい値である(Wang et al., 1987; Hiromoto et al., 1992)。

図A-20aの横軸を有感波長帯の光子数で置き換えたものが図A-20bである。この場合も、ピーク透過率を100%としている。図A-20bの縦軸には、光電流の値と同時に、電流を電子数に置き換えた値も示している。今、検出素子はキャビティ内に置かれているため、実質的な量子効率はほぼ1と考えてよい。光子1個が光電流に寄与する割合は、量子効率 $\eta$ と光伝導増幅率 $G$ の積で与えられる。量子効率は1のオーダーと考えられるので、入射

光子数と電子数の比は、光伝導増幅率を反映していると思われる。先にも述べたように、この比もレスポンス係数同様、入射光子数で変化するが、一定であると考えた場合、およそ0.01以下である。光学的な効率を考慮しても0.03 ~ 0.04程度である。光伝導増幅率が0.05以下であるということは、光子によって作られたキャリアの大部分は、光電流として寄与することなく、再結合していることを意味している。これは、光伝導型の検出器としては好ましくない状況である。

先にも述べたように、我々の得たレスポンス係数は、2Kでの測定と比べて1桁以上小さい値である。これらの測定では、素子自身の物性の違いがあるが、それだけで1桁以上の感度の違いを説明できるとは考えにくい。1Kと2Kという測定温度の違いが、このようなレスポンス係数の差を生じさせたのかも知れない。この温度差では、暗電流の大きさが4桁程度異なるため、素子内部の物理的な状態が大きく変化しているのかも知れない。残念ながら温度に関しては、単一温度での測定例しかないので、詳しい議論はできない。

これまでは、検出システムの性能としてレスポンス係数を見てきたが、遠赤外線測光システムとして見た場合、いくつか注意すべきことがある。先にも述べたように、Ge:Ga素子のレスポンス係数は、必ずしも定数ではない。時間的にも変化する（過渡的応答特性）、入射光量にも依存する（感度の非線型性）。従って、実際の観測で想定される放射環境、観測モードで、レスポンス係数を測定しておくことが重要である。

### A-5-3 メモリー効果

A-5-1で述べた過渡的応答特性のほかに、Ge:Ga素子の感度特性には履歴効果に似た現象が存在すると思われる。すなわち現時点での感度特性が、それ以前に素子が曝された放射環境に影響される現象である。これまでに示したいくつかの図（図A-19、20）にもこの傾向は見られる。図には、同じ放射環境で測定したにもかかわらず、対応する光電流が有意に異なるデータ点が存在していることがわかる。これらの図では、3回の異なる測定実験のデータを使用しており、熱サイクルや実験

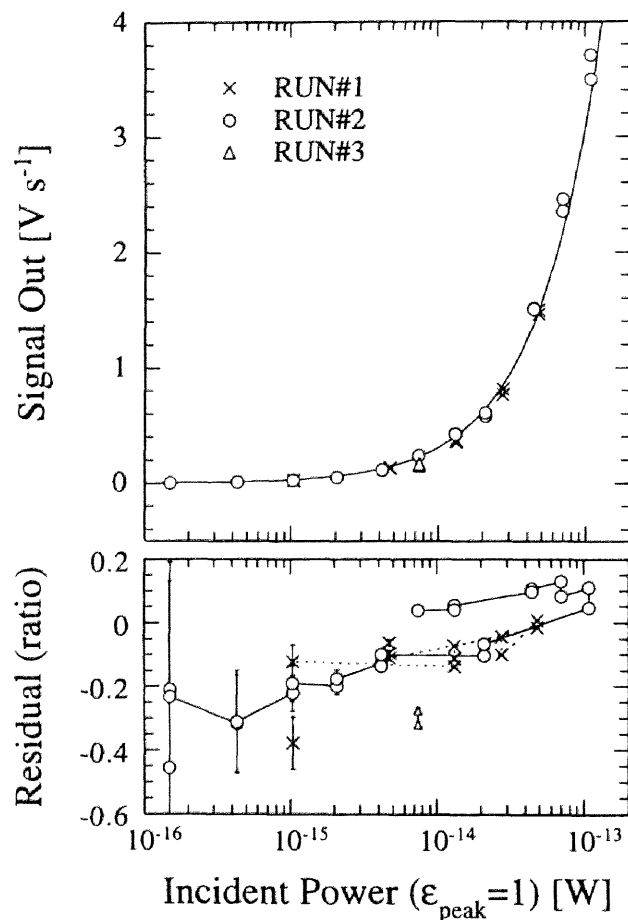
ごと素子の僅かな温度変化が反映されている可能性もある。そこで、履歴効果の存在をより明確に示したのが図A-21である。

図A-21aは黒体放射の温度から計算された入射光強度を横軸にして、測定された信号強度をプロットしたものである。3回の測定実験ごとに、異なるシンボルで示してある。これらの測定実験は、測定の構成や信号処理は全て共通であるが、各測定実験間で検出器システムは常温の状態を経ている。図中の実線は、原点を通る直線でフィッティングした結果である。

図A-21bは、図A-21aで示した直線からのデータ点のずれを、信号強度に対する比でプロットしたものである。図A-21a、bでシンボルは共通である。図からわかるように、残差には右あがりの傾向が見られる。すなわち入射光強度が強くなるほど感度が高くなる傾向が存在する。これは先に述べた、感度特性の非線型性によるものである。また、測定実験ごとの全体的な感度の違いは見られない（RUN#3のデータ点のずれについては後述）。

ここで重要なことは、測定の時間的な流れに対応する信号強度の推移である。図では、各シンボルのデータ点を時間順につないでいる。各々の測定実験では、ダーク環境から、黒体放射源の温度を次第に上げて入射強度を増大させ、ある放射強度に達した後、次第に入射強度を弱くするという手順で測定を行った。この図から明らかことは、前半の測定よりも後半の測定の方が信号が強くなっている点である。特にRUN#2の実験データには、顕著にこの傾向が見られる。ここではBC3チャンネルのデータしか示していないが、他のチャンネルも、BC3チャンネルと同じ信号変化を示している。黒体放射源の温度は正確に測定されているので、これは放射強度の見積り誤りの誤りによるものではない。検出素子の感度が変化したものと考えられる。

細かく見ると、RUN#1とRUN#2では傾向が若干異なっている（RUN#1ではあまり感度変動が見られない）。これは、各データの測定間隔の違い（RUN#1は15分程度、RUN#2は5~10分程度）と、最大放射強度の違いによるものと思われる。また、RUN#3のデータが他の測定実験と比べて大きくずれているのは、このデータがダーク環境直後の測定であるためと思われる。ちなみに、ここではRUN#3のデータを2点しか示していないが、それ以外のデータ（モードが異なる）でも、全体的な感度は他の測定実験とほぼ同じである。



図A-21：圧縮型Ge:Ga素子の感度ゆらぎとメモリー効果  
 上段のパネル(a)は、BC3チャンネルの入射強度に対する信号出力の関係を示したもので、3回の異なる測定実験を別々のシンボルで表している。実線は線型関数でフィットした結果で、比較的良好にデータを再現している。下段のパネル(b)は、(a)で求めた実線からの測定点のずれを、信号強度に対する割合で示したものである。シンボルは(a)と同じである。また、測定の時間的な流れに従ってシンボル間をつないでいる。全体的な傾向として、入射強度が強くなるほど信号出力が強めに出ていくが、これは感度の非線型性によるものである。RUN#2- (○)に注目すると、同程度の入射強度であるにもかかわらず、信号出力に有意な違いが見られ、強い光を見た後の信号出力は強く出る傾向がある。各測定点は時間的に5分以上開いており、さらにシャッターによって一時的に光を遮っていることを考えると、Ge:Ga素子はそれ以前の履歴を何らかの形で記憶しているものと思われる。

データの測定間隔は5-15分程度で、その間一時的に、シャッターによって素子への光の入射は遮られている。過渡的応答特性の所でも述べたように、シャッターを開いた後の信号の減少は、比較的速やかに起こり、入射光量に関わらず、長時間成分（1分程度のタイムスケール）は見られなかった。にもかかわらず、このような現象が存在することは、光の照射によって、素子に何らかの物理的な性質の変化が生じることを示唆している。ただし、各測定実験ごとに継承性がないので、恒久的な変化ではなく、熱サイクルなどでリセットされる、一時的な性質であると考えられる。残念ながら、測定の段階ではこのような現象の存在を意識していなかったため、この現象に関する系統的な測定ができておらず、詳しく議論するには至っていない。

検出器システムとしてみた場合、この現象は変化が緩やかな分、過渡的な応答特性と比べて補正は簡単である。測定対象がゆっくりと変化する場合（分スケール）は、定期的に基準光源に対する感度をモニターすることによ

