

INSTITUTE OF SPACE AND ASTRONAUTICAL SCIENCE
YOSHINODAI, CHUO, SAGAMIHARA, KANAGAWA 252-5210

ISAS RESEARCH NOTE

ISAS RN 860

スペース赤外線天文学のための
次世代 Ge:Ga アレイ検出器の開発

神谷 修平

2011 年 1 月

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻

修士論文
スペース赤外線天文学のための
次世代 Ge:Ga アレイ検出器の開発

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 修士 2 年
神谷修平

平成 23 年 1 月

目次

第 1 章	序論	1
1.1	赤外線天文学における遠赤外波長域の重要性	1
1.2	衛星搭載 Ge:Ga 遠赤外線検出器	3
1.3	「あかり」FIS 搭載 Ge:Ga モノリシックアレイ検出器	5
1.4	Ge:Ga モノリシックアレイ検出器の構造	7
1.4.1	FIS-SW 検出器	7
1.4.2	Ge:Ga モノリシックアレイ	7
1.4.3	電極構造	7
1.4.4	ハイブリッド接合	8
1.4.5	ハイブリッド型モノリシックアレイ構造の利点	8
1.5	次世代赤外線天文衛星 SPICA と検出器に対する要求	8
1.6	「あかり」検出器からの改善点と新規開発項目	10
1.6.1	FIS 検出器の問題点	10
1.6.2	新規開発項目とプロトモデル検出器	11
1.7	本研究の目的	13
第 2 章	Ge:Ga モノリシックアレイ検出器	14
2.1	概要	14
2.2	Ge:Ga 光伝導素子	14
2.3	極低温読み出し回路 (CRE)	16
2.4	5×5 素子プロトモデル検出器	17
2.4.1	Ge:Ga モノリシックアレイ	17
2.4.2	電極構造	18
2.4.3	反射防止膜	19
2.4.4	プロトモデル用極低温読み出し回路	20
2.4.5	In-Au スタッドによる接合	20
第 3 章	実験装置	23
3.1	概要	23
3.2	クライオスタット	24
3.3	検出器ハウジングとバッフル	24
3.4	黒体光源	26
3.5	温度計	26

3.6	常温読み出し回路とデータ取り込み	27
第4章	5×5 プロトモデル検出器の基本性能測定	28
4.1	概要	28
4.2	検出器の感度測定	28
4.2.1	検出器感度 (Responsivity) の導出	28
4.2.2	検出器に流れる光電流の導出	29
4.2.3	感度測定結果	30
4.2.4	感度のアレイ内分布	33
4.2.5	電流-電圧特性	37
4.3	暗電流	41
4.3.1	暗電流の温度依存性	41
4.4	ノイズ評価	43
4.4.1	基本的な検出器ノイズ	43
4.4.2	ノイズの測定法	45
4.4.3	ノイズの測定結果	45
4.4.4	最適なバイアス電圧	47
4.4.5	NEP	48
4.5	プロトモデル検出器性能評価のまとめ	49
第5章	透明電極濃度の最適化	50
5.1	概要	50
5.2	B ⁺ 打ち込みによる透明電極層の金属化	50
5.3	B 濃度の深さ分布	51
5.4	検出器の表面抵抗	54
5.4.1	表面抵抗の測定	55
5.4.2	表面抵抗の温度依存性	58
5.4.3	議論	59
5.5	透明電極層による入射光の吸収量	61
5.5.1	ウエハー透過率からの吸収量の導出	61
5.5.2	吸収の切り分け	65
5.5.3	透明電極層による感度ロスの見積もり	72
5.5.4	議論	75
5.6	金属電極と検出器表面との接触抵抗	76
5.6.1	ショットキー障壁	76
5.6.2	熱電効果のみを考えた場合の電流-電圧特性	78
5.6.3	トンネル効果を考慮した場合 (WKB 近似)	79
5.6.4	ショットキー障壁が検出器性能に与える影響	82
5.6.5	議論	83
5.7	透明電極濃度の最適化まとめ	84
5.7.1	実験事実の解釈	84

5.7.2	最適な透明電極濃度	84
第 6 章	反射防止膜の効果	86
6.1	概要	86
6.2	反射防止膜の必要性とその原理	86
6.2.1	フリンジの発生原理	86
6.2.2	(a) 吸収が無い場合 (垂直入射)	86
6.2.3	(b) 吸収がある場合 (垂直入射)	90
6.3	反射防止膜による量子効率の上昇効果の見積もり	91
6.4	反射防止膜を施したウエハーの透過率測定	92
6.4.1	透過率測定用サンプル	92
6.4.2	測定方法	92
6.4.3	透過率測定結果	92
6.4.4	考察	94
6.5	反射防止膜を施したプロトモデル検出器の性能	95
6.5.1	反射防止膜の有無による性能の比較	95
6.5.2	議論	95
6.6	反射防止膜の効果まとめ	98
第 7 章	本論文のまとめ	99
付 録 A		101
A.1	光伝導素子の基本特性	101
A.1.1	キャリアの輸送	101
A.1.2	生成と再結合	102
A.1.3	移動度の温度依存性	103
A.1.4	Responsivity と量子効率の関係	105
A.2	極低温読み出し回路の特性	106
A.2.1	CRE のオフセット電圧	106
A.2.2	CRE のフィードバックコンデンサの浮遊容量について	107
A.3	プロトモデル検出器の性能	110
A.3.1	暗電流値の温度依存性	110
A.3.2	2 K における暗電流値のアレイ内分布	111
A.4	自由キャリアによる分散	116
A.5	透明電極による反射	119

表 目 次

1.1 「あかり」FIS-SW 検出器の仕様 ¹²⁾ と SPICA 搭載用の遠赤外線検出器に対する要求	9
2.1 Ge:Ga 素子の各パラメータ ¹⁵⁾	14
2.2 プロトモデル検出器と FIS-SW の製造条件	21
2.3 プロトモデル検出器の製造条件 (透明電極層の B ⁺ 打ち込み量)	21
3.1 デュワー内の温度計パラメータ	27
4.1 30K の光源を点灯させたときの光感度 (responsivity) のまとめ @ Bias=80 [mV]、 コンデンサ容量 83 fF	31
4.2 30K の光源を点灯させたときの光感度 (responsivity) のまとめ @ Bias=-80 [mV]、 コンデンサ容量 83 fF	32
4.3 30K の光源を点灯させたときの電流値のまとめ @ Bias=80 [mV]、コンデンサ容量 83 fF	32
4.4 透明電極打ち込み量に伴う Responsivity の変化 (Bias 電圧 -80~-20 mV)	39
4.5 温度依存性プロットから求められたホールのイオン化エネルギー	42
5.1 各サンプルの密度の積分	52
5.2 4.2K において測定された抵抗値、抵抗率の値	56
5.3 透過率測定用サンプル	61
5.4 Ge:Ga および Ge:B の遷移エネルギー ³³⁾	66
5.5 各サンプルにおけるキャリアの平均衝突時間	70
5.6 透明電極による吸収量 (実験値と計算結果の比較)	72
5.7 吸収量を仮定して導出した量子効率と Responsivity (* 透過率データのないものは # 4 の実験値と計算値から推定)	74
6.1 反射防止膜の有無による検出器感度の比較 @ +80 mV	95
6.2 反射防止膜の有無による検出器感度の比較 @ -80 mV	96
A.1 2 K における暗電流値のまとめ (Bias 電圧 80 mV)	113
A.2 2 K における暗電流値のまとめ (Bias 電圧 -80 mV)	115

目 次

1.1	様々な銀河のスペクトル ¹⁾	2
1.2	マウナケア山頂から気球観測高度にかけての大気透過率 ⁶⁾	2
1.3	外因性半導体の波長感度特性 ¹⁰⁾	3
1.4	従来の Ge:Ga アレイ検出器	4
1.5	IRAS 搭載 Ge:Ga アレイ検出器 ¹¹⁾	4
1.6	赤外線天文衛星「あかり」	5
1.7	「あかり」搭載遠赤外サーベイヤー (FIS: Far Infrared Surveyor) ¹²⁾	6
1.8	「あかり」FIS-SW、LW の波長感度特性 ¹⁴⁾	6
1.9	「あかり」FIS に搭載されたモノリシックアレイ検出器 ¹⁴⁾	6
1.10	Ge:Ga モノリシックアレイ検出器の構造 ¹⁵⁾	7
1.11	次世代赤外線天文衛星「SPICA」	9
1.12	Ge:Ga 基板内での光の多重反射	10
1.13	FIS-SW の波長感度特性 (40 K 黒体光源のスペクトル) ¹⁷⁾	10
1.14	明るい点源を見たときに発生するクロストーク (FIS-SW) ¹²⁾	11
2.1	Ge のエネルギーバンド図 ²¹⁾	15
2.2	Ge:Ga エネルギーバンド構造の模式図	15
2.3	Capcitive Trans-Impedance Amplifier (CTIA)	16
2.4	CTIA からの出力信号	16
2.5	5×5 プロトモデル検出器の写真	17
2.6	5×5 プロトモデル検出器の構造	17
2.7	反射防止膜の原理	19
2.8	IMEC 製 CRE の回路図	22
2.9	IMEC 製 CRE の読み出しノイズスペクトル	22
3.1	液体 He デュワー内セットアップ	23
3.2	クライオスタット外観	24
3.3	クライオスタット内部構造	24
3.4	検出器ハウジング (検出器側)	25
3.5	検出器ハウジング (エポキシ基板側)	25
3.6	検出器ハウジングとバッフル	25
3.7	黒体光源の写真	26
3.8	黒体光源の構造図	26

4.1	光源と検出器との位置関係	29
4.2	シャッターを開閉した場合の積分カーブ (Bias 電圧 120 mV、光源温度 30 K) . . .	30
4.3	アレイ内のピクセルの読み出し順序と位置との対応。青で示したのが「周辺ピクセル」、緑で示したのが「中心ピクセル」	33
4.4	B ⁺ 濃度小 (# 5-7F)、Bias=+80 [mV]	34
4.5	B ⁺ 濃度中 (# 1-5C)、Bias=+80 [mV]	34
4.6	B ⁺ 濃度大 (# 4-7G)、Bias=+80 [mV]	34
4.7	B ⁺ 濃度中 (AR:反射防止膜付き)、Bias=+80 [mV]	34
4.8	B ⁺ 濃度中 (HPK:浜松ホトニクス素子)、Bias=+80 [mV]	34
4.9	B ⁺ 濃度小 (# 5-7F)、Bias=-80 [mV]	35
4.10	B ⁺ 濃度中 (# 1-5C)、Bias=-80 [mV]	35
4.11	B ⁺ 濃度大 (# 4-7G)、Bias=-80 [mV]	35
4.12	B ⁺ 濃度中 (AR:反射防止膜付き)、Bias=-80 [mV]	35
4.13	B ⁺ 濃度中 (HPK:浜松ホトニクス素子)、Bias=-80 [mV]	35
4.14	アレイ内の感度の分布:B 濃度による違い (Bias=+80 [mV])	36
4.15	アレイ内の感度の分布:B 濃度による違い (Bias=-80 [mV])	36
4.16	アレイ内の感度の分布:HPK、AR と比較 (Bias=+80 [mV])	36
4.17	アレイ内の感度の分布:HPK、AR と比較 (Bias=-80 [mV])	36
4.18	I-V 特性 (光源温度 ~30 K)	37
4.19	各サンプルの I-V 特性 (正バイアス)	38
4.20	各サンプルの I-V 特性 (負バイアス)	38
4.21	Responsivity のバイアス依存性	39
4.22	周辺ピクセルと、中心付近のピクセルの I-V 特性の比較。サンプル # 5-7F (2×10^{13} [ions/cm ²])	40
4.23	周辺ピクセルと、中心付近のピクセルの I-V 特性の比較。サンプル # 1-5C (5×10^{13} [ions/cm ²])	40
4.24	周辺ピクセルと、中心付近のピクセルの I-V 特性の比較。サンプル # 4-7G (1×10^{14} [ions/cm ²])	40
4.25	透明電極濃度の異なるサンプルの暗電流の比較 (pixel10、Bias 電圧=80mV)	41
4.26	暗電流値から求めたホールのイオン化エネルギーのピクセル内分布 (高濃度サンプル)	42
4.27	ダークな状態でのノイズ (バイアス電圧 80 mV、シャッター閉、ピクセル 23) . . .	46
4.28	光を入射させた場合のノイズ (バイアス電圧 80 mV、光源温度 30 K、ピクセル 23) . . .	46
4.29	ノイズのバイアス電圧依存性 (積分時間 0.5 sec)	47
4.30	シグナル-ノイズ比のバイアス電圧依存性 (積分時間 0.5 sec)	47
5.1	B 濃度の深さ分布	53
5.2	表面抵抗測定用素子の設計図	54
5.3	表面抵抗測定用素子の写真	55
5.4	Ge:Ga 透明電極打ち込み素子の表面抵抗の距離依存性	56

5.5	表面抵抗値の温度依存性	56
5.6	電極構造の模式図	57
5.7	導電率の温度依存性の計算結果	60
5.8	抵抗率の温度依存性の計算結果	60
5.9	ウェハー透過率 [Ge、Ge:Ga+B 透明電極]	62
5.10	ウェハー透過率 (フリンジを平均化した図) [Ge、Ge:Ga+B 透明電極]	62
5.11	透過率から求めた吸収量	64
5.12	透過率拡大図 [Ge:Ga+B 透明電極、60–80 cm ⁻¹]	66
5.13	Ge:B (左図) および Ge:Ga (右図) の吸収スペクトル。(Ge:B は温度 10 K、Ge:B は温度 9 K のときの測定結果、N _A =2×10 ¹⁴ [atoms/cm ³])	67
5.14	p 型 Ge の遷移エネルギー図	68
5.15	濃度プロファイルから計算した吸収量	71
5.16	実験値と計算結果の比較	71
5.17	(a) 金属と半導体を接触させた場合のエネルギーバンド図 ²⁵⁾ 。(b) 電荷分布。(c) 電界分布。	77
5.18	p 型半導体と金属との間のショットキー障壁 ²⁵⁾ 。(a) 正バイアス、(b) 熱平衡状態、(c) 負バイアス	77
5.19	キャリアのトンネル	79
5.20	WKB 近似を用いて計算した抵抗値。赤線は -50 mV、緑線は +50 mV の場合。	80
5.21	接触抵抗の電圧依存性 (表面濃度 5×10 ¹⁷ atoms/cm ³)	81
5.22	接触抵抗の電圧依存性 (表面濃度 1×10 ¹⁸ atoms/cm ³)	81
5.23	シミュレーション結果 (高濃度サンプルはショットキー障壁の影響が無いと仮定)	83
5.24	実験結果	83
6.1	干渉フリンジの発生原理	87
6.2	反射防止膜の原理	89
6.3	反射防止効果による量子効率の変化 (透明電極、裏面電極による吸収は無視)	91
6.4	反射防止効果による量子効率の変化 (フリンジを平均化したもの、透明電極、裏面電極による吸収は無視)	91
6.5	透過率測定実験のセットアップ	92
6.6	Ge ウェハー (500 μm) の透過率、波長分解能 0.74 cm ⁻¹	93
6.7	反射防止膜を施した Ge ウェハーの透過率 [Ge(500 μm) + 単層 SiO ₂ 膜 (11.0 μm)]、波長分解能 0.74 cm ⁻¹	93
6.8	ウェハー透過率 [Ge(500 μm) + 単層 SiO ₂ 膜 (11.0 μm)]、拡大図	94
6.9	反射防止膜を施した場合と施さない場合の、Responsivity のバイアス電圧依存性の比較 (周辺 16 ピクセルの平均)	96
6.10	反射防止膜を施した場合と施さない場合の、Responsivity のバイアス電圧依存性の比較 (中心付近 9 ピクセルの平均)	96
6.11	反射防止膜なし (サンプル # 1-5C)、光源温度 30 K、Bias=+80 [mV]	97
6.12	反射防止膜あり (サンプル AR)、光源温度 30 K、Bias=+80 [mV]	97

6.13	反射防止膜なし (サンプル # 1-5C)、光源温度 30 K、Bias=-80 [mV]	97
6.14	反射防止膜あり (サンプル AR)、光源温度 30 K、Bias=-80 [mV]	97
A.1	Ge:Ga 中のホール移動度の温度依存性 ³⁰⁾	104
A.2	電流値のバイアス電圧依存性	106
A.3	浮遊容量のアレイ内分布 (サンプル:5C、光源 29.5K)	108
A.4	積分コンデンサを変えて測定した I-V の比較 (サンプル:5C、光源 29.5K、pixel13)	108
A.5	アレイ内の感度の分布:コンデンサ容量による違い (Bias=80mV)	109
A.6	アレイ内の感度の分布:コンデンサ容量による違い (Bias=-80mV)	109
A.7	積分コンデンサ容量 (設計値) と出力の関係 (サンプル:5C、光源 29.5 K、Bias 電 圧 80 mV)	109
A.8	積分コンデンサ容量 (設計値) と出力の関係 (サンプル:5C、光源 29.5 K、Bias 電 圧 -80 mV)	109
A.9	B ⁺ 濃度小 (7F)	111
A.10	B ⁺ 濃度中 (5C)	111
A.11	B ⁺ 濃度大 (7G)	111
A.12	B ⁺ 濃度中 (AR:反射防止膜付き)	111
A.13	B ⁺ 濃度中 (HPK:浜松ホトニクス素子)	111
A.14	B ⁺ 濃度小 (# 5-7F)、Bias=80 [mV]	112
A.15	B ⁺ 濃度中 (# 1-5C)、Bias=80 [mV]	112
A.16	B ⁺ 濃度大 (# 4-7G)、Bias=80 [mV]	112
A.17	B ⁺ 濃度中 (AR)、Bias=80 [mV]	112
A.18	B ⁺ 濃度中 (HPK)、Bias=80 [mV]	112
A.19	B ⁺ 濃度小 (# 5-7F)、Bias=-80 [mV]	114
A.20	B ⁺ 濃度中 (# 1-5C)、Bias=-80 [mV]	114
A.21	B ⁺ 濃度大 (# 4-7G)、Bias=-80 [mV]	114
A.22	B ⁺ 濃度中 (AR)、Bias=-80 [mV]	114
A.23	B ⁺ 濃度中 (HPK)、Bias=-80 [mV]	114
A.24	屈折率の自由キャリア濃度依存性	117
A.25	屈折率の波数依存性	117
A.26	消衰係数の自由キャリア濃度依存性	117
A.27	消衰係数の波数依存性	117
A.28	吸収係数の自由キャリア濃度依存性	117
A.29	吸収係数の波数依存性	117
A.30	反射率の自由キャリア濃度依存性	118
A.31	反射率の波数依存性	118
A.32	表面濃度から求めたフレネル反射率	118
A.33	反射率の膜厚依存性	120
A.34	反射率の膜厚依存性 (拡大図)	120

概要

我々は、将来のスペース赤外線観測に用いるための大規模な Ge:Ga 遠赤外アレイ検出器（観測波長域 50–110 μm ）を開発している。本検出器は、モノリシック Ge:Ga 2次元アレイと Si 基板上に構成された極低温読み出し回路 CRE（Cryogenic Readout Electronics）とを、金バンプにより直接接合した構造を持つ。赤外線天文衛星「あかり」に搭載された遠赤外線 Ge:Ga アレイ検出器を改良し、画素数を大幅に増やすとともに、より高い感度の達成を目指している。

大規模2次元アレイの開発のために、本論文では特に、(1) 透明電極濃度の最適化と、(2) 反射防止膜の開発に関する研究に取り組んだ。これらの研究を通し、大規模アレイの開発基盤を作り上げることが本研究の目的である。

我々は、大規模な2次元アレイを実現するため、検出器の光入射面へ B^+ イオンを打ち込むことにより透明電極を形成した。透明電極層の B 濃度が、検出器感度やアレイの一様性に与える影響を調べることは、大規模化へ向けて大変重要である。しかし、光入射面への B^+ 打ち込み量を変えてアレイ検出器を製作した例は今までに無く、 B^+ 打ち込み量による検出器性能の変化は調べられていなかった。本研究の目的は、透明電極層の B 濃度による検出器性能の変化を調べ、透明電極濃度を最適化することである。

また、「あかり」に搭載された検出器では、光の多重反射により波長感度特性に干渉フリンジが現れ、精度の高い分光観測は困難であった。分光観測に本検出器を使用するためには、これらの干渉フリンジを抑える必要がある。我々は、検出器表面に SiO_2 を使用した反射防止膜をコーティングし、干渉フリンジ幅の低減を図った。

以上の目的を達成するため、我々は大規模アレイのプロトモデルとして、 5×5 素子検出器を製作し、その性能を評価した。我々は、3通りの B^+ 打ち込みフラックス（打ち込み量 2×10^{13} 、 5×10^{13} 、 1×10^{14} ions/cm²@40keV）でプロトモデル検出器を製作した。それぞれの打ち込み量は、あかり検出器の2倍、1倍、1/2.5倍である。

B^+ 打ち込み量の異なるサンプルの系統的な評価の結果、B 濃度の高いサンプルほど、感度が高いことが分かった。 B^+ 打ち込み量を増やすに従い感度が上昇するのは、B 濃度が高いほど検出器表面と金属電極との間のショットキー障壁が薄くなり、障壁を透過するトンネル確率が上がって両者の間の接触抵抗が下がるためである。また、 B^+ 打ち込み量を増やすに従い、アレイ内の感度の一様性が良くなることが分かった。最も B^+ 打ち込み量の多いサンプルでは、アレイ内感度のばらつきは5%以内に抑えられた。B 濃度が高くなると、自由キャリアによる吸収によって光入射ロスが増大するが、電極性能の向上の方が勝るため、総合的な性能の向上につながることが明らかになった。本論文では、測定結果を物理的に解釈することで、検出器性能を最大限に発揮するための透明電極濃度プロファイルを提案する。

また我々は、光の入射面に反射防止膜を施した 5×5 プロトモデル検出器を製作した。この性能評価により、反射防止膜コーティングをした検出器は良好な動作をすることを確認した。さらに、反射防止膜を施した Ge ウエハーの透過率測定から、干渉フリンジの低減効果を実証した。その結果、狙った波長域で干渉フリンジを低減することに成功した。

以上の研究を通し、我々は大規模アレイの開発基盤を作り上げた。本研究で得られた開発基盤は、今後の大規模アレイ開発の上で非常に重要な意味を持つ。

第1章 序論

1.1 赤外線天文学における遠赤外波長域の重要性

宇宙の様々な天体から放出される赤外線を観測する赤外線天文学は1960年代から盛んに行われてきた。赤外線の波長域は1-300 μm であり、可視光や紫外光に比べ温度の低い天体から放出される。なかでも遠赤外線（波長域 30-300 μm ）での宇宙観測は、宇宙空間の中で比較的低いエネルギーを持つ領域の理解を進める上で非常に重要である。

ダストの温度や分布を調べる際に、遠赤外光は非常に有効である。宇宙空間における物質の輸送は、星間空間のダストによって担われていると考えられるが、低温のダストはその黒体放射ピークを遠赤外域に持つ。たとえば、30 K のダストの黒体放射のピークは、およそ 100 μm である。図 1.1 に、様々な種類の銀河からのスペクトルを示した¹⁾。すべての銀河において、およそ 100 μm にダスト放射のピークが見られる。さらに遠赤外線は、波長が長いためダストによる吸収を受けにくいという特徴を持つ。遠赤外域での観測により、濃いダストで覆われた星や銀河を、より内部まで観測することが可能となる。

また星生成領域から放出される遠赤外光は、星生成の活動性の指標となる。高温の星は主に紫外線を放射しているが、紫外線はダストによる吸収を受けやすく、観測が困難である。そこで、星の光を吸収して暖められた周囲のダストからの熱放射を観測することにより、もともと星から放出された紫外線の光量を見積もることができる。活発に星形成が起きている領域からの放射は主に若い星が担っており、放出された紫外光は周囲のダストに吸収されて遠赤外域で明るく光る。よって、このような領域からの遠赤外光の強度を観測することにより、星形成の活動性を知ることができる。

近年、赤外線宇宙望遠鏡 IRAS²⁾ や ISO³⁾ での観測により、赤外線領域でのみ（全輝度の 90%程度）非常に明るく輝く銀河（ULIRGs: Ultra Luminous Infrared Galaxies）が多数発見された ($L > 10^{12} L_{\text{solar}}$)⁴⁾。これらの銀河は、莫大なエネルギー源である中心の活動銀河核や活発な星形成領域がダストに覆われた構造をしており、銀河中心部から放出されたエネルギーで暖められたダストが遠赤外域で放射をしていると考えられる⁵⁾。初期宇宙ほど、ULIRG の割合が多くなるという報告もあり、これらの銀河の理解を進めることは、銀河やブラックホール形成の歴史を探る上で重要である。

以上のように、遠赤外線による宇宙観測は、宇宙の様々な謎を解き明かす上で重要である。しかしながら、赤外線は大気の吸収を非常に大きく受けるために、地上からの観測が困難である。図 1.2 に、赤外波長域における大気の透過率を示した⁶⁾。図 1.2 より分かるとおり、特に遠赤外波長域では、大気の透過率が非常に低い。このため天体から放出される遠赤外光を観測するためには、大気の吸収の影響が少ない上空、または宇宙空間へ出る必要がある。これまで、ロケット、気球、人工衛星による赤外線観測が数多くなされてきた。近年では、Spitzer⁷⁾、あかり⁸⁾、Herschel⁹⁾ な

どの赤外線天文衛星が打ち上げられ、それぞれ観測成果を上げている。

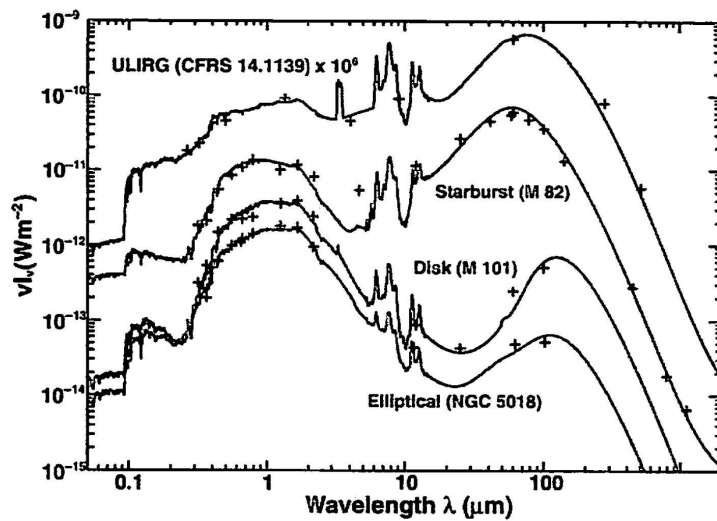


図 1.1: 様々な銀河のスペクトル¹⁾

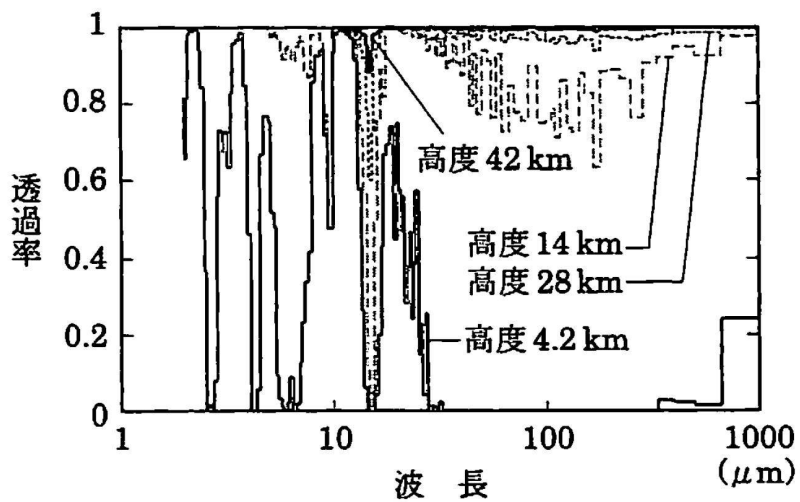


図 1.2: マウナケア山頂から気球観測高度にかけての大気透過率⁶⁾

1.2 衛星搭載 Ge:Ga 遠赤外線検出器

赤外線天文衛星による遠赤外線観測には、外因性半導体を用いた検出器が用いられてきた。外因性半導体とは、純粋な半導体結晶に微量の不純物をドーピングしたものである。図 1.3 に、遠赤外域に感度を持つ外因性半導体の波長感度特性を示した¹⁰⁾。これらの中で、Ge に Ga をドーピングした Ge:Ga は 100 μm 辺りで高い感度を持ち、過去に打ち上げられたすべての赤外線天文衛星に搭載された。Ge:Ga のような外因性半導体による遠赤外線検出原理については、第 2 章で詳しく述べる。

天体の撮像観測のためには、検出器をアレイ化する必要がある。「あかり」を除く従来の赤外線天文衛星 (IRAS、COBE、IRTS、ISO、Spitzer、Herschel) には、図 1.4 に示したようなアレイ検出器が用いられてきた。このような従来型の検出器においては、アレイが別々の Ge:Ga 素子から構成されており、それぞれの素子が読み出し回路に配線されている。Ge:Ga 素子はそれぞれキャビティー内部に入れられ、効率的に入射光を吸収できるようになっている。図 1.5 に IRAS に搭載された Ge:Ga アレイ検出器の模式図を示した¹¹⁾。

このような構造の Ge:Ga アレイ検出器は、大規模化が困難であるという問題点があった。そこで我々は、「あかり」にも搭載されたハイブリッド型モノリシックアレイ構造の検出器を採用した。次節からは、「あかり」に搭載された Ge:Ga モノリシックアレイ検出器について、その構造と利点、大規模化へ向けて改善すべき点を述べる。

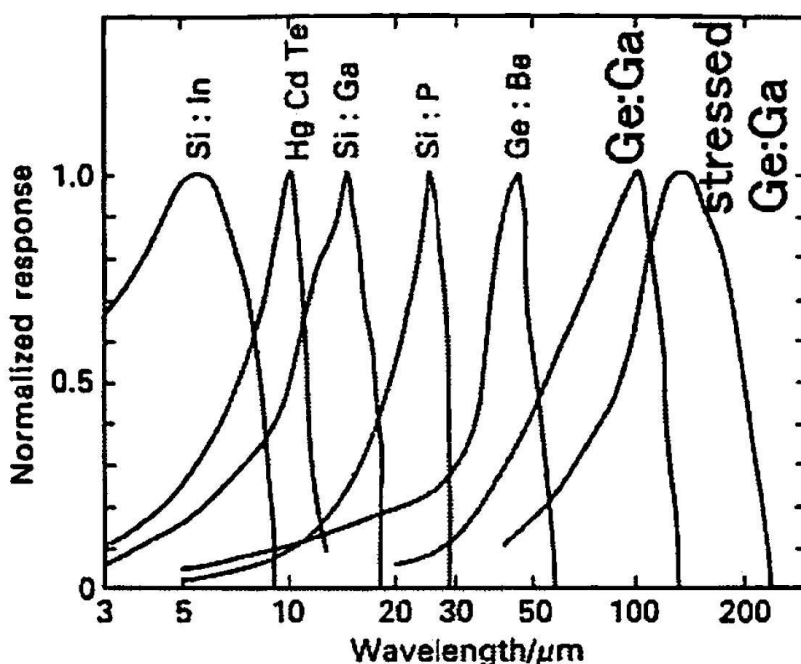


図 1.3: 外因性半導体の波長感度特性¹⁰⁾

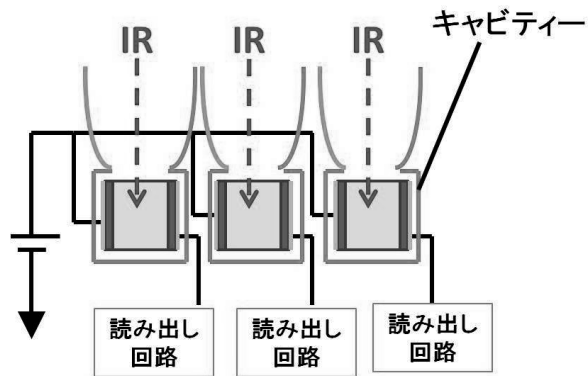


図 1.4: 従来の Ge:Ga アレイ検出器

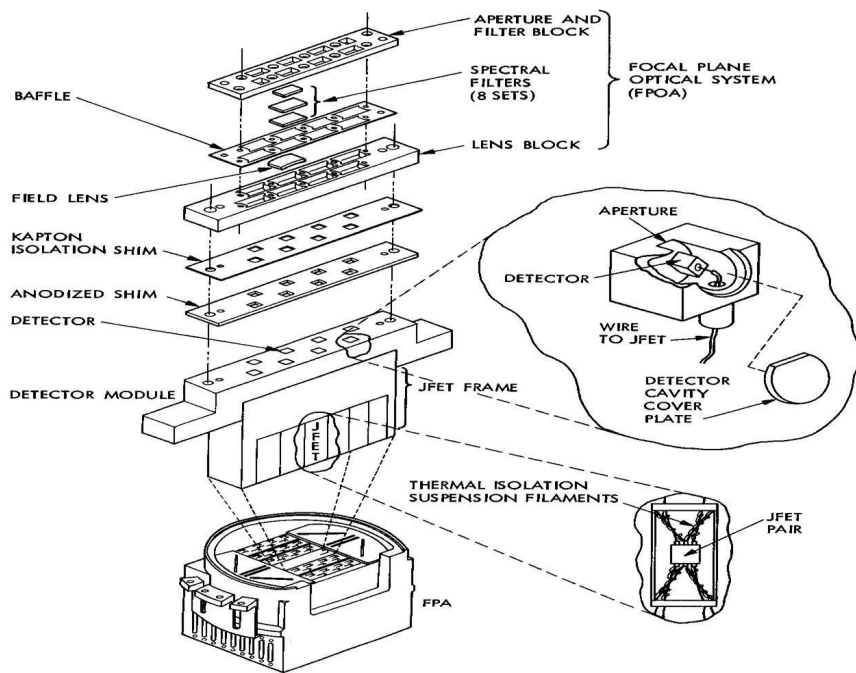


図 1.5: IRAS 搭載 Ge:Ga アレイ検出器¹¹⁾

1.3 「あかり」 FIS 搭載 Ge:Ga モノリシックアレイ検出器



図 1.6: 赤外線天文衛星「あかり」

「あかり」は 2006 年に打ち上げられた日本初の本格的な赤外線天文衛星である⁸⁾。液体ヘリウムが消失するまでのおよそ 1 年半の期間、「あかり」は遠赤外線サーベイヤー (FIS: Far Infrared Surveyor) によって全天サーベイを行った¹²⁾。2010 年には、近中間赤外線カメラ (IRC: Infrared Camera)¹³⁾ の観測データと合わせて、全天の 96%以上をカバーするカタログが公開された。このカタログは 1980 年代に公開された IRAS のカタログに比べて 5 倍もの規模となっており、今後の天文学の発展に大きな役割を果たすと予想される。