て、感度の補正を行うことが可能である（APPENDIX-B参照）。

## A-6 現状評価と将来の展望

### A-6-1 圧縮型Ge:Ga検出器の 応答特性について

A-4で述べた特性評価実験は、主に測光器システムの較正を目的としたものであった。このため、検出器の特性を系統的に測定する目的からは不十分な点も多い。し

かし現象論的には、圧縮型Ge:Ga検出器の持つ複雑な応答特性をかなり抑えることができたと思う。A-5に述べた様々な応答特性の特徴の把握は、測光器のデータの信頼性を高めるために、大いに役立った。

A-5に述べたような現象は、データの信頼性を低下させるだけでなく、データ解析を複雑にしたり、観測モードにも制限を与えている。理想的には、このような現象はないにこしたことはない。このような複雑な応答特性を改善するためには、その現象の物理的な原因の解明が不可欠である。A-5に示したような現象は、外因性の光伝導型検出器に一般的に見られる現象で、古くから多くの研究者によって研究がなされてきた（例えばWestervelt & Teitsworth, 1985）。この結果、かなりの部分は物理的な解明がなされており、それをもとに素子の改良や検出器の製造プロセスの改良がなされている。ここでは、A-5で述べたような複雑な応答特性について、これまでの理解をもとに簡単に検討してみる。

光伝導型検出器の応答特性は、電荷の担い手であるキャリアの振舞いを反映したものである。このキャリアの振舞いには、いくつか異なる時定数のものが存在する。例えば、キャリアの寿命 $\tau_l$ とか、キャリアによって生じた空間電荷の分布を緩和する時間(dielectric relaxation time) $\tau_p$ などである。これらの時定数は、素子の特性や検出器としての使用条件などによって決まってくる。それぞれの時定数は、次ぎのようなパラメータで表される。

$$\tau_l \equiv (r N_d)^{-1} \quad (\text{A-15})$$

$$\tau_p = \epsilon \rho = \frac{\epsilon}{e \mu p} \quad (\text{A-16})$$

ここで、(A-15)式の $r$ はキャリアの再結合係数で、 $N_d$ はドナー不純物濃度である。この式は、素子に加えた電場が小さく衝突電離が無視できる場合に成り立つ。一方(A-16)式の $\epsilon$ は素子の誘電率であり、 $e$ は電荷素量、 $\mu$ はキャリアの易動度、 $p$ はキャリアの個数密度である。

これらの式に現れるパラメータは、様々な測定実験を通して決められるべきものである。残念ながら、今回の我々の測定実験は、検出器の較正が主目的であったため、検出素子自身のパラメータを決めるような実験は行っていない。従って、我々が使用した環境における $r$ 、 $\mu$ 、 $p$ などのパラメータの値はわからない。そこで、我々とは

異なる環境で測定された値をもとに、それぞれのパラメータのオーダーを見積もる。（以下の議論はオーダーを見積もるためのもので、厳密性は無視している。）

キャリアの寿命は、再結合中心の密度と再結合係数の積で与えられる。再結合中心の密度は、低背景放射環境では、(A-15)式に示すようにドナー不純物濃度に一致すると考えてよい（光によって電離された割合は無視してよい）。これは素子の製造過程で決まるもので、LBL製の素子の場合、

$$N_d = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{A-17})$$

である。再結合係数はキャリアの速度と再結合断面積の積で与えられるので、

$$r \approx v \sigma_r = \mu E \sigma_r \quad (\text{A-18})$$

という関係が成り立つ。ここで $v$ はキャリアのドリフト速度、 $\sigma_r$ は再結合断面積、 $\mu$ はキャリアの易動度、 $E$ は素子に加えた電場である。 $\mu$ として $5 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  (Hiromoto et al., 1990)を、 $\sigma_r$ として $10^{-10} \text{ cm}^2$  (@1K) (Westervelt & Teitsworth, 1985)を用いると、電場 $E$ は $0.3 \text{ Vcm}^{-1}$ なので、再結合係数 $r$ は

$$r \approx 1.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (\text{A-19})$$

となる。従ってキャリアの寿命 $\tau_l$ は、

$$\tau_l \approx 5 \times 10^{-7} \text{ s} \quad (\text{A-20})$$

で、およそマイクロ秒のオーダーと考えられる。キャリアの寿命は、光に対する応答速度の限界を規定するので、およそ1MHzがこの検出器の動作限界となる（現実には、他の遅い要因によって動作速度は規定される）。

一方、(A-16)式で示した双極緩和時間 $\tau_p$ は次のようになる。抵抗率 $\rho$ は、素子に加えたバイアスと電流値および素子のサイズから求めることができる。今、バイアス電圧は50mV、素子のサイズは電極間が1.5mmで断面積が1mm×1mmである。このときの電流値は、入射した光の強度によって変化するが、 $10^{-16} \sim 10^{-13} \text{ [A]}$ の範囲である。従って抵抗率としては、

$$\rho = 3 \times 10^{10 \sim 13} \Omega \text{ cm} \quad (\text{A-22})$$

という範囲になる。ゲルマニウムの誘電率は、

$$\epsilon_{Ge} \approx 1.5 \times 10^{-12} \text{ F cm}^{-1} \quad (\text{A-21})$$

なので、時定数 $\tau_p$ は、

$$\tau_p = 4.5 \times 10^{-2} \sim 1 \text{ sec} \quad (\text{A-23})$$

である。時定数の値としては、A-5-1で議論した過渡的応答特性の時定数に近いオーダーになっている。しかし詳しく見ると、この時定数でA-5-1に見られた過渡的応答特性を説明できないことがわかる。

抵抗率を求めるときに用いた電流値は、光電流によるものである。光電流はおおよそ入射光子数に比例するため、結果として時定数 $\tau_p$ は入射光子数の-1乗に比例して短くなる。しかし、図A-13および図A-16に示したように、過渡的応答特性には入射光子数の-0.5乗に比例する成分が存在する。この成分については、ここで述べた時定数で説明することは困難である。このことはHiromotoらによっても指摘されている(Hiromoto et al., 1992)。また、ここに述べた時定数だけでは、図A-11などに見られる釣針状の応答特性を説明することはできない。

これまで述べてきたモデルでは、実際に検出器に見られる過渡的応答特性を説明することはできなかった。この原因として、検出器のモデルが単純すぎたことがあげられる。例えば、検出器のサイズが有限であることや、電極の構造などが、検出器のダイナミックな動作を考える上で重要な意味を持つことが指摘されている(Westervelt & Teitsworth, 1985)。

Ge:Ga結晶を検出器として使用するには、結晶から適当なサイズを切りだし、電極を形成する必要がある。電極は、低温でも機能するように、不純物イオン(ホウ素イオン $B^+$ )を高濃度で注入することによって形成する( $p^+$ -contact)(Haller et al., 1979)。このキャリア密度の高い電極領域と、検出器の大部分を占めるキャリア密度の低い領域の、2つの異なる物理状態の領域の存在、および電極領域からのキャリアの拡散やそれに伴う電荷の空間分布の変化などを考慮すると、図A-12に見られるような釣針状の応答(Hook Response)や、過渡的応答特性の特徴などを導くことができる(Fouks, 1992; Haegel et al., 1993)。

ここではFouksの議論をもとに、我々の測定結果の評価を行う。彼の議論は、検出器の正確なモデルを用いて厳密な解析を行っているので、かなり複雑になっている。ここでは細かな議論は省略し、モデルから導かれる結果に注目する。

Fouksのモデルで重要な点は、イオン注入によって作

られた電極と検出器部分の間に存在する $p^+$ - $p$ 接合を考慮していることである。この接合に伴うポテンシャルの障壁が、複雑な過渡的応答特性を与えている。

まず、突然の光の入射によって作られたキャリアは、速やかに検出器外へ排出される(generation current)。この応答の時定数は、検出器サイズとキャリアの速度から決まり、(A-18)式で用いた値から、およそ1マイクロ秒程度である。この電流成分は、A-5-1で過渡的応答特性の再現に用いた関数の、成分(A)および成分(1)に対応する。この立上りの大きさは、キャリアの寿命とキャリアが検出器から排出される時間の比(光伝導増幅率 $G$ )で決まり、これが小さいほど最終的な信号強度に近くなる。

一方キャリアの排出によって、検出器部分には電荷が蓄積して行く。この電荷の蓄積は再結合中心の増加を意味し、光によって作られたキャリアが、検出器外へ排出される前に再結合する確率が大きくなる。このため、generation currentは次第に減少する。これとは逆に、電荷の蓄積に伴って電極と検出器間の $p^+$ - $p$ 接合の障壁が小さくなり、電流が流れやすくなる(injection current)。これが次第に電流強度が増加する成分、すなわちA-5-1で用いた関数の成分(B)(あるいは成分(2))に対応する。