FIS は、波長 50–180 μm に 4 つの測光バンド (65、90、140、160 μm) を持ち、望遠鏡で天空を掃くことにより、測光撮像観測を行った。また光学系を切り替えることによってフーリエ分光による分光観測を撮像と同時に行うことができた。

FIS には、2 種類の Ge:Ga 検出器が搭載されていた。短波長側 (50–110 μm) の検出器 (SW) は世界初のハイブリッド型 Ge:Ga モノリシックアレイ検出器である。長波長側 (110–180 μm) の検出器 (LW) は、Ge:Ga 素子に非常に強い圧力をかけて、有効波長域を長波長側にシフトさせた圧縮型 Ge:Ga 素子検出器である。SW と LW、それぞれの検出器の波長感度特性を図 1.8 に示す¹⁴⁾。また、図 1.9 に、実際に衛星に搭載された SW 検出器 (3×20 ピクセル) の写真を示す¹⁴⁾。

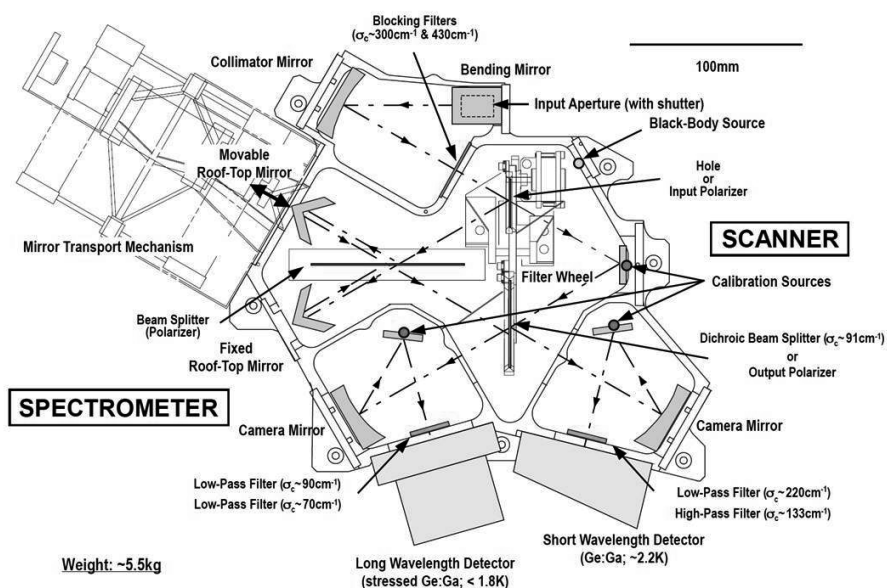


図 1.7: 「あかり」搭載遠赤外サーベイヤー (FIS: Far Infrared Surveyor)¹²⁾

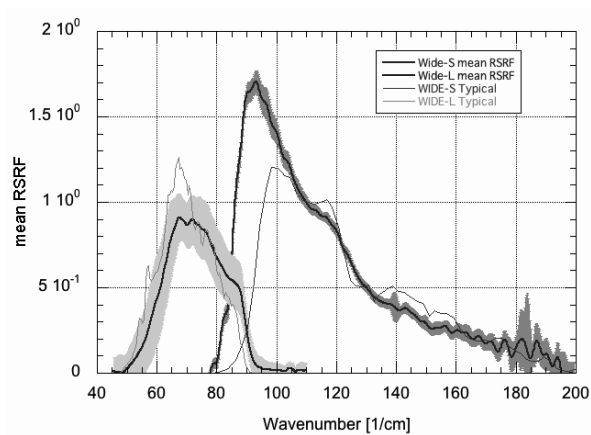


図 1.8: 「あかり」 FIS-SW、LW の波長感度特性¹⁴⁾

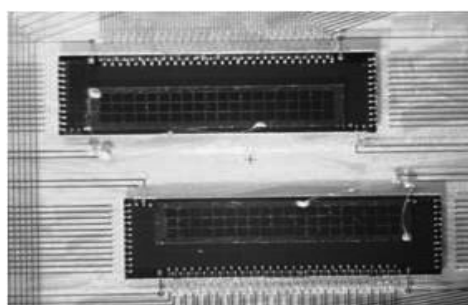


図 1.9: 「あかり」 FIS に搭載されたモノリシックアレイ検出器¹⁴⁾

1.4 Ge:Gaモノリシックアレイ検出器の構造

1.4.1 FIS-SW 検出器

本節では、FIS-SW 検出器の構造を簡単に示す。SW 検出器は、モノリシック Ge:Ga アレイと、Si 基板上に構成された極低温読み出し回路 CRE (Cryogenic Readout Electronics) を、インジウムにより直接接合した構造を持つ¹⁵⁾。このようなハイブリッド型アレイ検出器は、遠赤外域では世界で初めてのものであった。図 1.10 に SW 検出器を側面から見た図を示す。

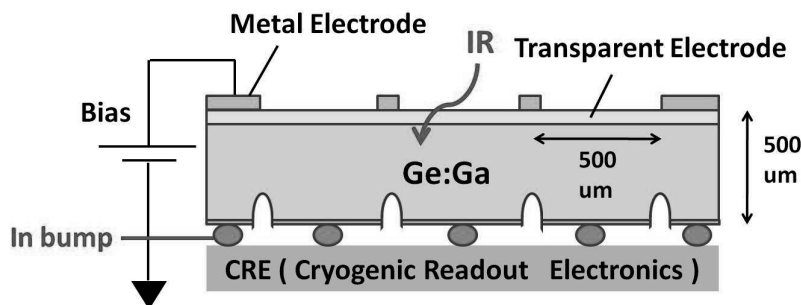


図 1.10: Ge:Ga モノリシックアレイ検出器の構造¹⁵⁾

1.4.2 Ge:Gaモノリシックアレイ

Ge:Ga モノリシックアレイ検出器は Ge:Ga 内のホール遷移を利用して光を検出する。Ge:Ga アレイは厚さが 500 μm の一枚のウエハーから作られており、ピクセルの分離は、ウエハーの裏面に、格子状の溝を掘ることにより行う。溝の幅は 50 μm 、深さは 30 μm で、各々のピクセルは 1 辺の長さが 500 μm の正方形である。

1.4.3 電極構造

2次元アレイ構造を実現するためには、アレイ内の全ピクセルに様に電場をかけなければならない。また、電場の方向は、光の入射面に対し垂直でなければならない。よって、検出器表面には、光を透過し、かつ電極としての役割を果たす透明電極を形成する必要がある。

透明電極は、 B^+ イオンを電場加速させ、Ge:Ga アレイの光入射面に打ち込むことにより形成する。その打ち込みフラックスは 5×10^{13} ions/cm²@40 keV である¹⁵⁾。さらにアニーリング後、ピクセル分離用の溝に沿って、検出器表面に格子状に金属電極 (Cr:50 nm/Au:500 nm) を蒸着する。表面に打ち込んだ B^+ イオンは、金電極と Ge:Ga アレイとの間のショットキー障壁を薄くし、オーミック接触をとる役割も果たす。

また Ge:Ga アレイの裏面にも同様に、 B^+ 打ち込みと金属蒸着によって電極を形成する。裏面は透明である必要はないため、より高密度、高エネルギーで B^+ を打ち込み、オーミック接触を確実にする。 B^+ 打ち込みは 2 段階で行い、その打ち込みフラックスは 1×10^{14} ions/cm²@40 keV、 2×10^{14} ions/cm²@60 keV である¹⁵⁾。

1.4.4 ハイブリッド接合

Ge 基板と Si 基板の熱収縮率は異なるため、常温で接合して 2 K まで冷却した場合、接合部分にはストレスがかかる。この力は、アレイが大規模になるほど大きくなる。よってこのストレスに耐えるため、モノリシック Ge:Ga アレイと読み出し回路の Si 基板の接合部には、柔軟性を持つインジウムを用いた。

1.4.5 ハイブリッド型モノリシックアレイ構造の利点

モノリシックアレイ構造の利点は、アレイの一様性が良く、大規模化（多素子化）が比較的容易なことである。モノリシックアレイ構造を取る場合、全ピクセルは同じ一枚の Ge:Ga ウエハーから構成されているため、アクセプタ濃度、不純物濃度等の素子によるばらつきが少ない。またハイブリッド接合により、Ge:Ga 素子と読み出し回路との間をつなぐ配線が不要となるため、コンパクトに大規模アレイを実現できる。さらに、両者を高インピーダンスの導線をつなぐ場合に比べ、接合部分で乗るノイズを非常に小さく抑えることができる。よってハイブリッド型モノリシックアレイ構造は、大規模化に適していると言える。

一方、「あかり」を除く過去の赤外線天文衛星に用いられている Ge:Ga アレイ検出器は、別々に分かれた Ge:Ga 素子を並べたものである。このような構造を取る場合、アレイの一様性を確保するためには、個々の Ge:Ga 素子の性能をそろえる必要がある。また、この場合には読み出し回路とそれぞれの素子とを、インピーダンスの高い配線をつなぐ必要がある。大規模なアレイを製作する際には、配線が複雑になり、配線部分で乗るノイズも大きくなる。

1.5 次世代赤外線天文衛星 SPICA と検出器に対する要求

将来のスペース赤外線天文学のためには、大規模かつ高感度の検出器が必要となる。ここでは、2018 年打ち上げを予定している次世代赤外線天文衛星「SPICA (Space Infrared Telescope of Cosmology and Astrophysics)」を例に挙げ¹⁶⁾、検出器に対する要求を具体的に示す。

SPICA は、JAXA と ESA が共同で進める国際協力ミッションである。SPICA は 3 m クラスの大口径を持つ大型宇宙望遠鏡で、赤外線天文衛星「あかり」による全天サーベイの成果を基礎に、天文学の各課題の解明を目指す。SPICA では、望遠鏡自身からの熱放射を抑えるため、冷凍機を用いて望遠鏡全体を 6 K 以下に冷却する。3 m の大口径と冷却システムにより、かつてない高空間分解能、高感度の観測が可能となる。「あかり」の口径は 68.5 cm であったのに対し、SPICA の口径は 3 m である。よって達成可能な空間分解能は、「あかり」のおよそ 4 倍となる。

表 1.1 に「あかり」FIS に搭載された SW 検出器の仕様と、SPICA の遠赤外線検出器に対する要求をまとめた。視野角の拡大に伴い検出器のアレイサイズの拡大が必要となる。FIS-SW のアレイサイズは 3×20 ピクセルであったのに対し、SPICA 検出器に要求されるアレイサイズは 64×64 ピクセルである。また、検出器の感度にも大幅な向上が求められる。「あかり」FIS-SW の検出器は NEP (Noise Equivalent Power) が $1 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ であったが、SPICA 検出器では $1 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下の NEP を達成せねばならない。

表 1.1: 「あかり」 FIS-SW 検出器の仕様¹²⁾ と SPICA 搭載用の遠赤外線検出器に対する要求

	AKARI FIS-SW 仕様	SPICA 検出器要求
検出器温度	~2 K	~2 K
視野角	1.5'×10'	2'×2'
空間分解能 (回折限界)	25.8" @100 μ m	6.88" @100 μ m
アレイフォーマット	3 × 20	64 × 64
ピクセルサイズ	26.8"	1.9"
検出器感度 NEP(W/ \sqrt Hz)	1×10^{-17}	$< 1 \times 10^{-18}$

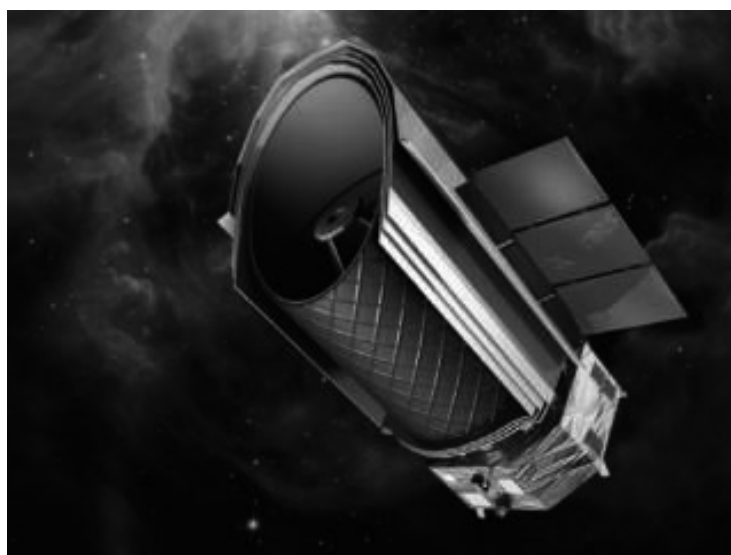


図 1.11: 次世代赤外線天文衛星「SPICA」

1.6 「あかり」検出器からの改善点と新規開発項目

我々の目標は、前節で挙げたような、大規模かつ高感度のモノリシックアレイ検出器を開発することである。我々は、「あかり」FISに搭載されたGe:Gaモノリシックアレイ検出器を改良し、大規模化、高感度化を目指している。大規模2次元アレイの開発のために、本論文では特に、(1)透明電極の最適化と、(2)反射防止膜の形成の研究に取り組んだ。本節では、FIS-SW検出器で認識された問題点を示し、これらの研究の必要性について述べる。

1.6.1 FIS 検出器の問題点

干渉フリンジ

我々が開発しているようなGe:Ga検出器では、検出器表面と裏面で光が繰り返し反射を繰り返すことによって互いに光が干渉し合い、波長感度特性に干渉フリンジが発生する(図1.12)。「あかり」FISはフーリエ分光器を搭載しており、撮像と同時に分光観測を行うことができるが、分光器として検出器を使用する場合にはこれらの干渉フリンジの影響が非常に大きく、精度の高い分光観測は困難であった。図1.13に、FISのフーリエ分光器で得られた40K黒体光源のスペクトルを示す¹⁷⁾。

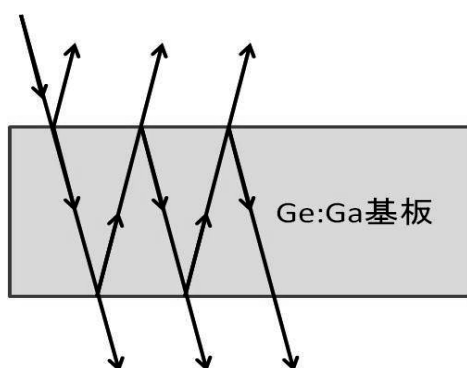


図 1.12: Ge:Ga 基板内での光の多重反射

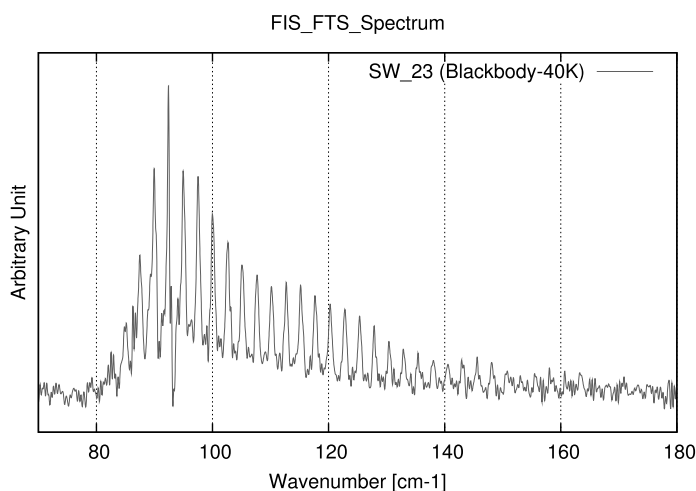


図 1.13: FIS-SW の波長感度特性 (40 K 黒体光源のスペクトル)¹⁷⁾

クロストーク

FISの検出器では、明るい点源を観測した際に像が実際よりも広がる、クロストークと呼ばれる現象が起きた¹²⁾。このクロストークの原因として、電気的な要因と光学的な要因が考えられる。電気的なクロストークは、検出器がモノリシックアレイ構造をしているため、あるピクセルで発生

したキャリアが、隣り合うピクセルから読みだされることにより起こる。光学的なクロストークは、入射光の反射や回折により、本来とは別の経路で光が検出器に入射することにより起きる。

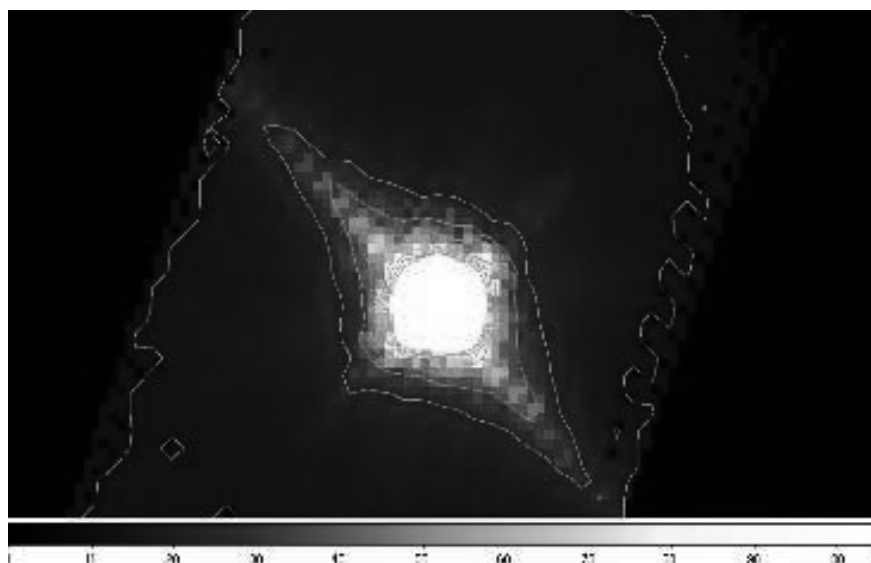


図 1.14: 明るい点源を見たときに発生するクロストーク (FIS-SW)¹²⁾

1.6.2 新規開発項目とプロトモデル検出器

我々は、大規模アレイのプロトモデルとして、5×5 素子検出器を製作した。プロトモデル検出器には、「あかり」FIS 検出器からの新規開発項目を全て盛り込んでいる。我々は、これらの開発の有用性について、プロトモデル検出器の性能評価を通して検証し、大規模アレイの開発基盤を作り上げることを目標としている。「あかり」FIS 検出器からの、主な新規開発項目は以下の4点である。本論文で取り扱うのは、(1) 電極構造の最適化、(2) 干渉フリンジを抑えるための反射防止膜コーティング、の2点である。

(1) 透明電極濃度の最適化

大規模な2次元アレイ構造を実現するため、モノリシックアレイ検出器の表面には、 B^+ イオン打ち込みにより透明電極が形成されている。透明電極層の B^+ イオン打ち込み量を最適化することは、検出器の大規模化、高感度化を目指す上で非常に重要である。我々は、 B^+ 打ち込み量の異なるプロトモデル検出器を製作し、それらを系統的に評価することにより、透明電極濃度の最適化を図った。

透明電極層の B 濃度により、検出器感度やアレイ内の感度の一様性は変化する可能性がある。透明電極層の自由キャリアの密度は、 B^+ 打ち込み量を増やすに従い大きくなる。これによりアレイ表面の導電性が増し、アレイ内の感度の一様性は良くなると考えられる。また、FIS-SW 検出器の場合には、透明電極層の B が感度の上昇に寄与していた可能性が示唆されている¹⁸⁾。一方で、自

由キャリア密度の増加に伴い、透明電極層における光の吸収率、反射率が大きくなるという問題がある。透明電極層での光の吸収や反射は、Ge:Ga ウエハー内部に入る光の量を減らすため、感度の低下につながる。

また、金属電極を含めた電極構造にも最適化が必要である。FIS-SW 検出器では、検出器表面に格子状に金属電極が施されていたが、プロトモデル検出器ではアレイの周辺部のみに金属電極の蒸着を行った。これは、FIS-SW 検出器において、格子状の金属電極部分での光の回折が、クロストークの原因となっていた可能性があり、この影響を回避するためである。この場合、各々のピクセルと金属電極との距離が異なるため、アレイ内の感度の一様性が低下する可能性がある。よって従来の B⁺ 打ち込み量で、アレイ内の感度の一様性を確保できるかどうかは、実験的に検証する必要がある。この点からも、透明電極層の B 濃度の最適化が求められる。

(2) 干渉フリンジを抑えるための反射防止膜コーティング

分光観測に 2 次元 Ge:Ga 検出器を使用するため、フリンジはなるべく小さく抑えることが望ましい。我々はフリンジの影響を低減するため、検出器表面に SiO₂ を用いた反射防止膜を施した。検出器表面での反射を抑えることは、フリンジ低減のみでなく、感度上昇やクロストーク量の減少にもつながる。反射防止の原理とその効果については、第 6 章で詳細に述べる。

(3) 読み出しノイズの小さい CRE の採用

あかり検出器では、検出限界が CRE の読み出しノイズによって制限されていた¹⁹⁾。よって読み出しノイズの低減は、検出器性能の向上に直接つながる。我々は、現存する中では読み出しノイズの最も小さい IMEC 製の CRE を採用し、ノイズ低減を図った。この CRE は ESA の Herschel 衛星に搭載された実績がある²⁰⁾。

(4) 新バンプ技術による Ge:Ga 素子と CRE の接合

検出器の大規模化に伴い、Ge:Ga 素子と読み出し回路とのバンプ接合の部分にかかるストレスは大きくなる。このため、このストレスに耐えることのできる、より信頼度の高いバンプ技術が必要となる。我々は三菱重工業（株）と協力し、金とインジウムを用いた新しいバンプ技術で、プロトモデル検出器を製作した。

1.7 本研究の目的

本研究の目的は、プロトモデル検出器の性能評価を通して、大規模アレイの開発基盤を作り上げることである。本論文では、前節で示した開発項目のうち、主に、(1) 透明電極濃度の最適化、(2) 干渉フリンジを抑えるための反射防止膜コーティング、の2点を取り扱う。透明電極濃度の最適化については第5章で、反射防止膜の効果については第6章で、詳細に述べる。

これらの議論を行うために、第2章において、プロトモデル検出器の基本的な構造と、検出原理について述べる。次に、第3章において、プロトモデル検出器の性能評価のための、実験セットアップについて説明する。その後、第4章で、実験から得られたプロトモデル検出器の基本的な特性を述べる。

第2章 Ge:Gaモノリシックアレイ検出器

2.1 概要

本章では、Ge:Gaモノリシックアレイ検出器による遠赤外線検出原理と、5×5素子プロトモデル検出器の詳しい構造を述べる。我々の開発しているGe:Gaモノリシックアレイ検出器は、Ge:Ga光伝導素子と、Si基板上に構成された極低温読み出し回路CRE（Cryogenic Readout Electronics）を金とインジウムにより直接接合した構造を持つ。この構造により、Ge:Ga素子と読み出し回路との間の距離を最小にすることができ、高インピーダンスの線で両者をつなぐ必要が無い。また、これらの配線が必要ないため、アレイの大規模化が容易である。

2.2 Ge:Ga光伝導素子

表 2.1: Ge:Ga素子の各パラメータ¹⁵⁾

ドーパント	Ga
半導体の種類	p型外因性半導体
アクセプタ濃度	2×10^{14} atoms/cm ³
ドナー濃度	$< 10^{12}$ atoms/cm ³
ホールイオン化エネルギー (理論値)	10.8 meV
バンドギャップ	0.66 eV
有効波長	50–110 μ m

プロトモデル検出器に使用したGe:Ga光伝導素子は、Geに微量のGa（ 2.0×10^{14} atoms/cm³）をドーピングしたp型外因性半導体である。我々は、半導体内部のホール遷移を利用し、遠赤外線を検出する。本検出器に用いられているGe:Ga素子の基本的なパラメータを表2.1に示す。

まず、Ge結晶の電気的な性質を述べる。図2.1に、Ge結晶中の電子のエネルギーバンド構造を示す²¹⁾。最も上のバンドを伝導帯、最も下のバンドを価電子帯と呼び、これらの間のエネルギー差をバンドギャップエネルギーと呼ぶ。Ge結晶のバンドギャップエネルギーはおよそ0.66 eVである。価電子帯中の電子（および伝導帯中のホール）はGe原子に束縛されているが、伝導帯中の電子（および価電子帯中のホール）は自由に結晶中を動くことができる。フェルミ準位は伝導帯と価電子帯の間に位置するため、絶対零度においては、結晶中の電子はすべて価電子帯に存在する。よって、Ge結晶は絶対零度において絶縁体である。しかし、電子が熱エネルギーもしくは光エネ

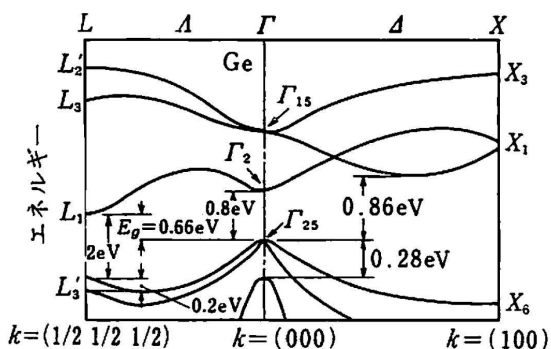


図 2.1: Ge のエネルギーバンド図²¹⁾

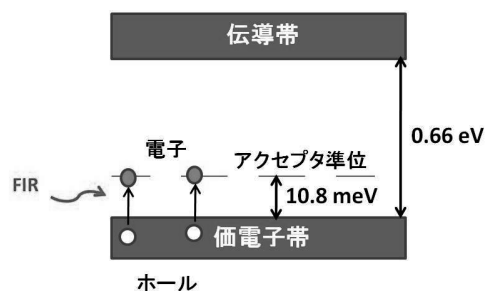


図 2.2: Ge:Ga エネルギーバンド構造の模式図

ルギーを受け取って、価電子帯から伝導帯に励起されると、伝導帯に自由電子が、価電子帯に自由正孔が生まれる。この状態で Ge 結晶に電界をかけると、これらのキャリアが運動エネルギーを持ってドリフトしながら移動し、電流が流れる。

Ge 結晶に Ga を微量ドーピングすると p 型半導体となり、図 2.2 に示したように、価電子帯と伝導帯の間にアクセプター準位が生じる。アクセプター準位中のホールは、バンドギャップに比べて比較的低いエネルギーで価電子帯へ励起され、自由正孔となる（ホールのイオン化）。Ge:Ga の場合、ホールのイオン化エネルギーは、水素モデル近似により 10.8 meV と計算されている²²⁾。

Ge:Ga 素子中のホールのイオン化エネルギーは、光の波長に換算するとおよそ 110 μm である。よって、波長が 110 μm よりも短い光子が Ge:Ga 結晶に入射すると、光子のエネルギーを受け取ってホールが価電子帯に励起され、キャリアとなる。我々は、Ge:Ga 素子に電場をかけてこれらの光励起キャリアを電流として読み出すことにより、光を検出する。

しかし光子の吸収は、上に述べたような過程の他、結晶の格子振動によっても起こる。50 μm より短い波長の光に対しては、Ge 結晶の格子振動による光の吸収が支配的となるため、光励起によるキャリアは生成されない。よって Ge:Ga 結晶は、50 μm より短い波長の光に対して感度を持たない。このため、Ge:Ga 光伝導素子が感度を持つ有効波長は、およそ 50–110 μm である。

またホールは、光励起とは別に、熱エネルギーによっても価電子帯へと励起されキャリアとして働く。このような熱励起キャリアに起因する電流を、光電流と対比して暗電流と呼ぶ。常温では暗電流が支配的となるため、Ge:Ga 素子を光検出器として使用することは困難である。また、暗電流は 4.4 で述べるダークカレントノイズの原因となるため、小さく抑えることが望ましい。よって、検出器は低温に保つ必要がある。本研究における感度測定は、液体ヘリウム減圧により、検出器をおよそ 2 K に冷却して行った。

2.3 極低温読み出し回路 (CRE)

前節で述べたように、熱励起キャリアによる暗電流を抑えるため、Ge:Ga 素子は極低温に保つ必要がある。ハイブリッド型モノリシックアレイ検出器は、Ge:Ga 素子と読み出し回路とを直接接合した構造を持つ。よって、Ge:Ga 素子で発生した電流を読み出すための回路も、同様に極低温下で正常に動作するものでなければならない。極低温下で用いられる読み出し回路を、極低温読み出し回路 (CRE: Cryogenic Readout Electronics) と呼ぶ。

本研究で使用した読み出し回路は、2 K 以下の極低温で動作する P-MOSFET を用いた構成で、図 2.3 に示したような CTIA (Capacitive Trans-Impedance Amplifier) 方式を取っている。CTIA 方式では、Ge:Ga 素子から流れ込む電荷をフィードバックコンデンサに蓄え、この両端の電圧を読み出す。したがって出力される信号は、図 2.4 に示したような積分波形となる。Ge:Ga 素子に流れる電流値 I は、積分直線の勾配から、

$$I = C_I \frac{dV}{dt} \quad (2.1)$$

と求められる。積分を続けるとアンプ出力が飽和してしまうため、フィードバックコンデンサと並列に接続された FET スイッチによってリセットをかける。CTIA 方式では長時間の積分によってシグナルノイズ比 (S/N 比) を大きくすることが可能であり、微弱な信号も読み出すことができる。

入射光量と流れる電流値との関係があらかじめ分かっているならば、流れた電流値から Ge:Ga 素子に入射した光強度を求めることができる。このようにして光強度の検出が可能となる。

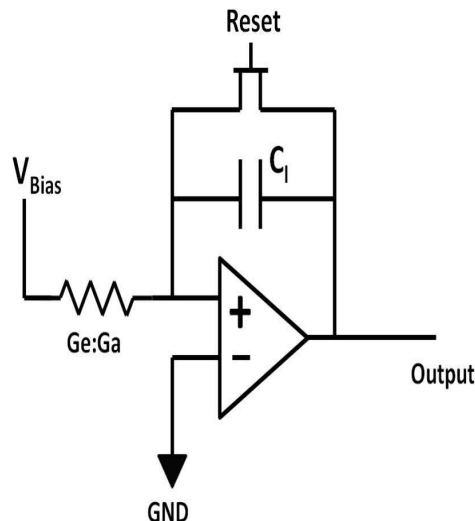


図 2.3: Capacitive Trans-Impedance Amplifier (CTIA)