この2つの成分の振舞いには、検出器の電極間距離および入射光強度の変化の大きさに強く依存している。検出器の電極間距離が短く、光伝導増幅率が大きい場合には、generation current自身が小さく、その結果緩やかに立ち上がる成分のみが見えてくる。逆に電極間距離が大きいと、generation current成分が大きくなって、一時的に出力電流が低下するHook Responseが現れる。我々の検出器の場合、A-5-2に述べたように、光伝導増幅率が小さいため( $G \sim 0.1$ )、最終的な電流値の90%まで急激に立ち上がることになる(ただし回路の時定数によって立上りは鈍る)。

一方、入射光強度の変化が大きい場合には、電極付近に急激に電荷の集中が起こり、それに伴ってキャリアの再結合が進む。この結果、図A-11に見られるように、入射光強度の変化が激しいほど、出力電流の一時的な低下が顕著になっている。

この現象の時定数は、Fouksによると、

$$\tau_j = \frac{\epsilon E_j}{\beta J_\infty} \quad (\text{A-24})$$

で与えられる。ここで、 $e$ は検出素子の誘電率、 $J_\infty$ は光

強度の変化による最終的な電流密度である。また $\beta$ は、

$$\begin{aligned}\beta &= 1 - \frac{\tau_{iv}}{l} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{l}{\tau_{iv}}\right) \right] \\ &= 1 - G \left[ 1 - \exp(-1/G) \right]\end{aligned}\quad (\text{A-25})$$

で表される。なお $l$ は電極間距離、 $v$ はキャリアのドリフト速度、 $\tau_{iv}$ は(A-20)式で示したキャリアの寿命、 $g$ は光伝導増幅率である。また、 $E_j$ は、 $p^+$ - $p$ 接合を特徴付けるパラメータで、

$$E_j = \frac{kT}{eL} \quad (\text{A-26})$$

で与えられ、 $k$ はボルツマン定数、 $T$ は温度、 $L$ は接合部の空間電荷領域のサイズを特徴付けるパラメータで、

$$L^2 = \frac{2\epsilon kT \ln(N_d/p_0)}{e^2 N_d} \quad (\text{A-27})$$

から求められる。ここで、 $N_d$ はドナー不純物濃度、 $p_0$ は定常状態でのキャリア密度である。

我々の検出器の場合についてこの時定数を計算してみる。まず $L$ の値を計算する。ダーク環境を考えると、電流は $100 \text{ e}^- \text{ s}^{-1}$ 以下なので、検出器内部のキャリアの密度は

$$p_0 \leq 5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{A-28})$$

と推定される。 $N_d$ の値は(A-17)式に示しているので、温度が1Kでは、 $L \sim 4 \text{ } \mu\text{m}$ となる。従って $E_j$ の値は、

$$E_j \approx 0.2 \text{ V cm}^{-1} \quad (\text{A-29})$$

である。 $\beta$ の値は、光伝導増幅率が $G=0.1 \sim 0.5$ 程度と推定されるので、

$$\beta \approx 0.6 \sim 0.9 \quad (\text{A-30})$$

である。この結果、時定数 $\tau_j$ は、

$$\tau_j \approx 4 \times 10^{-15} \text{ I}_P^{-1} \text{ sec} \quad (\text{A-31})$$

となる。実際の測定での光電流の強度は、 $10^{-16} \sim 10^{-13} \text{ [A]}$ の範囲なので、時定数としては

$$\tau_j = 4 \times 10^{-2 \sim +1} \text{ sec} \quad (\text{A-32})$$

の範囲をとる。この値は、(A-23)式に示した双極緩和時間 $\tau_p$ とよい一致を示していて、実際の測定で得られた時定数に近い値である。

しかし、光の入射強度による依存性を見ると、時定数 $\tau_j$ も $\tau_p$ と同じ困難がある。(A-31)式からわかるように、

$\tau_j$ は光電流強度の-1乗に比例する。これは、図A-20(b)からもわかるように、入射光子数の-1乗に比例することを意味する。しかし先にも述べたように、このことは測定から得られた入射光子数との依存性(-0.5乗に比例)と矛盾する。この点に関する解決案は今のところよくわからない。先に述べたように、generation currentとinjection currentの変化は相互に関連し合っているので、フィッティングの関数形あるいはデータの選び方による見かけ上の違いかも知れない。この点については、重要な問題でもあるので、理論・実験ともに再度検討する必要があると思われる。

Fouksは、詳しくは述べていないが、数100秒から1000秒を超えるような時定数の存在についても触れている。

$$\tau_r = \left[ r(p_0 + p_1) + \frac{g}{N_a - N_d} \right]^{-1} \quad (\text{A-33})$$

がその時定数で、 $r$ は再結合係数、 $g$ は光りによるキャリアの生成率、 $N_a$ はドーパント濃度、 $N_d$ はドナー不純物濃度である。 $p_1$ はShockley-Read parameterと呼ばれるもので

$$p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (\text{A-34})$$

で与えられる。ここで、 $N_v$ は価電子帯の状態密度、 $E_a$ はドーパントの電離エネルギー、 $T$ は温度である。

我々が用いたような低温では、 $p_1$ の値は $p_0$ に対して無視できる。(A-19)式と(A-28)式を用いると、(A-33)式の右辺の括弧内の最初の項は、およそ $7.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ である。第2項の、光りによるキャリアの生成率は、今回の測定実験では

$$g = 10^{7 \sim 11} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{A-35})$$

である。第2項の分母は、ほぼドーパント濃度、

$$N_a = 1.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{A-36})$$

とみなしてよいので、第2項の値が支配的となり、時定数 $\tau_r$ の範囲は、

$$\tau_r = 10^{3 \sim 6} \text{ sec} \quad (\text{A-37})$$

できわめて長い時定数になる。(このためFouksは、過渡的応答特性の解析ではこの項を無視している。)

このように長い時定数を持った現象は、A-5-3で触れたメモリー効果を説明できる可能性がある。最も強い光

に曝された場合の時定数がおよそ10分の時定数に対応するので、これ以後の測定に影響を与える可能性が考えられる。いずれにしても、この成分に関する詳しい記述がないため、物理的な描像が明らかでない。さらに詳しい解析が望まれる。

以上簡単に、今回の測定実験で得られた現象の物理的な解釈を行った。ここで述べた解釈によって、現象として、Ge:Ga検出器の過渡的な応答特性をほぼ説明できたと思われる。細かく見ると、理論と実験が合わない部分も存在するが、これはこの検出器の素子や製法に付随した細かな問題であると思われる。

ここで行った議論の結果、過渡的な応答特性を改善するための手段がいくつか示された。すなわち、電極間距離を短くすること、ある程度の背景放射光を入れておくことが、過渡的な応答特性を改善するための有効な手段と言える。また、電極の構造が過渡的な応答特性を引き起こす原因であることから、電極の作成方法を改良することによって、過渡的な応答特性を改善できる可能性がある。これは、検出器の製法における今後の重要な課題の一つである。

## A-6-2 遠赤外線検出器の将来

量子型検出器は熱型検出器に比べて、感度および応答速度の点で優れている。Ge:Ga素子は、50~110 $\mu\text{m}$ の波長帯で最も高感度な外因性光伝導型検出器を構成することができる。しかしGe:Ga検出器は、これまで見てきたように複雑な過渡的な応答特性を持っている。これは、検出器のデータの信頼性を損ねる重要な問題である。例えば、1983年に打ち上げられた最初の赤外線天文衛星IRASにもGe:Ga検出器が搭載されていたが、Ge:Ga素子の複雑な応答特性によって、そのデータの信頼性が制限されている。近年この分野の研究開発は、プラズマ測定や物性測定などへの応用と合わせて急速に進展しており、最近では感度の向上と共に応答特性の改善も進んでいる。

微弱な光の精密測定を要求される天文観測の分野では、応答特性のさらなる改善が望まれるが、遠赤外線検出器

の次ぎの大きなステップは2次元アレイ化である。これを実現すると、検出効率の劇的な改善が期待される。これまで、個別の検出器を配列した小規模なアレイシステムは存在していたが、可視・近赤外線のカメラに見られるような大規模なアレイは存在しなかった。その大きな原因は、遠赤外線検出器の性能を十分引き出すには、検出素子自身を4K以下の超低温にしなければならないことにある。すなわち、このような超低温で動作する低ノイズの読み出し回路が存在せず、検出素子と読み出し回路を熱的に分離しなければならなかったため、大規模なアレイを構成することが困難であった。

長年の研究開発によって、最近では低温で動作する読み出し回路の実現に目処が立ち（一部実用化されている）、遠赤外線検出器の大規模アレイ化への道が開けてきた。しかし実際の検出器システムとして使用できるようになるまでには、まだまだ多くの技術開発を必要とする。例えば、読み出し回路と検出器との接続の問題とか、読み出し方法の問題などがある。読み出し方法については、我々の検出器システムで実現した、電荷蓄積型読み出し方法の経験が役立つものと期待される。

この他に重要な課題として、電極をどのように構成するかという問題がある。A-6-1でも触れたように、Ge:Ga検出器が複雑な応答特性を示す原因の一つとして、電極の影響がある。2次元化を行うには透明電極を形成する必要があるが、応答特性を悪化させずに実現するにはまだまだ多くの技術的な試行錯誤が必要と思われる。

いずれにしても、現在多くの研究者が、これらの課題の解決のために精力的に取り組んでいる。今後10年で、遠赤外線検出器の分野は目覚ましい発展を遂げ、それに伴って天文学の分野でも新しい成果をあげることが期待される。

一方100 $\mu\text{m}$ を超える波長域の観測も、この論文の中で指摘しているように、天文学的に重要である。現在200 $\mu\text{m}$ の波長帯で一般的に用いられている圧縮型Ge:Ga検出器はきわめて優れたものである。しかしながら、アレイ化の点で見ると技術的な困難がある。現在個別の圧縮素子を配列して小規模なアレイが実現されているが、このタイプの検出器は基本的に機械的な圧縮機構を必要とするため、大規模なアレイ化には適さない。従って、将来大規模な2次元アレイを実現するためには、新たな検出素子を開発する必要がある。この一つの候補として化合物半導体のGaAsに燐(P)などの不純物をドーピングした素子が検討されている。



遠赤外線2次元アレイ検出器は、21世紀初頭に予定されている日本の次期赤外線天文衛星(IRIS)に搭載することは困難であろう。おそらく15ないし20年後の次世代赤外線天文衛星が目標になるものと思われる。遠赤外線領域は、銀河の進化を探る上でもきわめて重要な波長域である。検出器の改良と共に新たな天文学的成果が期待される分野でもあり、今後ますます高性能検出器の要求は高まるものと思われる。ここで触れたような検出器の実現にはまだまだ多くの開発要素があり、また技術的なノウハウの蓄積が必要である。まさに今から精力的に取り組むべき重要な課題であると言える。

## 参考文献

- Beeman, J.W., Haller, E.E., Hansen, W.L., Richards, P.L., Menezes, K., Young, E.T., and Rieke, G.H., "*Stressed Ge:Ga Detectors for the Multiband Imaging Photometer for SIRTf*" Preliminary Report, 1990
- Bratt, P.R. "*Impurity Germanium and Silicon Infrared Detectors*" in Chapter 2 of Semiconductors and Semimetals, Vol.12, "Infrared Detectors II", eds. Willardson, R.K., and Beer, A.C. (New York: Academic Press), 1977
- Fouks, B.I., "*Nonstationary Behavior of Low Background Photon Detectors*" Proceedings of an ESA Symposium on Photon Detectors for Space Instrumentation, ESA SP-356, 1992
- Griffin, M., Ade, P., Church, S., Murray, A., Overhamm, M., Faymonville, R., and Ying, W.S. "*Performance Tests on Ge:Ga and Ge:Be Detectors for the ISO Long Wavelength Spectrometer*" pre-print, 1991
- Haller, E.E., Hueschen, M.R., and Richards, P.L., "*Ge:Ga Photoconductors in Low Infrared Backgrounds*" Appl. Phys. Lett., 34, 495-497, 1979
- Haegel, N.M., Latasa, C.A., and White, A.M., "*Transit Response of Infrared Photoconductors: The Roles of Contacts and Space Charge*" Appl. Phys., A56, 15-21, 1993
- Hiromoto, N., Saito, M., and Okuda, H., "*Ge:Ga Far-Infrared Photoconductor with Low Compensation*" Japanese Journal of Applied Physics, 29, 1739-1744, 1990
- Hiromoto, N., Itabe, T., Matsuhara, H., Nakagawa, T., and Okuda, H., "*Three-Element Stressed Ge:Ga Photoconductor Array for the Infrared Telescope in Space*" Applied Optics, 31, 460-465, 1992
- Kazanskii, A.G., Richards, P.L., and Haller, E.E. "*Photoionization of Acceptors in Uniaxially Stressed Germanium*" Solid State Communications, Vol.24, 603-606, 1977
- Locatelli, M., Arnaud, D., and Routine, M., "*Thermal conductivity of some insulating materials materials below 1K*" Cryogenics, 16, 374-375, 1976
- Noda, M., Matsumoto, T., Matsuura, S., Noguchi, K., Tanaka, M., Lim, M.A., and Murakami, H., "*Near-Infrared Spectrometer on the Infrared Telescope in Space*" The Astrophysical Journal, 428, 363-369, 1994
- Wang, J.-Q., Richards, P.L., Beeman, J.W., and Haller, E.E., "*Stressed Photoconductive Detector for Far-Infrared Space Applications*" Applied Optics, 26, 4767-4771, 1987
- Westervelt, R.M., and Teitsworth, W., "*Nonlinear Transient Response of Extrinsic Ge Far-Infrared Photoconductors*" J. Appl. Phys., 57, 5457-5469, 1985

# APPENDIX B

## 感度較正の問題点

検出器の感度較正は、較正用光源に対する信号強度を基準に行う。較正用光源は、一般に検出器の感度変化を反映している。今回の観測では、飛行中の較正用光源に対する信号が、特定のチャンネルにおいて、実験室での値に比べて予想以上に小さい値を示した。単純に考えた場合、これは特定のチャンネルの検出器の感度が大きく低下したことを意味する。しかしながら様々なデータを検討すると、データの全てを検出器の感度が低下したことで説明できないことがわかった。

APPENDIX-Bでは、実験室と飛行中の較正用光源に対する信号強度の違いについて、その原因を推察する。まず、実験室と飛行中の較正用光源に対する信号強度の振舞いを調べると共に、較正用光源自身の持つ問題点についても指摘する。さらに、飛行中に観測したM82銀河の強度から、観測結果の信頼性についても議論する。

## B-1 較正用光源の振舞い

### B-1-1 感度の補正

較正用光源を用いて感度の補正を行うためには、まず較正用光源に対する信号の基準値を設定しなければならない。この設定にはいくつか注意すべき点がある。実際の観測モード（TLMモード）では、較正用光源は1リセット間隔2.56秒間点灯される。また較正用光源からの光は、望遠鏡からの光を背景放射として測定される。点灯時間が短時間であるため、Ge:Ga素子の過渡的な応答特性の影響を受けることに加えて、背景放射強度の変化による感度の非線型性の影響も受けてしまう。従って較正実験と実際の観測で、同じ条件の信号を比較することが重要である。実際に感度曲線の決定に使用したのは、小型の

黒体放射源を用いたTLMモードの測定データである。入射光量による感度の非線型性の影響を避けるため、入射光量が実際の観測に近いデータのみを選び出した。信号処理はAPPENDIX-Aに述べた方法に従った。

較正用光源に対する信号の基準値は、背景放射環境が変化するため一定ではない。このため、背景放射強度に対する較正用光源の信号強度の関係を決定しなければならない。ここでは便宜上、

$$S_{CAL}(S_{BG}) = A \cdot \log[S_{BG}] + B \quad (B-1)$$

という関数でモデル化した。ここで $S_{CAL}$ 、 $S_{BG}$ は、それぞれ較正用光源と背景放射光に対する信号出力である。図B-1は、各チャンネルの背景放射強度に対する較正用光源の信号出力をプロットしたものである。（BC1チャンネルは感度が十分でないため、ここでの議論から除外してある。）図の横軸は、背景放射強度ではなく背景放射に対する信号出力をとっている。これは一般に、背景放射強度の値は未知数だからである。図中の実線は上に述べたモデルのベストフィット結果である。また各パネルの下段は、モデルからのずれを信号出力に対する割合で示したものである。このモデル関数に物理的意味はないが、3回の測定実験（RUN#1~3）で、モデルからの値のばらつきは10%程度の範囲で一樣であることから、今回の目的には適当であるとみなしてよい。