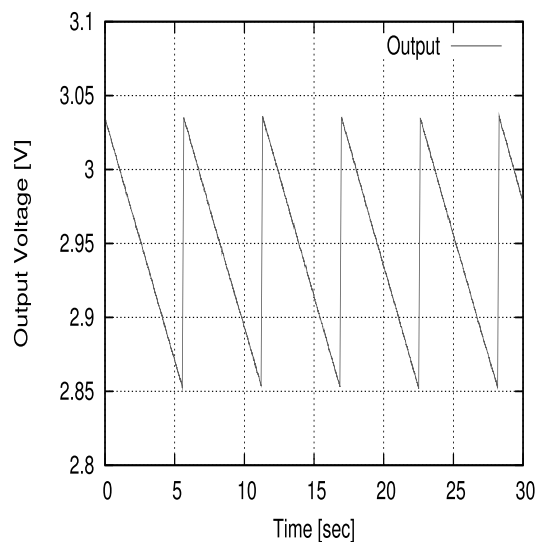


図 2.4: CTIA からの出力信号

2.4 5×5 素子プロトモデル検出器

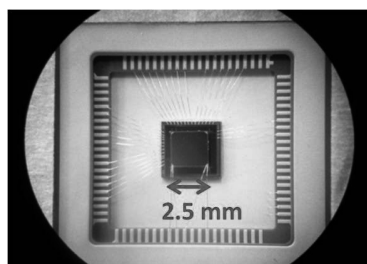


図 2.5: 5×5 プロトモデル検出器の写真

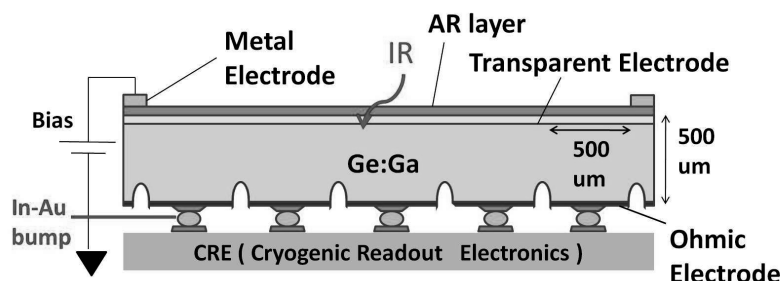


図 2.6: 5×5 プロトモデル検出器の構造

本節では、大規模アレイのプロトモデルとして製作した、5×5 素子検出器の構造を説明をする。プロトモデル検出器は FIS-SW と同様に、モノリシック Ge:Ga アレイと、Si 基板上に構成された極低温読み出し回路を、直接接合した構造を持つ。図 2.5 はプロトモデル検出器を光の入射方向から見た写真である。また、図 2.6 にプロトモデル検出器を側面から見た模式図を示す。表 2.2 に、プロトモデル検出器の製造条件をまとめた。参考のため、FIS-SW 検出器の製造条件も示した。

サンプル# 5-7F、# 1-5C、# 4-7G、AR は、NTT アドバンステクノロジー（株）にて裏面の加工と B⁺ イオン打ち込みをしたサンプルである。また比較のため、浜松ホトニクス（株）にて加工したサンプル（サンプル名：HPK）も用意し、性能を比較した。

2.4.1 Ge:Ga モノリシックアレイ

「あかり」FIS-SW 検出器と同様に、Ge:Ga アレイは、厚さが 500 μm の一枚のウエハーから作られている。ピクセルの分離は、ウエハーの裏面に、格子状の溝を掘ることにより行った。溝の深さは 50 μm、幅は 50 μm で、各々のピクセルは 1 辺の長さが 500 μm の正方形である。電気的なクロストークを抑えるため、溝の深さを FIS-SW 検出器の場合（30 μm）よりも大きくした。プロトモデル検出器に用いた Ge:Ga 素子は、全て同じ一枚のウエハーから切り出しており、Ga ドープ量は 2×10^{14} atoms/cm³ である。

2.4.2 電極構造

透明電極

2次元アレイ構造を実現するためには、アレイ内の全ピクセルに一様に電場をかけなければならない。また、電場の方向は、光の入射面に対し垂直でなければならない。よって検出器表面には、光を透過し、かつ電極としての役割を持つ透明電極を形成する必要がある。

透明電極を形成するためには、Ge:Ga 素子の表面にアクセプタもしくはドナーを高濃度にドーピングし、アレイ表面を金属化させる。透明電極形成にあたっては、以下の3点の要求を満たす必要がある。

- (1) 表面の導電性が十分高いこと。
- (2) 透明電極層の自由キャリア吸収が最小限に抑えられること。
- (3) 金属電極と検出器表面との接触抵抗が十分小さいこと。

(1)、(3)の要求を満たすためには、透明電極層のドーピング量を増やす必要があるのに対し、(2)の要求を満たすためにはドーピング量を抑えなければならない。最適な透明電極の濃度については理論的な検証は難しく、実験的に確かめる必要がある。以下、これらの要求について詳しく説明する

電場を一様にかけるためには、Ge:Ga 素子の抵抗値 (10 TΩ 程度) に比べて、表面抵抗を十分小さくする必要がある。透明電極形成にあたっては、高濃度の不純物ドーピングによる結晶の金属化を利用し、高い導電性を得る。外因性半導体の金属化は、ある濃度を越えたところで急激におこるため、モット転移と呼ばれる²³⁾。その転移濃度は、p型Geの場合 1×10^{18} atoms/cm³ 程度である²⁴⁾。つまり、表面の導電性を得るためには、検出器表面に 1×10^{18} atoms/cm³ を超える層を作ることが必要である。モット転移については、第5章で詳しく述べる。表面のアクセプタ濃度もしくはドナー濃度を高くするほど、自由キャリア密度も大きくなり、導電率は高くなる。

しかし、表面の不純物濃度が高い場合には、金属化した透明電極層の自由キャリアの光吸収によって検出器感度が低下する。これは、金属層の自由キャリアが入射光を吸収し、Ge:Ga層に入射する光量を制限するためである。自由キャリアによる入射光の吸収量は、透明電極層の濃度の増加に従い大きくなる。また、金属化した層が厚くなるほど、自由キャリアによる吸収量も増える。

また、検出器表面と金属電極との間で良好なオーミックコンタクトを得るためには、両者の接触抵抗を十分小さくする必要がある。Ge:Gaのような半導体と、金属を接触させた場合には、ショットキー障壁と呼ばれるポテンシャル壁が生じ、これが接触抵抗の原因となる²⁵⁾。障壁の幅は不純物の濃度を上げるに従い小さくなり、濃度を 10^{18} atoms/cm³ 程度まで上げると、トンネル効果によりキャリアが障壁を透過するようになる。ショットキー障壁を透過するトンネル電流についても、第5章で詳しく計算する。

サンプルの電極形成

透明電極を形成するため、我々はB⁺イオンを検出器表面に打ち込んだ。B濃度の最適化のため、我々は3通りのB⁺イオン打ち込み条件でサンプルを製作した(サンプル名:# 1-5C、# 4-7G、# 5-7F)。サンプル# 1-5Cに打ち込んだB⁺イオンの打ち込みフラックスは 5×10^{13} ions/cm²@40 keV であり、「あかり」FIS-SWの検出器と同じである。# 4-7Gにはこの2倍 (1×10^{14} ions/cm²@40 keV)、# 4-7Fにはこの1/2.5倍 (2×10^{13} ions/cm²@40 keV)の強度でB⁺イオンを打ち込んだ。

でいる。320 °C で1時間アニーリングを行った後、アレイ周辺部に金属電極 (Cr:50 nm/Au:500 nm) を蒸着している。金属電極と透明電極の両方により、アレイ内に一様に電圧をかけることができる。表面に打ち込んだ B⁺ イオンは、金電極と Ge:Ga アレイとの間のショットキー障壁を薄くし、オーミック接触をとる役割も果たす。

Ge:Ga アレイの裏面にも表面と同様に B⁺ イオンを打ち込み、アニーリングの後金属電極を蒸着した。裏面への B⁺ イオンの打ち込みは 1×10^{14} @40 keV、 1×10^{14} ions/cm²@60 keV と、2段階で行っている。裏面は透明である必要はないため、高密度、高エネルギーで B⁺ を打ち込み、オーミック接触をより確実にしている。

FIS-SW では、検出器表面には格子状に金属電極が施されていたが、プロトモデル検出器では周辺部のみに電極の蒸着を行った。これは、FIS-SW で、格子状の電極部分での光の回折が、像のにじみの原因となっていた可能性があり、この影響を回避するためである。このため、プロトモデル検出器と FIS-SW 検出器では電極の構造が異なるため、透明電極の B 濃度が従来のみで良いかどうかは、確認する必要がある。この点からも、透明電極の B 濃度の最適化が求められる。

2.4.3 反射防止膜

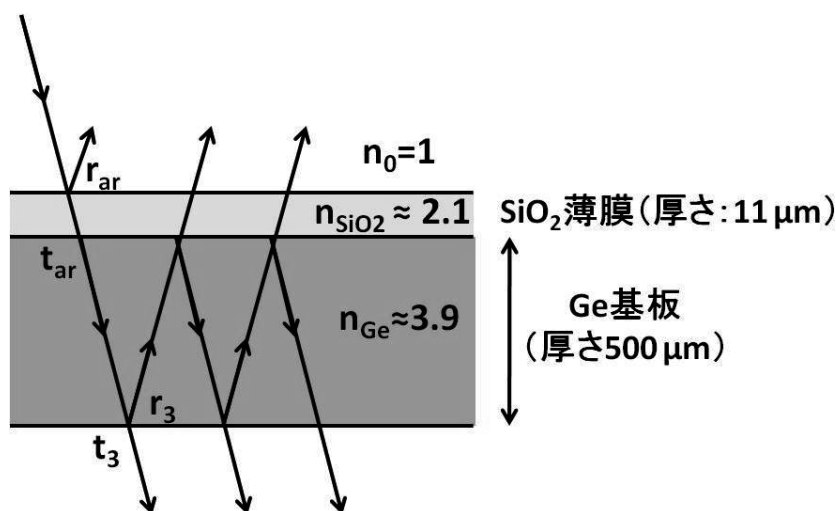


図 2.7: 反射防止膜の原理

第1章で述べたように、Ge:Ga アレイ検出器では、検出器表面と裏面で光が繰り返し反射を繰り返すことによって、波長感度特性に干渉フリッジが発生する。我々は、反射防止膜によるコーティングにより、干渉フリッジを低減することを考えている。

Ge:Ga 基板の吸収率、反射率、屈折率は、波数 k の変化に対して周期的に変化する。Ge の屈折率は $n_{Ge} \sim 3.9$ であり、厚み $d_{Ge} = 500 \text{ } \mu\text{m}$ の基盤においては、 $1/2nd \sim 2.6 \text{ } [\text{cm}^{-1}]$ の幅のフリッジが発生する。

Ge 基板上に屈折率 n 、厚み d の薄膜をコーティングすると、

$$n^2 = n_0 n_{Ge} \quad (2.2)$$

$$k = \frac{1}{4nd} \quad (2.3)$$

を満たす場合に干渉フリンジの振幅は 0 となる (第 6 章を参照)。 n_0 は真空の屈折率である。したがって $n_0 = 1$ とすると、薄膜の屈折率が $n = \sqrt{n_{\text{Ge}}} \sim 2$ の場合に、波数 $k = 1/4nd$ (波長 $\lambda = 8nd$) でフリンジを消すことができる。我々は、屈折率が 2.1 である SiO_2 を、Ge:Ga 基板上に $11 \mu\text{m}$ 蒸着し、Ge:Ga の感度がピークを持つ $110 \mu\text{m}$ でフリンジの振幅が最小となるようにした。

またフリンジが低減される波長域においては、反射防止膜を施さない場合に比べて反射率が下がるため、量子効率が上昇する。Ge 基板のみの平均の反射率は 0.52 であるのに対し、反射防止膜を施した場合、フリンジ振幅が最も小さくなる波長において反射率は 0.35 に下がる。よってこの波長において、30%程度の量子効率の上昇が見込まれる。反射防止膜による量子効率の上昇効果の詳細については、第 6 章で議論する。

ただし、反射防止膜の蒸着時には、ウエハの温度が $200 \text{ }^\circ\text{C}$ 以上になり、蒸着は 5 時間程度に及ぶため、検出器の性能が変化する懸念がある。我々は反射防止膜をコーティングしたプロトモデル検出器 (サンプル名: AR) の性能を評価することで、蒸着による悪影響の有無を調べた。

2.4.4 プロトモデル用極低温読み出し回路

本検出器には、IMEC 社製の極低温読み出し回路を使用した。CRE の回路図を図 2.8 に示す。また、読み出しノイズのスペクトルを図 2.9 に示す²⁰⁾。

「あかり」FIS-SW の場合、読み出し回路の FET ノイズはおおよそ $10 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}@1\text{Hz}$ であり、検出器の性能を制限していた¹⁹⁾。今回われわれが使用した CRE の読み出しのノイズは、 $1 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}@1\text{Hz}$ 、 $100 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}@30\text{Hz}$ 以下であり、FIS-SW の読み出しノイズに比べて小さい。よって、検出器の性能が大幅に向上することが期待できる。

チャンネルの切り替えは、マルチプレクサによって行われ、25 ピクセル分の信号が一本の出力ラインから順に読みだされる。切り替えのタイミングは、外部から入力したクロックパルスによってコントロールされる。また、出力が飽和した際のリセットも、外部から入力するタイミングパルスによって行っている。

2.4.5 In-Au スタッドによる接合

常温で接合して 2 K まで冷却した場合、Ge 基板とシリコン基板の熱収縮率は異なるため、接合部分にはストレスがかかる。この力は、アレイが大規模になるほど大きくなる。よって Ge:Ga 素子の Si 基板上の CRE を柔軟性のない金属で接合した場合、このストレスに耐えられずに接合が外れてしまう恐れがある。これを回避するため、モノリシック Ge:Ga アレイと読み出し回路の Si 基板の接合には、低温でも弾性を失わずにストレスを吸収する材料や構造を用いるべきである。

「あかり」FIS では、低温でも弾性のあるインジウムのボール ($200 \mu\text{m}$ 径) を、手作業により各ピクセルに置いてバンピングを行った。しかし、大規模素子のアレイには、機械作業による工程で接合を行うことが必要となる。そのため今回は、金電極との接合力の強い金スタッドをワイヤボンダーで作成したものに、インジウムを浸して付けた In-Au のハイブリッド構造とした。金スタッ

ドの高さ幅比が大きいときには、熱変形ストレスを吸収することができる。インジウムはその補助的役割を果たす。

表 2.2: プロトモデル検出器と FIS-SW の製造条件

	プロトモデル検出器	FIS-SW
アレイフォーマット	5×5 pixels	3×20 pixels
ピクセルサイズ	500 μm	500 μm
ウエハー厚さ	500 μm	500 μm
裏面エッチング幅	50 μm	50 μm
裏面エッチング深さ	50 μm	30 μm
金属電極	Cr/Au(50 nm/500 nm)	Cr/Au(50 nm/500 nm)
表面の金属電極形状	アレイ周辺のみ	格子状
表面 B ⁺ 打ち込み Flux[ions/cm ²]	表 2.3 参照	5×10 ¹³ @40keV
裏面 B ⁺ 打ち込み Flux[ions/cm ²]	1×10 ¹⁴ @40keV, 2×10 ¹⁴ @60keV	1×10 ¹⁴ @40keV, 2×10 ¹⁴ @60keV
接合方式	In-Au スタッド	In バンプ
読み出し方式	CTIA	CTIA

表 2.3: プロトモデル検出器の製造条件 (透明電極層の B⁺ 打ち込み量)

サンプル名	# 5-7F	# 1-5C	# 4-7G	AR	HPK
表面 B ⁺ 打ち込み Flux[ions/cm ² @40keV]	2×10 ¹³	5×10 ¹³	1×10 ¹⁴	5×10 ¹³	5×10 ¹³
製造メーカー	NTT-AT	NTT-AT	NTT-AT	NTT-AT	浜松ホトニクス

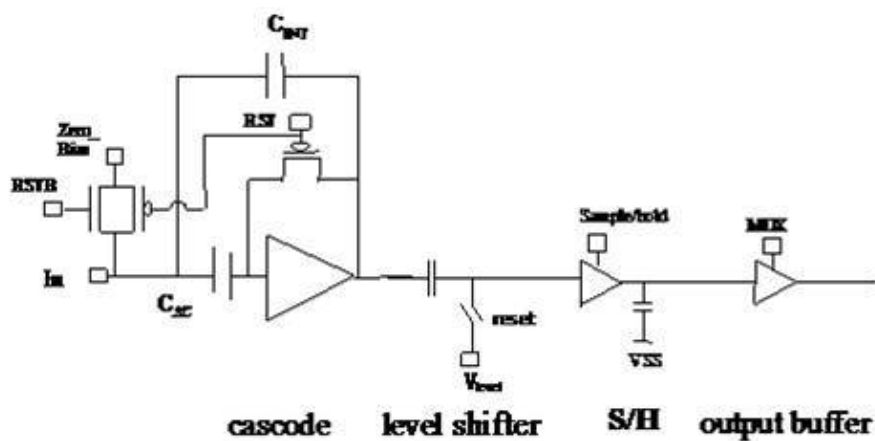


図 2.8: IMEC 製 CRE の回路図

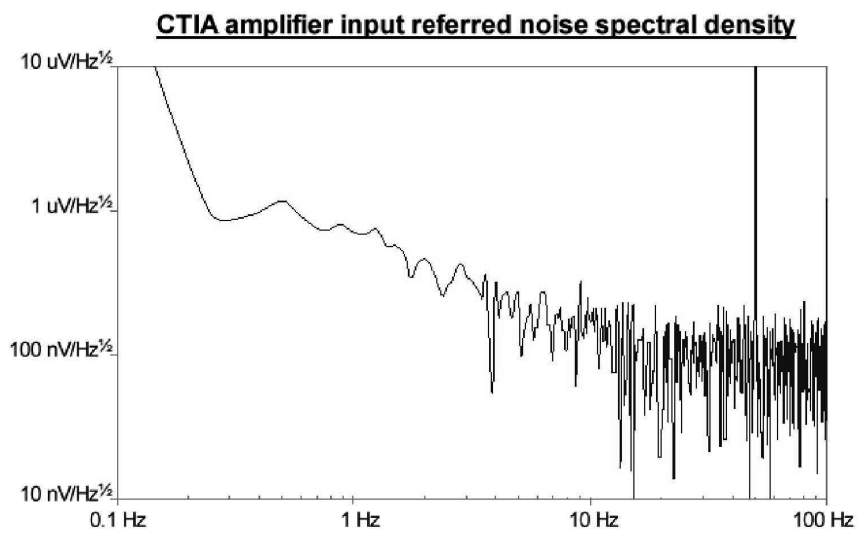


図 2.9: IMEC 製 CRE の読み出しノイズスペクトル

第3章 実験装置

3.1 概要

本章では、プロトモデル検出器の性能評価に用いた実験セットアップについて述べる。第2章で述べたように、キャリアの熱励起による暗電流が支配的となる状態では、暗電流によるダークカレントノイズが大きくなる。また流れる暗電流が非常に大きい場合には、CREのアンプが飽和するまでの時間が短くなり、長時間積分が困難となる。これらの理由から、Ge:Ga 検出器は極低温化（ ~ 2 K）で動作させる必要がある。また、実際に宇宙空間で検出器を使用する場合を想定し、低背景放射環境（ $\sim 10^4$ photons/sec 程度）を実現する必要がある。このため、測定系全体を 4 K 以下に冷却せねばならない。

プロトモデル検出器の性能評価は、液体ヘリウムデュワーを用いて行った。デュワー内部に感度測定用の黒体光源、シャッター、検出器ハウジングを設置し、プロトモデル検出器の光感度と暗電流を測定した。検出器からの出力信号はデュワー外部の常温アナログ回路で処理し、その後信号処理用の PC に取り込んだ。図 3.1 に、実験セットアップの概要を示す。

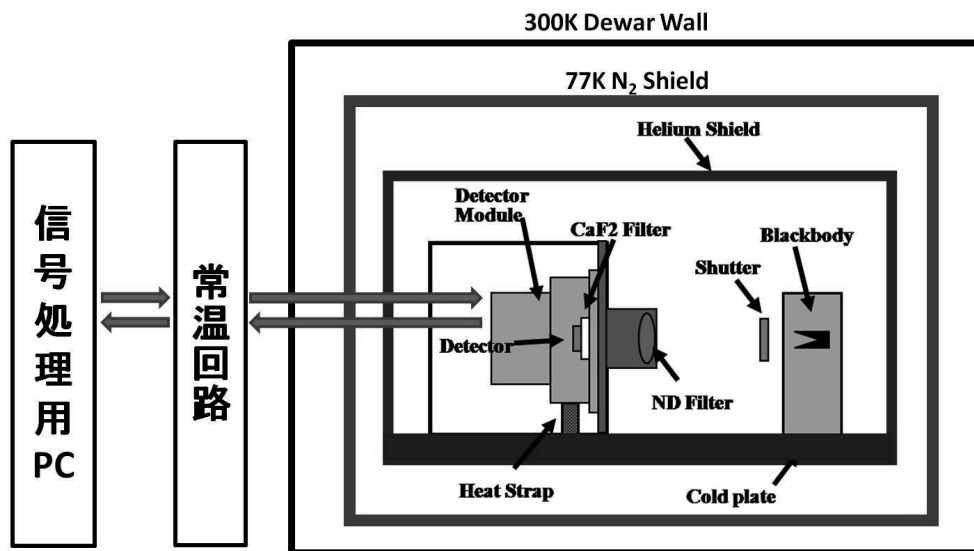


図 3.1: 液体 He デュワー内セットアップ

3.2 クライオスタット

図 3.2 に、性能評価に用いた液体ヘリウムデューワーの外観を示す。また図 3.3 に、その内部構造を示す。液体ヘリウムタンクの周囲には液体窒素が充填できるようになっており、常温の放射を防ぐためのシールドの役割を果たしている。液体ヘリウムは常圧では 4.2 K だが、蒸気圧が下がると、蒸気圧曲線に沿って温度が低下する。我々は、ヘリウムタンク入り口から真空ポンプで減圧を行うことにより、ヘリウムタンクをおよそ 2 K まで冷却した。

デューワー内部のコールドプレートは液体ヘリウムタンクと直結しており、液体ヘリウム温度と一致している。我々は、コールドプレート上に黒体光源と検出器ハウジングを設置して、検出器の性能測定を行った。次節からは、コールドプレート上のセットアップについて述べる。



図 3.2: クライオスタット外観

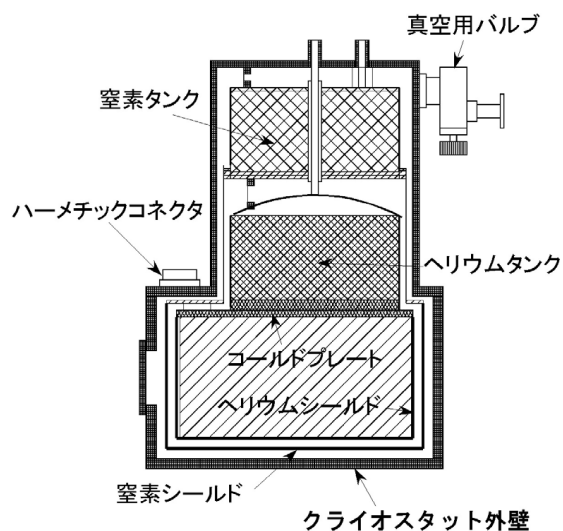


図 3.3: クライオスタット内部構造

3.3 検出器ハウジングとバッフル

低背景放射環境を実現するため、プロトモデル検出器は図 3.4、図 3.5 に示したアルミニウム製のハウジングに入れた。検出器が取り付けられているエポキシ基盤とコールドプレートは、銅製のヒートストラップで接続されており、コールドプレートとの熱接触を得ている。検出器の直前には、中間赤外線とそれによる熱入力をカットするための CaF_2 のフィルターを設置した。

また我々は、検出器ハウジングの直前に設置したバッフル (図 3.6) により、迷光がハウジング内に入射しないようにした。バッフル外部には黒色の塗料を塗り、光源からの光の反射光が検出器

ハウジングに入るのを防いでいる。さらにバッフルの入り口には、遠赤外域で透過率がフラットなND フィルター (透過率 1%) を設置し、可視光をカットするとともに入射光量を制限している。

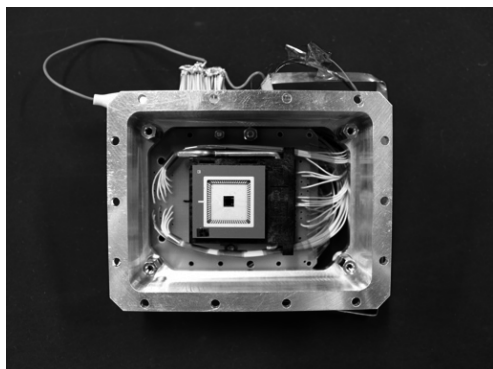


図 3.4: 検出器ハウジング (検出器側)

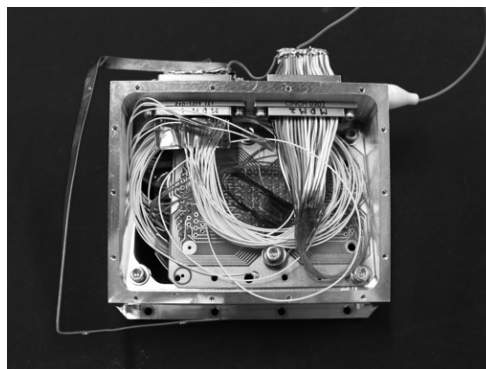


図 3.5: 検出器ハウジング (エポキシ基板側)

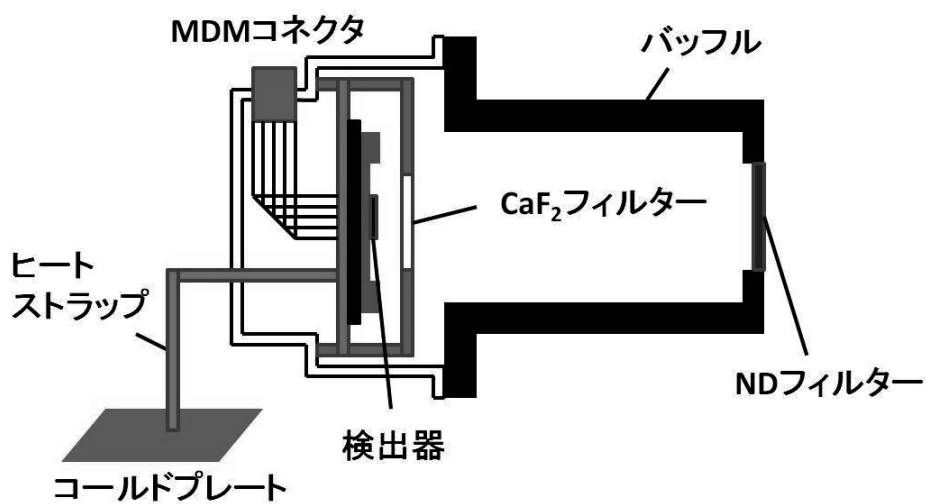


図 3.6: 検出器ハウジングとバッフル

3.4 黒体光源

検出器にシグナルフォトンを入射させるため、検出器表面から 110 mm の距離に低温黒体光源 (20–50 K) を設置した。黒体光源は、電流源でヒーターに電流を流すことにより、温度をコントロールできる。光源の熱浴と他の部分とは、テフロン棒によって断熱されている。また、黒体光源の前にはシャッターが設置されており、シャッターの開閉により光源の On/Off が可能である。シャッターの開閉は 40 mA 程度のパルス電流を流すことにより行われる。図 3.7 に黒体光源の写真、図 3.8 にその構造図を示した。



図 3.7: 黒体光源の写真

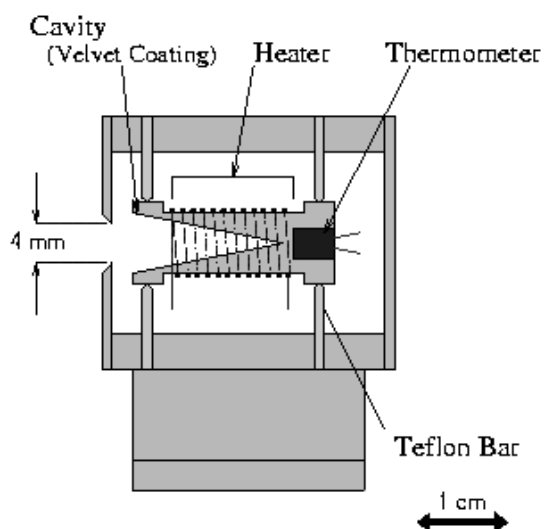


図 3.8: 黒体光源の構造図

3.5 温度計

各部の温度を測定するため、デュワー内部の 3 か所に温度計を設置した。今回我々は、測定可能温度範囲と必要な測定精度に応じて、Cernox 温度計、シリコンダイオード温度計の 2 種類の温度計を使用した。Cernox 温度計は、素子の抵抗の温度変化を利用した抵抗温度計である。低温で測定精度が高いため、検出器を取り付けた基盤、コールドプレート上に設置した。シリコンダイオード温度計は、ダイオードの内蔵電位が温度によって変化することを利用した温度計である。シリコンダイオード温度計は 4 K 以下では測定精度が低下するため、黒体光源の温度測定に用いた。表 3.1 に、それぞれの温度計のパラメータについてまとめた。

表 3.1: デュワー内の温度計パラメータ

場所	温度計の種類	測定可能範囲	測定精度
コールドプレート	Cernox	1.40–325 K	±2 mK@1.40–10 K
検出器基板	Cernox	1.40–100 K	±2 mK@1.40–10 K
黒体光源	シリコンダイオード	4.00–100 K	±12 mK@4–25 K, ±7 mK@25–50 K

3.6 常温読み出し回路とデータ取り込み

検出器を動作させるための電源電圧の供給や、CRE から出力される信号の処理は、外部の常温読み出し回路部分で行う。回路上のレギュレータにより、安定した電源電圧を検出器に供給している。また、外部回路上のアンプで CRE からの出力信号を 10 倍に増幅し、その後 PC に取り込むまでの配線部分等で乗るノイズの影響を低減している。

検出器を動作させるためのパルス信号の出力や、データの取り込みには、National Instruments 社製の NI-USB-6251 を用いた。データ取り込みレートは 5–100 kHz である。

第4章 5×5プロトモデル検出器の基本性能測定

4.1 概要

本章では、プロトモデル検出器の基本的な性能測定の結果について述べる。我々は、前章に示した測定セットアップを用いて、プロトモデル検出器の感度、暗電流、電流電圧特性、ノイズ特性について調べた。これらの測定により、透明電極層の B⁺ イオン打ち込み量による性能の違いを明らかにする。

4.2 検出器の感度測定

本節では、検出器の光感度の測定方法とその測定結果を述べる。光感度は検出器の性能のうち最も重要である。光感度は、後に示すノイズ特性とともに検出限界の値を決める。また、精度の高いイメージング観測を行うためには、アレイ内の感度の一様性を確保することが必要不可欠である。我々は、低温黒体光源（20–50 K）を点灯させて検出器の感度測定を行った。

第1章で述べたとおり、検出器感度や感度のアレイ内での一様性は、透明電極層の B⁺ 打ち込み量により変化する可能性がある。よって、感度測定は用意したすべてのサンプルについて行い、感度の絶対値とアレイ内の感度の一様性を比較した。

4.2.1 検出器感度（Responsivity）の導出

検出器の感度は responsivity ($R(\lambda)$ [A/W]) と呼ばれる値で表される。 $R(\lambda)$ は波長 λ の光が単位エネルギー入射した際に検出器に流れる電流値で定義される。よって、 $R(\lambda)$ は以下のように表される。

$$R(\lambda)[\text{A/W}] = \frac{\text{検出器に流れる電流値 [A]}}{\text{波長}\lambda\text{の入射光の総エネルギー [W]}} \quad (4.1)$$

Responsivity があらかじめ分かっているならば、検出器に流れた光電流と Responsivity から入射光強度を求めることができる。

ここでは、温度が既知の黒体光源を用いて Responsivity を導出する方法を述べる。光源からの放射が完全な黒体輻射である場合には、検出器に流れた光電流から Responsivity を導出することができる。図 4.1 に、黒体光源と検出器の位置関係を示す。

温度 T 、表面積 S_1 の黒体輻射光源を、検出器から r の距離に置いた場合に、面積 S_2 の検出器に流れる電流値を求める。温度 T の黒体輻射光源のプランク関数を $B_\lambda(T)$ 、検出器の前に置いた

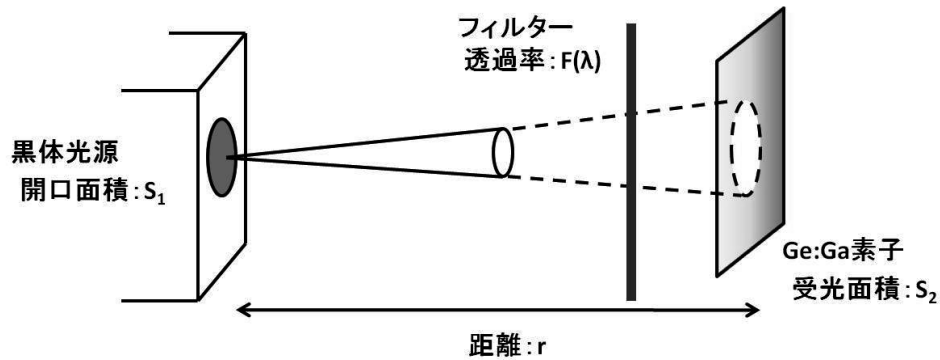


図 4.1: 光源と検出器との位置関係

フィルターの透過率を $F(\lambda)$ とすると、光源からの光が入射した場合に検出器に流れる電流値 I_{total} は、Responsivity $R(\lambda)$ を用いて、

$$\begin{aligned}
 I_{\text{total}} &= \int_0^{\infty} R(\lambda) B_{\lambda}(T) F(\lambda) d\lambda S_1 d\Omega & (4.2) \\
 &= \frac{S_1 S_2}{r^2} \int_0^{\infty} R(\lambda) B_{\lambda}(T) F(\lambda) d\lambda
 \end{aligned}$$