感度補正は、モデルの値と実際の測定値との比

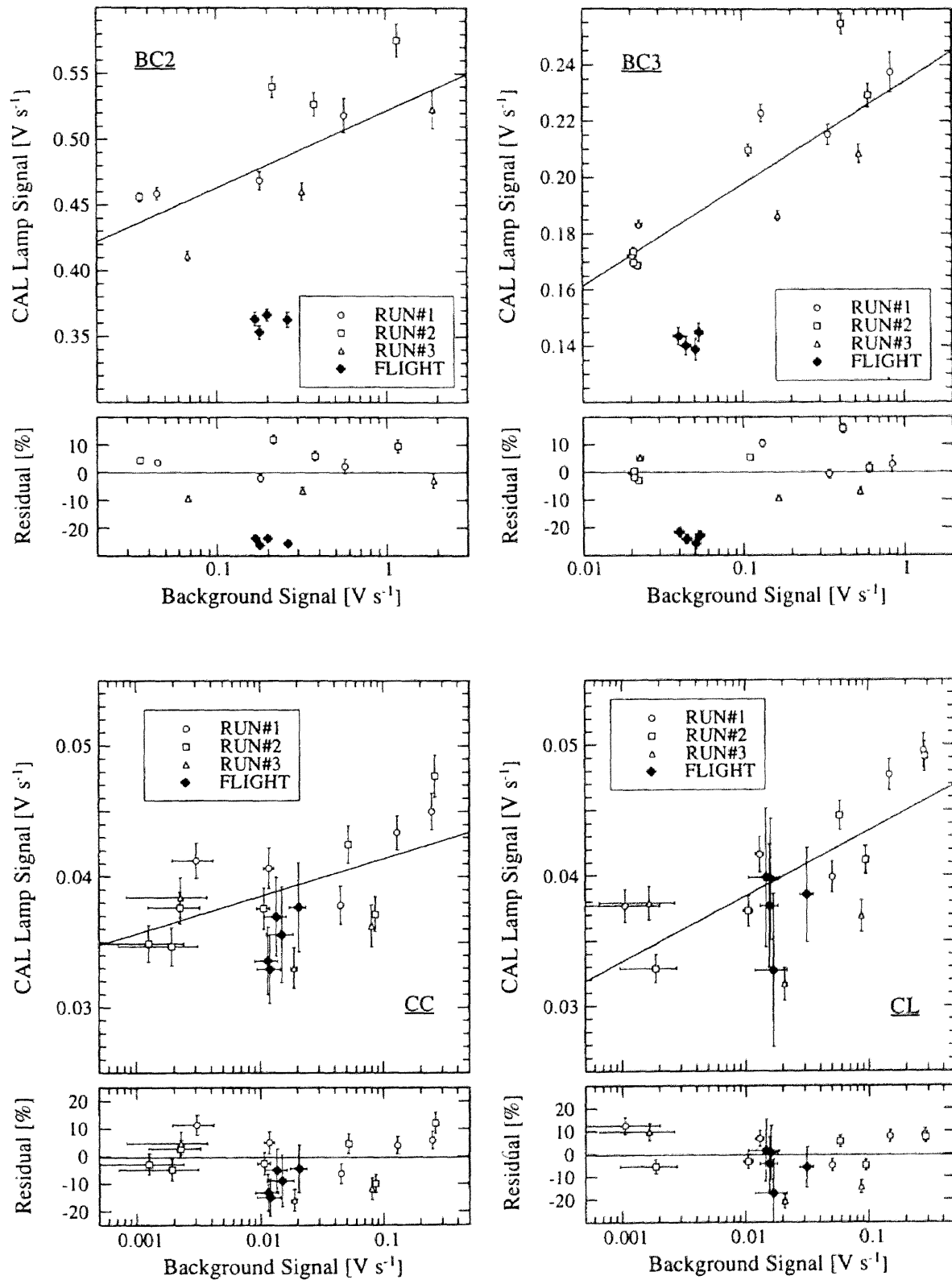
$$F = \frac{S_{CAL}(V_{BG})}{V_{CAL}} \quad (B-2)$$

を、得られた信号出力に掛けることによって行う。ここで $V_{CAL}$ と $V_{BG}$ は、それぞれ各測定での較正用光源と背景放射光に対する信号出力である。図B-1に示した関係では、横軸・縦軸ともに感度変化の影響を受けているため、厳密に言えば、この補正ファクターは正しくない。しかし、補正のファクターが1に近いことと、モデルの背景放射依存性が弱いことから、(B-2)式による補正で十分である。

図B-2は、各チャンネルの感度曲線を示したものである。図の縦軸は信号出力を、横軸は入射光量に対応する空の表面輝度で表したものである（詳細は第3章3-4-3項を参照）。図中の実線は、感度の非線型性を考慮して、指数関数、

$$V_{sig} = K_0(\lambda I_\lambda)^\alpha + V_0 \quad (B-3)$$

でフィッティングした結果である。また各パネルの下段



図B-1：背景放射強度に対する較正用光源の信号出力

各チャンネルの背景放射強度に対する較正用光源の信号出力の関係を示す。

上段のパネルの縦軸は較正用光源に対する信号出力を、横軸は背景放射に対する信号出力を表す。3回の実験室での較正実験 (RUN#1~3) と飛行中のデータを異なるシンボルで示してある。上段のパネルの直線は、実験室での較正実験から求めた、背景放射強度に対する較正用光源の信号強度のベストモデルである (本文参照)。下段のパネルは、このモデルからのずれを信号強度に対する割合で示したものである。CCとCLチャンネルのエラーが大きいのは、絶対的な信号レベルが小さいためである。

は、このモデルからのずれを、信号出力に対する割合でプロットしたものである。図では、(B-2) 式のファクターで感度補正を行った場合（黒塗）と、感度補正を行わなかった場合（白抜き）を示している。全体に感度補正を行った方が、行わなかったものよりもよく合っていることがわかる。実際、モデルからのばらつきのrmsを求めると、

CH	補正なし	補正あり
BC2:	10.3%	4.1%
BC3:	8.8%	3.6%
CC:	10.3%	6.4%
CL:	10.0%	5.5%

ようになる。いずれのチャンネルも、感度補正を行った方がデータのばらつきが2倍程度小さくなっていることがわかる。

## B-1-2 飛行中の 較正用光源の振舞い

実際のロケット観測時のデータについても、全く同様の処理を行った。図B-1の黒塗の菱形で示した点が飛行中のデータである。これを見ると、CCとCLの狭帯域チャンネルでは、飛行中のデータ点と地上での測定実験のデータ点のばらつきは、エラーの範囲で一致している。これに対してBC2とBC3の広帯域チャンネルでは、飛行中のデータ点がマイナス側に大きくずれていることがわかる。実際、飛行中の感度補正ファクターを(B-2) 式から求めると、

	F
BC2:	1.33 ± 0.02
BC3:	1.31 ± 0.03
CC:	1.10 ± 0.06
CL:	1.05 ± 0.09

のようになる。明らかに、BC2とBC3チャンネルは、実験室で見られた感度のばらつきの範囲を超えている。これは、BC2とBC3チャンネルの感度変化が、実験室で見られた感度変化と異質のものである可能性を示唆してい

る。

一方、各チャンネルの較正用光源に対する信号出力が、エラーの範囲で一定であることから、飛行中の感度は安定していたとみなしてよい。

## B-2 較正用光源の異常な振舞いの解釈

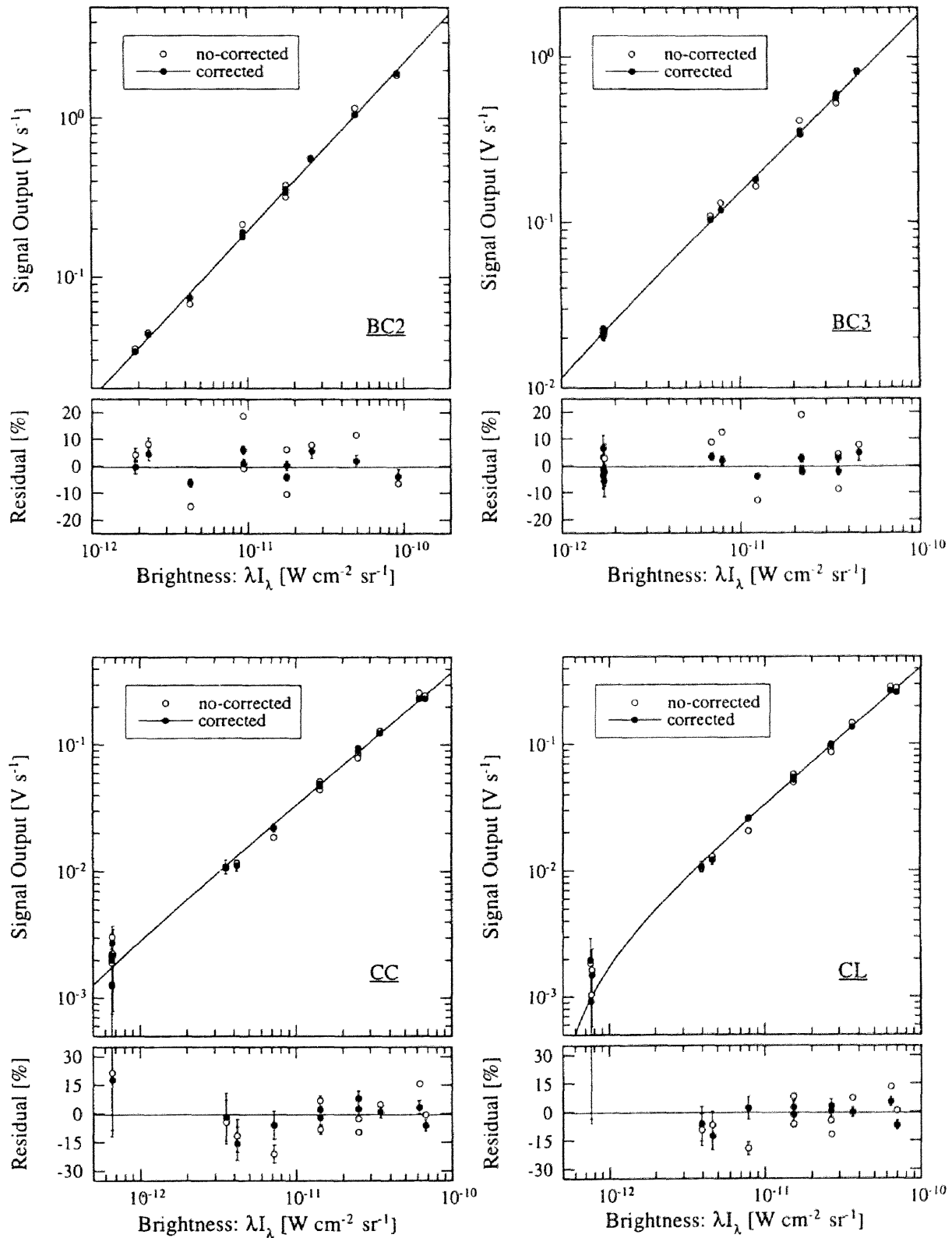
図B-1で示したように、BC2とBC3チャンネルにおいて、実験室での較正実験では見られなかったような、較正用光源に対する信号出力の変化が見られた。この現象の説明には、2つの異なる解釈が考えられる。1つは特定の検出器の感度が大きく変化した可能性であり、もう1つは特定のチャンネルに対する較正用光源の光量に変化した可能性である。以下では、それぞれの可能性について考察する。