と表される。

Responsivity は波長依存性を持つため、検出器に流れた電流値から Responsivity を求めるためには、検出器の波長感度特性の形を知らなければならない。我々はあかり FIS-SW の Responsivity の波長依存性 (図 1.8) の形を仮定し、これを用いて検出器の感度を求めた。ある波長 λ_1 における Responsivity $R(\lambda_1)$ は、波長 λ_1 における Responsivity を 1 として規格化した $R'(\lambda) = R(\lambda)/R(\lambda_1)$ を用いると、

$$R(\lambda_1) = \frac{I_{\text{total}}}{\int_0^{\infty} R(\lambda)/R(\lambda_1) B_{\lambda}(T) F(\lambda) d\lambda S_1 d\Omega} \quad (4.3)$$

$$= \frac{I_{\text{total}}}{\int_0^{\infty} R'(\lambda) B_{\lambda}(T) F(\lambda) d\lambda S_1 d\Omega} \quad (4.4)$$

と求めることができる。

4.2.2 検出器に流れる光電流の導出

前章で述べたとおり、本検出器の読み出し回路は CTIA 方式を取る。CTIA 方式では、Ge:Ga 素子から流れ込む電荷をフィードバックコンデンサに蓄え、この両端の電圧を読み出す。したがって出力される信号は積分波形となる。

検出器に流れる電流値は、積分直線をフィッティングし、その傾きから求めることができる。出力電圧を V 、時間を t 、コンデンサ容量を C とすると、検出器に流れる電流値 I は、

$$I = C \frac{dV}{dt} \quad (4.5)$$

と求められる。

光源を点灯させた状態で、光源前に設置したシャッターを開閉したときの出力の変化を、図 4.2 に示した。シグナル Photon による光電流を求める際には、暗電流や、背景放射光による光電流を差し引く必要がある。よって、シグナルフォトンによる光電流は、シャッターが開いた状態のときに検出器に流れる電流値から、シャッターを閉じたときに流れる電流値を、差し引いて求める。

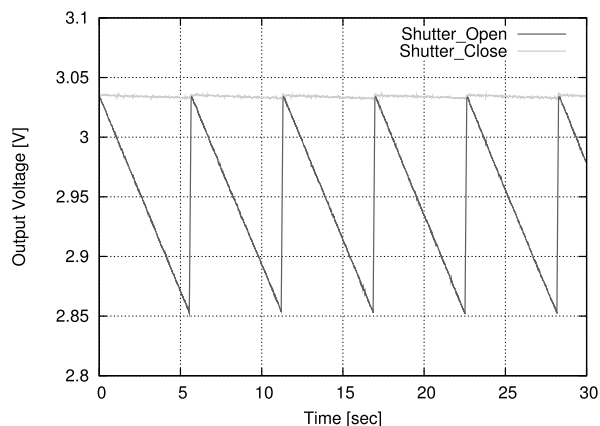


図 4.2: シャッターを開閉した場合の積分カーブ (Bias 電圧 120 mV、光源温度 30 K)

4.2.3 感度測定結果

我々は低温黒体光源を用いて、検出器の感度測定を行った。ここでは、「あかり」FIS-SW の波長感度特性の形を仮定し、ピーク波長における Responsivity を導出した。

我々は 30 K の光源を点灯させ、Bias 電圧を 80 mV、 -80 mV に設定して Responsivity を測定した。測定は透明電極濃度の異なるすべてのサンプルについて行い、その結果をそれぞれ表 4.1、表 4.2 に示した。また、Bias 電圧 80 mV で感度測定した際に素子に流れた電流値と、その時の入射光量 [W] を表 4.3 に示す。それぞれの表中の「周辺ピクセル」とはアレイの最も外側の 16 ピクセルを指し、「中心ピクセル」とはそれ以外の 9 ピクセルを指す。なお、測定時のフィードバックコンデンサの容量は 83 fF であった。

Responsivity は、透明電極層の B⁺ 打ち込み量が多いサンプル (# 4-7G) において、 $1.46(\pm 0.08)$ A/W @Bias -80 mV と測定された。これは、「あかり」FIS-SW 検出器において測定されている感度 (20 A/W) と比較して、1/10 程度低い値である²⁶⁾。この原因は究明中だが、フィードバックコンデンサに付随する浮遊容量による影響が大きいと考えられる (Appendix)。浮遊容量を考慮した場合、サンプル # 4-7G の検出器感度は 3 A/W @Bias -80 mV となる。

ここで、透明電極の B⁺ 打ち込み量に対する感度の変化に注目する。表 4.1、表 4.2 より、透明電極層の B⁺ 打ち込み量によって、感度やアレイ内の感度の一様性が異なることが分かる。正バイアス側では、表面の B⁺ 打ち込み量を増やすに従い感度が上昇する。また、表面の B⁺ 打ち込み量が大きくなるに従い、アレイ内感度のばらつきは小さく収まることが分かる。透明電極層の B⁺ 打ち込み量が少ないサンプル (# 5-7F) では、中心付近のピクセルの感度は外側に比べて有意に

低い。一方、打ち込み量が多いサンプル (# 4-7G) では、中心付近と外側で感度に差は見られない。ただし、これはアレイ内の感度分布がガウシアンであると仮定した場合の解釈である。以下では、各サンプルのアレイ内における感度の分布、I-V 特性を詳しく調べ、これらの原因を探る手がかりとする。

表 4.1: 30K の光源を点灯させたときの光感度 (responsivity) のまとめ @ Bias=80 [mV]、コンデンサ容量 83 fF

サンプル	# 5-7F	# 1-5C	# 4-7G	AR	HPK
アレイ内ピクセルの平均値 [A/W]	0.10	0.46	0.85	0.40	1.1
1 σ [A/W] (平均値に対する割合)	0.092(94%)	0.47(101%)	0.33(39%)	0.13(33%)	0.17(15%)
周辺ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	0.13(± 0.1)	0.5(± 0.6)	0.9(± 0.2)	0.4(± 0.1)	1.1(± 0.2)
内部ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	0.04(± 0.01)	0.3(± 0.1)	0.8(± 0.5)	0.4(± 0.2)	1.2(± 0.1)
Bad Pixel Number	25	5,6,25	25	25	25
中央値 [A/W]	0.071	0.38	0.80	0.37	1.2
光源温度 [K]	29.7K	29.8K	29.7K	29.7K	31.6K
検出器温度 [K]	1.9	1.9	2.4	2.3	1.9
入射光量 [W]	1.2e-14	1.2e-14	1.2e-14	1.2e-14	1.7e-14
入射光子数 [/sec]	4.9e6	5.0e6	4.9e6	4.9e6	7.0e6

表 4.2: 30K の光源を点灯させたときの光感度 (responsivity) のまとめ @ Bias=-80 [mV]、コンデンサ容量 83 fF

サンプル	# 5-7F	# 1-5C	# 4-7G	AR	HPK
アレイ内ピクセルの平均値 [A/W]	1.2	1.5	1.46	1.58	1.7
1 σ [A/W] (平均値に対する割合)	0.80(63%)	0.18(11%)	0.08(5%)	0.08(5%)	0.44(25%)
周辺ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	1.9(± 0.3)	1.5(± 0.2)	1.45(± 0.06)	1.58(± 0.09)	1.7(± 0.5)
内部ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	0.28(± 0.04)	1.35(± 0.05)	1.5(± 0.1)	1.57(± 0.07)	1.8(± 0.3)
Bad Pixel Number	25	5,6,25	25	25	25
中央値 [A/W]	1.6	1.4	1.5	1.6	1.6
光源温度 [K]	29.7K	29.8K	29.7K	29.7K	31.6K
検出器温度 [K]	1.9	1.9	2.4	2.3	1.9
入射光量 [W]	1.2e-14	1.2e-14	1.2e-14	1.2e-14	1.7e-14
入射光子数 [/sec]	4.9e6	5.0e6	4.9e6	4.9e6	7.0e6

表 4.3: 30K の光源を点灯させたときの電流値のまとめ @ Bias=80 [mV]、コンデンサ容量 83 fF

	# 5-7F	# 1-5C	# 4-7G	AR	HPK
アレイ内ピクセルの平均値 [fA]	0.5	3	8	3	9
1 σ [fA] (平均値に対する割合)	0.4(80)	1(30)	2(25)	1(30)	1(10)
Bad Pixel Number	25	5,6,25	25	25	25
中央値 [fA]	0.3438	2.7676	8.2426	2.8026	8.7488
光源温度 [K]	29.7	29.8	29.7	29.7	31.6
検出器温度 [K]	1.9	1.9	2.4	2.3	1.9
入射光量 [W]	1.2e-14	1.2e-14	1.2e-14	1.2e-14	1.7e-14
入射光子数 [/sec]	4.9e6	5.0e6	4.9e6	4.9e6	7.0e6

4.2.4 感度のアレイ内分布

アレイ内の感度分布とその一様性を確認するため、感度分布を2次元の図に表した。図 4.4 - 図 4.8 と、図 4.9 - 図 4.13 に、それぞれ Bias 電圧が 80 mV、-80mV のときの、感度のアレイ内分布を示す。それぞれの図におけるピクセルの位置と読み出し順序は、図 4.3 に対応している。

また、アレイ内感度分布の透明電極濃度による違いを、図 4.14、図 4.15 に示した。図 4.16、図 4.17 は、NTT-AT 製の素子（# 1-5C）、浜松ホトニクス製の素子、反射防止膜付きのサンプルの感度分布を比較した図である。

図 4.9 より、透明電極層の B⁺ 打ち込み量が小さいサンプル（# 5-7F）では、明らかにアレイ中心部の感度が外側に比べて低い。つまり、金属電極からの距離が大きい場所では感度が出ていないことが分かる。他のサンプルについては、このような顕著な傾向は見られない。この原因として、# 5-7F では、透明電極層の B⁺ 打ち込み量が不十分であり、アレイ内に一様にバイアス電圧がかかっていないことが考えられる。表面抵抗値の透明電極濃度に対する依存性に関する議論は、第 5 章で行う。

図 4.16、図 4.17 を見ると、反射防止膜をコーティングしたサンプルと、サンプル # 1-5C との感度分布は似通っている。また浜松ホトニクス製の素子は、他に比べて感度が高い。

1	2	3	4	5
6	7	8	9	10
11	12	13	14	15
16	17	18	19	20
21	22	23	24	25

図 4.3: アレイ内のピクセルの読み出し順序と位置との対応。青で示したのが「周辺ピクセル」、緑で示したのが「中心ピクセル」。

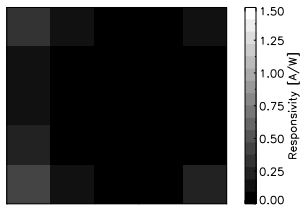


図 4.4: B⁺ 濃度小 (# 5-7F)、
Bias=+80 [mV]

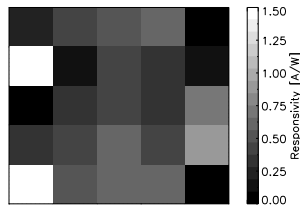


図 4.5: B⁺ 濃度中 (# 1-5C)、
Bias=+80 [mV]

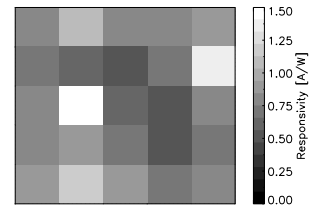


図 4.6: B⁺ 濃度大 (# 4-7G)、
Bias=+80 [mV]

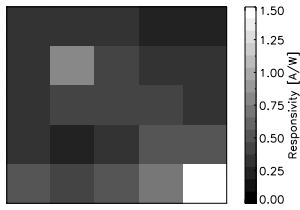


図 4.7: B⁺ 濃度中 (AR:反射
防止膜付き)、Bias=+80 [mV]

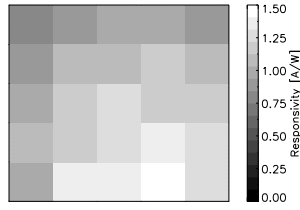


図 4.8: B⁺ 濃度中 (HPK:浜松
ホトニクス素子)、Bias=+80
[mV]

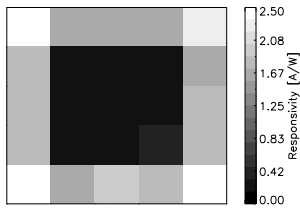


図 4.9: B⁺ 濃度小 (# 5-7F)、Bias=-80 [mV]

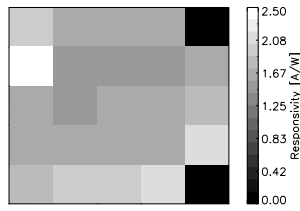


図 4.10: B⁺ 濃度中 (# 1-5C)、Bias=-80 [mV]

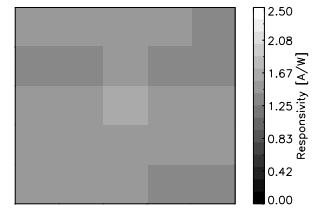


図 4.11: B⁺ 濃度大 (# 4-7G)、Bias=-80 [mV]

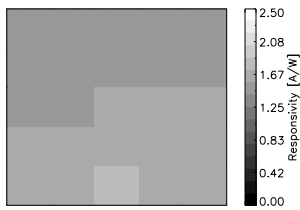


図 4.12: B⁺ 濃度中 (AR:反射防止膜付き)、Bias=-80 [mV]

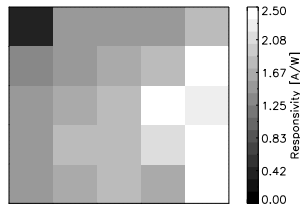


図 4.13: B⁺ 濃度中 (HPK:浜松ホトニクス素子)、Bias=-80 [mV]

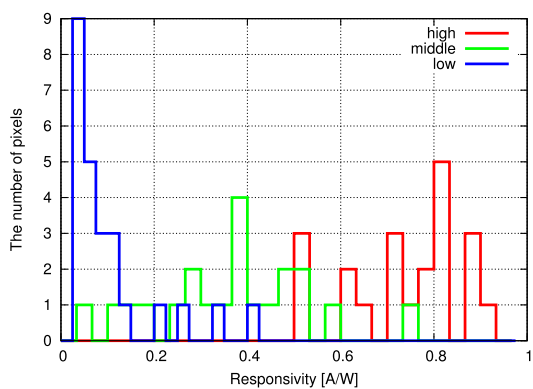


図 4.14: アレイ内の感度の分布:B 濃度による違い (Bias=+80 [mV])

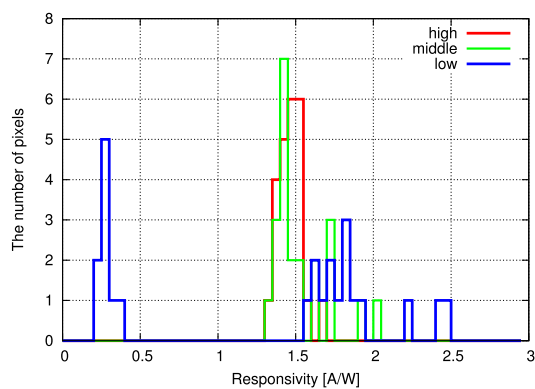


図 4.15: アレイ内の感度の分布:B 濃度による違い (Bias=-80 [mV])

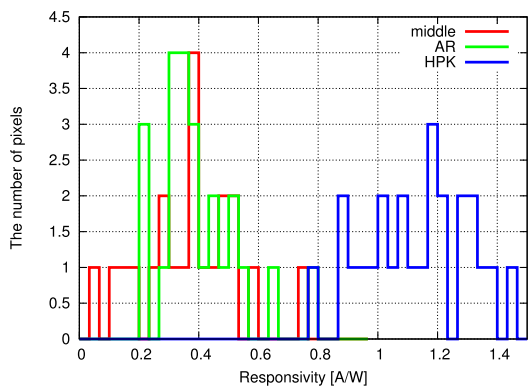


図 4.16: アレイ内の感度の分布:HPK、ARと比較 (Bias=+80 [mV])

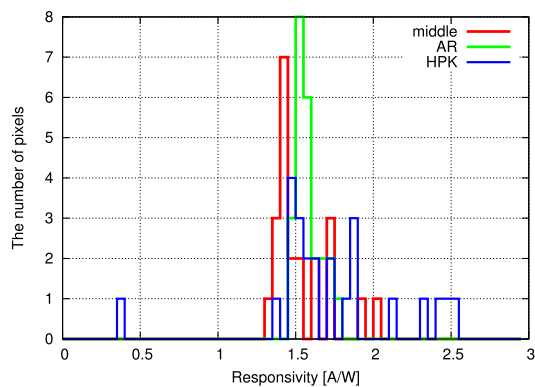


図 4.17: アレイ内の感度の分布:HPK、ARと比較 (Bias=-80 [mV])