### B-2-1 検出器の感度が 変化した可能性

較正用光源に対する信号出力の変化が、検出器の感度の変化によるものであると考えることは、最も素直な解釈である。しかしながらB-1項で述べたように、飛行中に見られた較正用光源に対する信号出力のずれは、実験室での較正実験時に見られたものと比べて大きい。

実験室の較正実験で見られた測定ごとの感度変動は、APPENDIX-Aで述べたように履歴効果によるものと考えられる。すなわち、時定数の長い（10分以上）感度変化による効果であって、検出器の定常的な特性が変化したわけではない。これは、3回の異なる実験を比べてみると、実験ごとの平均的な感度の違いは見られないことから推察される。

これに対して、飛行中に見られたような大きな感度変



図B-2：較正用光源による感度補正の効果

較正用光源で感度較正を行った場合と行わなかった場合の感度曲線の再現性を示す。図の横軸は入射光量に対応する表面輝度を、上段のパネルの縦軸はそれに対する信号出力を示す。実線は指数関数でフィットした感度曲線である（本文参照）。下段のパネルは、この感度曲線からのずれを信号強度に対する割合で示したものである。較正用光源で感度補正を行った場合（●）は、行わなかった場合（○）よりも、感度曲線からのデータのばらつきが小さいことがわかる。

化は、検出器の定常的な特性が変化したことによる可能性が高い。実際の観測では、検出器は観測直前までクライオスタットの内蓋を見ている。この内蓋は10K以上の温度があり、検出器はかなり強い光に曝されることになる。これは黒体放射源を用いた実験の最大放射強度よりも強いので、履歴効果を考えると、観測中は比較的感度が高くなっていくことが期待される。しかし実際には、校正用光源の信号出力を信用すると、感度は低下していたことになる。

感度が低下した可能性として、圧縮型Ge:Ga素子の圧力の変化が考えられる。もし素子に加える圧力が変化すると、検出器の波長感度特性が変化する（図3-3参照）。検出器は、ロケットの打ち上げ時に、強い加速度と振動にさらされる。これが原因で、素子に加えた圧力が緩む可能性はある。しかしこの点については、地上で振動試験を行い、大きな圧力の変化は認められないことを確認している。

我々の測光器の各チャンネルは、バンドパス・フィルターを使用しており、比較的バンド幅が狭いため、圧力の僅かな変化に伴う感度変化は小さいものと思われる。もし、圧力が大きく緩んだのであれば、最も長波長側であるBC3チャンネルの感度は大きく低下するはずである。また、素子の感度の波長依存性が複雑なので、圧力変化の影響は狭帯域チャンネルであるCCとCLチャンネルの方が大きいはずである。にもかかわらず、CCとCLチャンネルの感度には変化がなく、BC2とBC3チャンネルの感度が同じ程度低下するということは、可能性として起こりにくい。

以上の点を考えると、素子の圧力変化による検出器の感度変化の可能性を否定はできないが、その可能性は低いものと思われる。

## B-2-2 校正用光源の光量が変化した可能性

もう一つの可能性は、検出器の感度に変化は無いが、校正用光源の光量が変化した場合である。校正用光源はステンレスの細線に電流を流し、高温発光(>20K)させる単純な構造のもので、その動作は安定であるとみなしてよい。また、特定のチャンネルのみに校正用光源に対

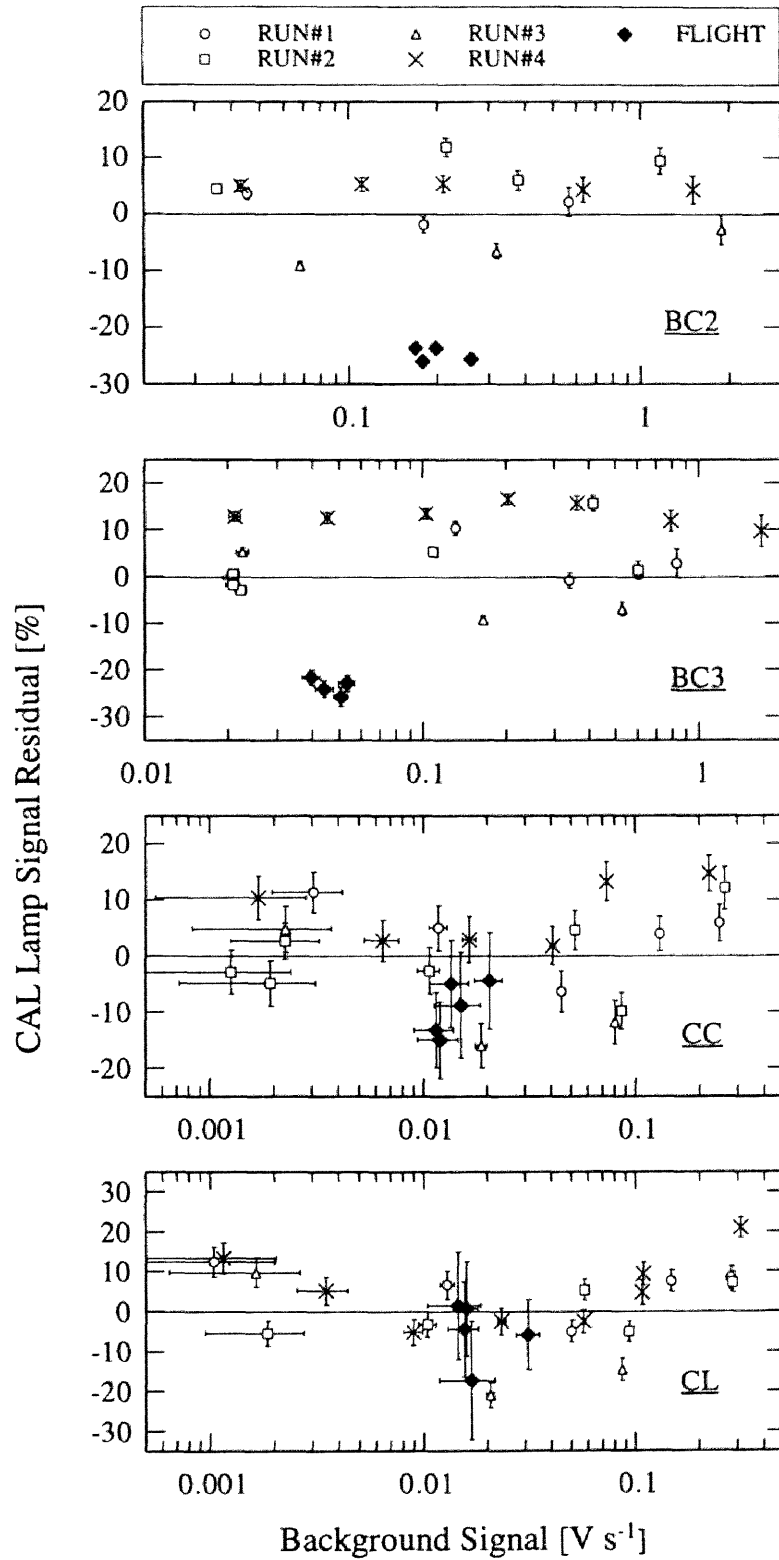
する信号出力の異常が見られることは、この可能性を否定するように思われる。しかしながら、実際の観測時に、各チャンネルに入射する校正用光源の光量が変化した可能性は存在する。

校正用光源は測光器に付随する形で設置されている。しかし厳密に言うと、校正用光源は測光器に対して外部に位置する（図3-1参照）。このため、低温シャッターが開いた状態でなければ、校正用光源からの光は測光器に入ることができない。しかも、測光器は校正用光源からの散乱光を見る構造になっているため、散乱光のかなりの部分は望遠鏡側へ抜けてしまう。この校正用光源と測光器の位置関係が、実際の観測時と実験室での校正実験とで、各チャンネルへの光量の変化を引き起こす原因となり得る。

実験室での校正実験と実際の観測との最大の違いは、望遠鏡前面の蓋の有無である。実験室での校正実験では、背景放射光を減らすために望遠鏡前面を低温の蓋で覆っている。このため、望遠鏡システムは全体としてキャビティのように働く。すなわち、校正用光源から望遠鏡側に洩れてきた光の一部は、前面の蓋で散乱されて再び測光器内に侵入する可能性がある。前面の低温の蓋には黒色塗料が塗られており、蓋による散乱が起こらないように配慮されている。しかしながら、この塗装も完全ではなく、蓋の周辺部には未塗装部分も存在する。従って、視野の方向によって散乱光の影響が違ってくる可能性がある。図3-10に示したように、各チャンネルのビームは、狭帯域のCCとCLチャンネルを挟むように広帯域のBC2とBC3チャンネルが配置されている。しかもBC2とBC3チャンネルは、望遠鏡の視野の周辺部を利用している。このため、BC2とBC3チャンネルでは蓋の周辺部を見ることになり、実験室での校正実験では、より多くの散乱光が測光器に入っていた可能性がある。

以上の解釈はあくまで可能性であって、それを検証することは困難である。直接的な証拠ではないが、蓋による散乱光の影響の可能性を示唆するデータを図B-3に示す。これは2つの異なる蓋を用いた場合の、校正用光源に対する信号出力をプロットしたものである。先の解釈によると、蓋が変わると散乱光の影響も変化することが期待される。図B-3は、図B-1の各プロットの下段パネルに、望遠鏡の視野全面を覆う黒体放射源を用いた実験データ(RUN#4:X)を加えたものである。これを見ると、BC3チャンネルでは、RUN#4のデータ点が系統的に大きくでていることがわかる。ずれ方が一樣なので、検出器





図B-3：望遠鏡前面の蓋の違いによる較正用光源に対する信号出力の変化 望遠鏡前面の蓋の違いによる、較正用光源に対する信号出力の変化を示す。各パネルは、図B-1の下段のパネルに、RUN#4のデータ（×）を加えたものである。RUN#4の測定実験は、望遠鏡前面の蓋を、望遠鏡全体を覆う黒体放射源に置き換えたものである。蓋の違いによる影響はチャンネルによって異なるが、一般的に較正用光源に対する信号出力が強くなる傾向が見られる。特にBC3チャンネルではその傾向が顕著である。

の感度が高くなったか、入射光量が増加したかのいずれかの原因が考えられる。小型の黒体放射源を用いたRUN#1-3の実験では、ばらつきはあるものの、全体としての感度が一定であることから、RUN#4の実験では入射光量が増加した可能性が高い。BC2チャンネルでも、顕著ではないが同様の傾向が見られる。また、CCとCLチャンネルも、有意ではないが、RUN#4のデータが大きくなる傾向は見られる。各チャンネルの変化の仕方が一様でないのは、蓋の面処理の違い（特に周辺部）を影響を反映しているものと思われる。

以上の結果は、蓋の有無が較正用光源からの光の入射強度に影響を及ぼす可能性を示している。しかもその影響の大きさが、チャンネルによって異なる可能性も示している。従って、今回観測中に見られた、BC2とBC3チャンネルでの較正用光源に対する信号が低い原因が、光の入射強度の変化によるものであるという解釈も成り立つ。実際の観測時の較正用光源に対する信号強度が、全てのチャンネルで低くなる傾向が見られたことも、この解釈に合っている。

今回飛行中に見られた較正用光源に対する信号強度の変化が、蓋の有無による較正用光源からの散乱光強度の違いによるものだとすると、実験室での較正実験の信頼性も疑問になるかも知れない。しかしながら、較正実験では黒体放射源の直接光を利用しており、黒体放射源の散乱光の影響は無視できる。従って、検出器の感度変化が無いとすれば、実験室で決めた感度曲線を実際の観測にも適用することができる。また、実験室での較正用光源による感度変動の補正は、実験の構成が同じである限り、測定間の相対感度の補正には有効である。同様に、実際の観測時の較正用光源に対する信号強度の安定性は、検出器の感度の安定性を示すものとして意味がある。

## B-3 飛行中の感度較正

B-2項で述べた解釈はいずれも可能性であり、飛行中の感度変動の原因を特定できるものではない。このことは、観測されたデータの信頼性を著しく低下させるもの

である。従って、何らかの方法で飛行中の絶対的な感度を較正する必要がある。このための有効な手段は、全天について空の絶対強度を測定している、COBE/DIRBEのデータと比較することである。しかしながら、現時点では我々の観測した領域のデータは公開されておらず、この目的を達することはできない。

もう一つの手段は、強度のわかっている点源を利用することである。いくつかの点源の遠赤外線強度は、飛行機などの観測手段によって測定されており、我々が観測したM82銀河もその一つである。このデータを比較することによって、飛行中の感度較正を行うことができるはずである。

以下では、我々の測光器によるM82銀河の観測結果と、そこから評価した飛行中のデータの信頼性について述べる。

### B-3-1 M82銀河の観測

今回の観測では、M82銀河をスキャン観測中に望遠鏡の視野内に捕らえている。M82銀河は星生成が活発な銀河で、遠赤外線を強く放射していることが知られている。この天体は、飛行機などで遠赤外線の観測が行われており、これらの観測結果と比較することで、我々の観測装置の飛行中の感度較正が可能である。

この比較を行う場合、いくつかの問題点が存在する。M82銀河はおよそ6分角の広がりがあり、中心のコアのサイズは2分角程度ある。これは、我々の測光器の視野と比べて十分小さいので、点源と見なすことができる。点源の強度を決めるには、その天体が視野のどの部分を横切ったのが重要である。また、各チャンネルの視野パターンが正確に測られていなければならない。ロケットの姿勢決定精度と視野パターンの測定精度が、M82銀河の強度の決定精度を決める。一方飛行機などの観測では、視野サイズがM82銀河に比べて小さく、表面輝度の測定となるため、絶対値強度の測定精度は悪い。また、M82の中心部分のみ観測が行われているので、全体からの遠赤外線強度の推定に不定性が生じる。

以下ではそれぞれの観測からM82銀河の強度を推定し比較を行う。

## (a) 我々の観測

我々の観測では、スキャン観測中(B2→A)のおよそ293秒に、M82銀河が視野内を横切った(図4-3参照)。スキャン観測の帰りのパスでは、姿勢制御の関係でスキャン方向に対して各チャンネルの視野の配置が傾いている。このため、M82銀河が視野を横切ったチャンネルは、BC2チャンネルと狭帯域チャンネル(CC、CL)のみで、BC1とBC3のチャンネル(視野は共通)の視野には入らなかった。ここではBC2とCCのチャンネルについて議論する。少なくとも、これらのチャンネルのデータから、BC2とCCチャンネルの絶対値較正と、較正用光源に対する信頼性の検証は可能である。

M82銀河の強度を導出するには、まずロケットの姿勢を決定し、各チャンネルの天空上でのスキャン・パスを求める必要がある。ロケットの姿勢の決定には、第4章4-4項で述べたように、ロケットの姿勢制御装置のデータとスターセンサーのデータおよび近赤外線分光器のデータを用いて行った。この結果、ロケットの姿勢は1分角の精度で決定された。また、第3章で述べたように、近赤外線分光器の視野中心に対する遠赤外線測光器の各チャンネルの視野中心の関係、各チャンネルの視野パターンも実験室で測定されている。これらのデータから、各チャンネルの有効視野、M82銀河の視野中心からの離角、その点での透過率を求めた。

これらの情報を用いて、観測データからM82銀河成分を抜き出す。M82銀河の観測はスキャン・モードで行うため、M82銀河は視野内を連続的に移動する。観測データは十分なS/Nを得るため、視野を横切る間(約1秒)のデータを積分している。これによって平均の透過率は低下するが、その補正項は評価可能である。

背景放射成分の差し引きは、IRAS100 $\mu$ mバンドのマップデータを利用した。IRAS100 $\mu$ mバンドのマップから、M82銀河が含まれるピクセルを取り除いた場合の視野強度を求め、第6章6-1-1項で求めた各チャンネルの強度とIRAS100 $\mu$ mバンドとの相関から、各チャンネルでの背景放射強度を求める。

M82銀河の強度は、M82銀河を含む視野の平均表面輝度から、この背景放射強度を差し引き、視野や透過率の補正を行って求める。M82銀河の強度は、較正用光源で感度補正を行った場合と行わなかった場合について、別々

に計算した。この結果は、各パラメータと共に表B-1に示してある。エラーはポイントソースに対する補正項の不定性と、背景放射強度の推定誤差(IRAS100 $\mu$ mバンドとの相関のばらつき)が支配的である。全体として15%程度のエラーとなっている。なお、測光器の絶対較正精度に伴うエラーはここには含まれていない。

## (b) その他の観測例

ここで比較に用いたデータは、HarperがKiper Air Observatory (KAO)で観測したものである(private communication, 1993)。Harperは、100 $\mu$ m、200 $\mu$ m、300 $\mu$ mの3つのバンドで測光観測を行った。図B-4にこの観測から決めたM82銀河のスペクトルを示す。この観測では、M82銀河の中心核の部分のみを測光しているため、銀河全体の強度に変換するため、変換ファクターを掛けている。このスペクトルから推定した、我々の測光器の各チャンネルでの強度を表B-1に合わせて示してある。中心核の値に対しては、絶対値の不定性などから20%のエラーを、全放射強度に対しては、周辺部の寄与の推定誤差から30%のエラーをつけてある。

## B-3-2 感度較正の信頼性

図B-4に示すように、M82銀河の強度を比較すると、較正用光源に対する信号出力で感度補正を行った場合も行わなかった場合も、いずれの場合も両者はエラーの範囲で一致している。絶対的な強度を比較すると、感度補正を行った方がよい一致を示す。一方、チャンネル間の相対的な強度すなわち色温度を比較すると、感度補正を行わなかった場合の方がよくあっている。実際、BC2とCCチャンネルから決まる色温度は、放射率が波長の2乗に逆比例すると仮定すると、感度補正を行った場合で~45K、感度補正を行わなかった場合で~30Kである。Harperのデータから求めた温度が31.2Kなので、感度補正を行わないほうがよい一致を示している。

絶対強度は、Harperによる観測でも大きな不定性が存在するのに対して、スペクトルは比較的信頼できる。この点を考慮すると、較正用光源に対する信号出力で感

度補正を行わない方が適当であると思われる。このことは、実際の観測における較正用光源に対する信号強度の異常は、較正用光源の光量が変化した可能性を支持するものである。

この結果とB-2項での議論から、この論文では飛行中の検出器の較正用光源による感度補正を行わないことにする。すなわち、飛行中の検出器の感度は実験室での較正実験時の感度と同じであるとみなして、実験室で決めた感度曲線を適用する。較正用光源による感度補正を行わないため、実験室での較正実験で見られた感度の変動を補正できない。これに伴う不定性は、B-1-1項で述べ

たようにおよそ10%である。較正実験の精度と合わせると、我々の感度較正の不定性は20%程度である。しかし、Harperの観測結果との比較から、絶対的な感度については+30%程度の食い違いが存在し得るので、プラス側に30%の不定性を考慮した方がより安全である。一方、チャンネル間の相対的な系統誤差は、10%程度と推定される。

より精度の高い評価は、COBE/DIRBEのデータとの比較によって可能になるものと思われる。同じ領域のデータが存在し、視野サイズ、波長域もほぼ同じであることから比較は容易である。残念ながら、現時点では比較できるデータは公開されていないが、近い将来利用可能になるものと期待される。

表B-1：M82銀河の観測結果

ID	BC2 (134 $\mu$ m)		CC (154 $\mu$ m)	
Beam Size <sup>(1)</sup>	8.4 $\pm$ 0.8		14.0 $\pm$ 1.0	
offset <sup>(2)</sup>	0.25 $\pm$ 0.05		0.10 $\pm$ 0.05	
Transmission <sup>(3)</sup>	0.50 $\pm$ 0.01		0.93 $\pm$ 0.01	
Binning effect <sup>(4)</sup>	0.74 $\pm$ 0.02		0.83 $\pm$ 0.01	
Correction <sup>(5)</sup>	[discared]	[corrected]	[dicared]	[corrected]
$\lambda I_{\lambda}$ <sup>(6)</sup>	12.11 $\pm$ 0.96	15.72 $\pm$ 1.25	10.28 $\pm$ 1.34	11.48 $\pm$ 1.47
$\lambda F_{\lambda}$ (M82) <sup>(7)</sup>	2.72 $\pm$ 0.35	3.53 $\pm$ 0.46	1.87 $\pm$ 0.30	2.09 $\pm$ 0.33
$\lambda F_{\lambda}$ (M82) (Harper, 1993) (n = 2, T = 31.2K)				
core <sup>(8)</sup>	2.65 $\pm$ 0.53		1.83 $\pm$ 0.37	
overall <sup>(9)</sup>	3.59 $\pm$ 1.08		2.48 $\pm$ 0.74	

(1) 有効視野サイズ：[sr]

(2) M82銀河の視野中心からの垂直離角：[deg]

(3) 最近接時の透過率（ピークを1とした場合）；エラーは視野パターンの不定性と姿勢の不定性を含む

(4) 1秒積分に伴う平均透過率の補正ファクター

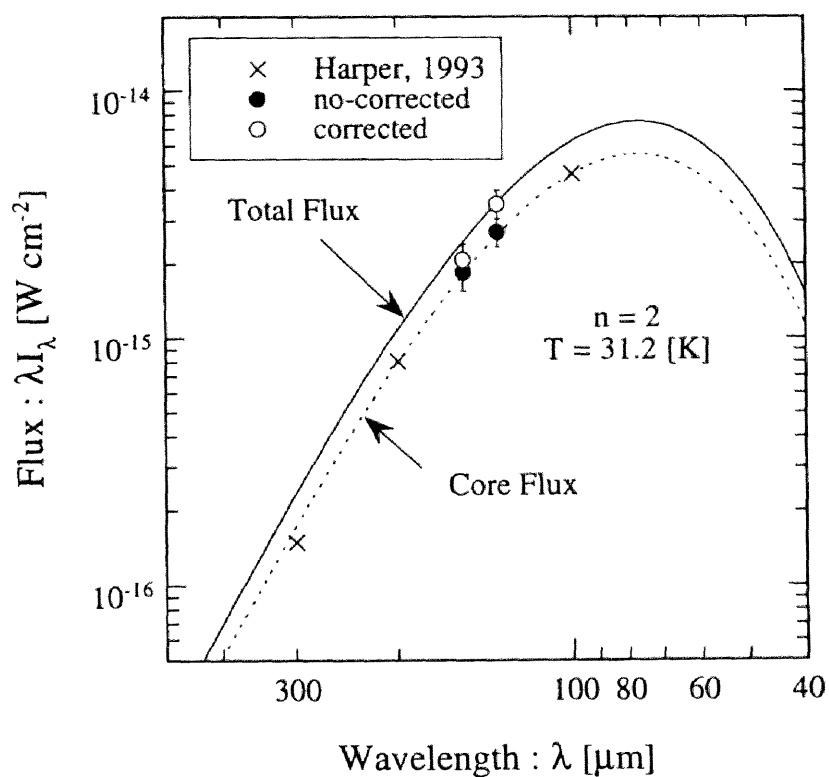
(5) 較正用光源による感度補正の有無

(6) M82銀河の平均表面輝度：[10<sup>-12</sup> W cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>]

(7) M82銀河のフラックス：[10<sup>-15</sup> W cm<sup>-2</sup>]

(8) M82銀河の中心核のフラックス（スペクトルから計算）：[10<sup>-15</sup> W cm<sup>-2</sup>]

(9) M82銀河全体のフラックス（推定値）：[10<sup>-15</sup> W cm<sup>-2</sup>]



図B-4：M82銀河の強度比較 我々の観測値したM82銀河の強度とHarperの観測値の比較を示す。Harperの観測は100 $\mu\text{m}$ と200 $\mu\text{m}$ と300 $\mu\text{m}$ の3バンドの測光観測( $\times$ )で、放射率の波長依存性が $-2$ 、温度が31.2Kの黒体放射のスペクトルでよく再現できる。観測領域がM82銀河の中心部に限られるため、M82銀河全体の強度は推定値である。我々の観測値は、BC2とCCチャンネルについて、較正用光源で補正した場合( $\circ$ )と補正しない場合( $\bullet$ )の両方を示している。