4.2.5 電流－電圧特性

ここでは、透明電極打ち込み量が異なるサンプルについて、I-V 特性の比較を行う。我々は、検出器温度 2 K において、光源温度を 30(±0.5) K に固定し、バイアス電圧に対する光電流値の変化を調べた。

図 4.18 に、検出器の I-V 特性を示す。ここには、透明電極濃度の異なる 3 つのサンプルについての測定結果を、重ねてプロットした。各プロットは、アレイ周辺部の 16 ピクセルの光電流値の平均値であり、不定性はピクセル間のばらつきを示す。

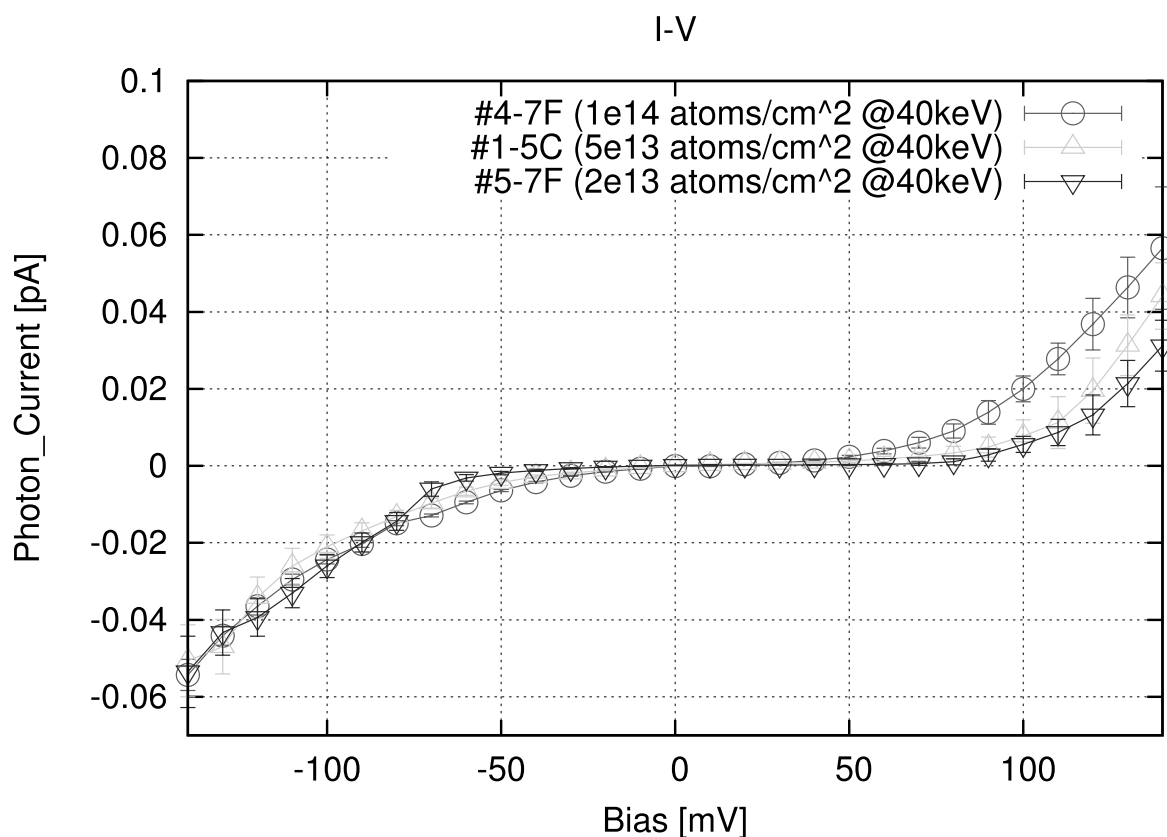


図 4.18: I-V 特性 (光源温度 ~30 K)

図 4.19、図 4.20 は、横軸に Bias 電圧、縦軸に検出器に流れた電流値を、対数スケールでプロットしたものである。I-V カーブは、オーミック領域、キャリアヒーティング領域、ブレイクダウン領域の 3 つに分かれる。以下それぞれの領域における特徴を示す。

オーミック領域

バイアス電圧が V_{bias} のときに Ge:Ga 素子に流れる電流値 I は、

$$I = \frac{e\mu p V_{bias}}{L} \quad (4.6)$$

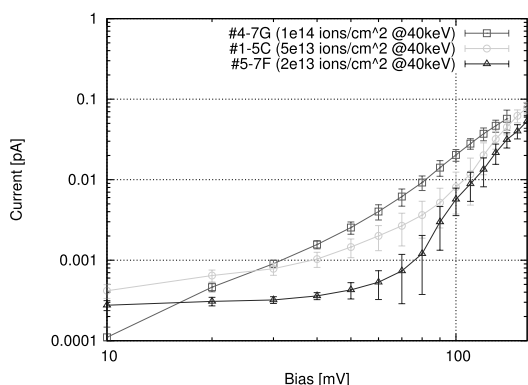


図 4.19: 各サンプルの I-V 特性 (正バイアス)

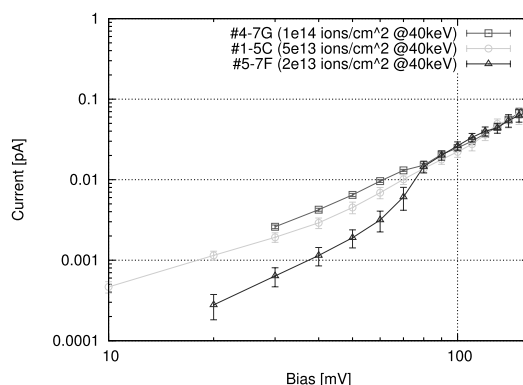


図 4.20: 各サンプルの I-V 特性 (負バイアス)

で表される。 μ はホールの移動度、 e は素電荷、 p はホール密度、 L は検出器の厚みである。比較的低いバイアス下においては、バイアス電圧に対して、ホールの移動度、密度は一定であると考えられる。よって検出器に流れる電流値はバイアス電圧に比例する。この領域をオーミック領域と呼ぶ。

キャリアヒーティング領域

バイアス電圧を上げていくと、I-V 特性は次第に線形から外れていく。これは、ホールの速度が大きくなることにより、ホール寿命が延び、キャリア密度 p が大きくなるからである。この領域をキャリアヒーティング領域と呼ぶ。

ブレイクダウン領域

さらに高い電圧をかけると、電場で高速に加速されたキャリアのエネルギーが、Ge:Ga のホールのイオン化エネルギーを超えるようになる。この状況下では、キャリアが Ga に衝突することで新たなキャリアが発生する。このような衝突励起がなだれ的に連続して起こることにより、非常に大きな電流が流れる。これをブレイクダウンと呼ぶ。

オーミック領域における感度の比較

ここではオーミック領域における、感度の透明電極濃度に対する依存性を示す。図 4.21 に、線形と思われる Bias 電圧範囲 -60 mV \sim 60 mV の範囲における Responsivity のバイアス依存性を示した。表 4.4 に、 -80 、 -60 、 -40 、 -20 mV における Responsivity を、各サンプルについてまとめた。

この結果から、オーミック領域においては、透明電極濃度が高いほど感度が高くなることが明らかである。また、I-V カーブは非対称性を持ち、負バイアス側の方が、正バイアス側に比べ高い感度を持つことが分かる。これは、検出器表面と金属電極の間に生じるショットキー障壁による抵抗

が、正バイアス側と負バイアス側で異なることによる性質であると考えられる。ショットキー障壁と I-V の非対称性については、第 5 章で詳しく述べる。

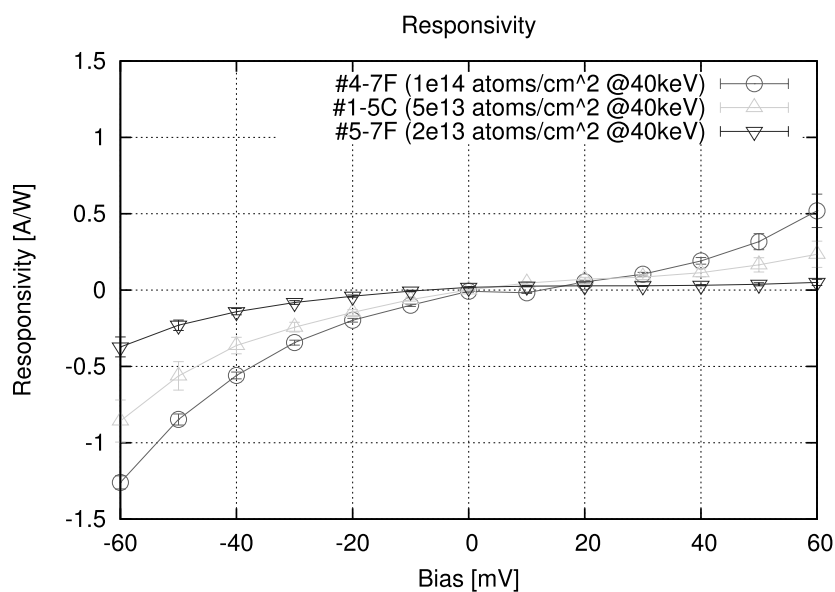


図 4.21: Responsivity のバイアス依存性

表 4.4: 透明電極打ち込み量に伴う Responsivity の変化 (Bias 電圧 $-80 \sim -20$ mV)

サンプル (打ち込み量@40keV)	R[A/W]@-20mV	R[A/W]@-40mV	R[A/W]@-60mV	R[A/W]@-80mV
# 5-7F(2×10^{13} [ions/cm ²])	0.04(± 0.01)	0.15(± 0.04)	0.4(± 0.1)	1.9(± 0.3)
# 1-5C(5×10^{13} [ions/cm ²])	0.13(± 0.02)	0.33(± 0.05)	0.8(± 0.1)	1.5(± 0.2)
# 4-7G(1×10^{14} [ions/cm ²])	0.144(± 0.009)	0.41(± 0.02)	0.92(± 0.03)	1.44(± 0.06)
HPK (5×10^{13} [ions/cm ²])	0.10(± 0.03)	0.2(± 0.1)	0.6(± 0.3)	1.7(± 0.5)

アレイ内の I-V 特性の比較

透明電極の B⁺ 打ち込み量が小さいサンプルでは、アレイ中心付近のピクセルの感度が非常に小さいことを述べた。そこで我々は、アレイ周辺部と中心付近で I-V 特性を比較することにより、実効的なバイアス電圧の違いを確かめた。図 4.22、図 4.23、4.24 はそれぞれ、低濃度サンプル (# 5-7F)、中濃度サンプル (# 1-5C)、高濃度サンプル (# 4-7G) について、周辺ピクセルと中心付近のピクセルの I-V 特性を比較したプロットである。低濃度サンプルでは、明らかにアレイ周辺と中心付近で I-V カーブの形が異なる。中濃度サンプル、高濃度サンプルについては、このように顕著な相違は見られない。

また低濃度サンプルでは、図 4.22 より分かるように、Ge:Ga の性質が変化して I-V 特性が立ち上がる電圧が、アレイ周辺部 (140 mV) と中心付近 (110 mV) で明らかに異なる。これは、実効的にかかるバイアス電圧が両者で異なることを示す。

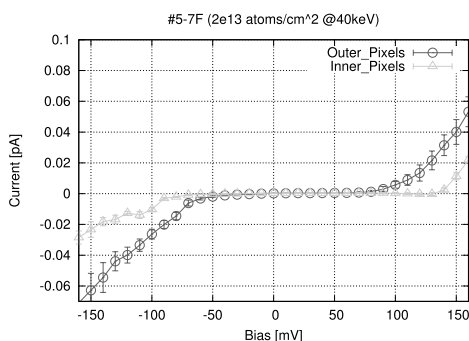


図 4.22: 周辺ピクセルと、中心付近のピクセルの I-V 特性の比較。サンプル # 5-7F (2×10^{13} [ions/cm²])

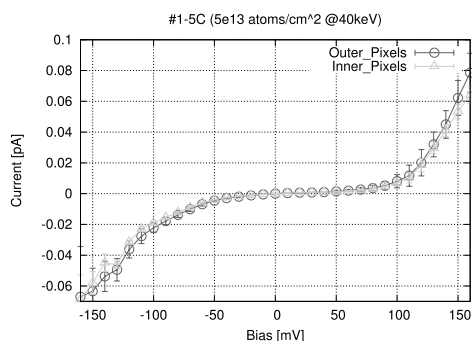


図 4.23: 周辺ピクセルと、中心付近のピクセルの I-V 特性の比較。サンプル # 1-5C (5×10^{13} [ions/cm²])

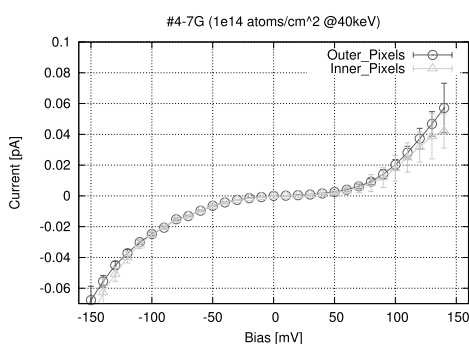


図 4.24: 周辺ピクセルと、中心付近のピクセルの I-V 特性の比較。サンプル # 4-7G (1×10^{14} [ions/cm²])

4.3 暗電流

暗電流とは、光を入射させない場合に検出器に流れる電流のことである。暗電流はのちに述べるダークカレントノイズの原因となるので、小さいことが望ましい。我々は用意した全てのサンプルについて暗電流を測定し、透明電極濃度が暗電流に与える影響を調べた。

暗電流は検出器温度に大きく依存する。我々は液体 He タンク内の蒸気圧をコントロールすることによって検出器温度を調節し、暗電流の温度依存性を調べた。暗電流値の温度依存性を詳しく調べることにより、ホールのイオン化エネルギーや、不純物濃度など様々な物理量を得ることができる。

4.3.1 暗電流の温度依存性

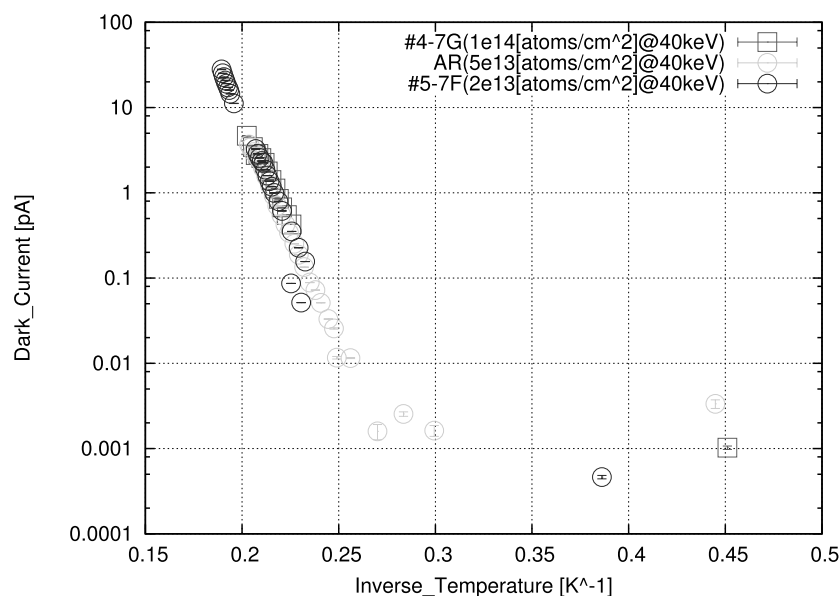


図 4.25: 透明電極濃度の異なるサンプルの暗電流の比較 (pixel10、Bias 電圧=80mV)

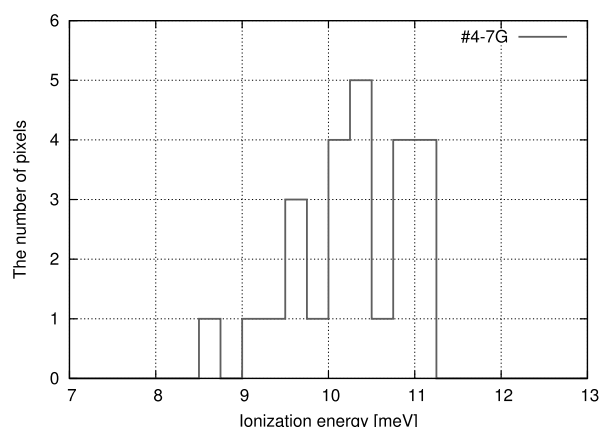


図 4.26: 暗電流値から求めたホールのイオン化エネルギーのピクセル内分布（高濃度サンプル）

表 4.5: 温度依存性プロットから求められたホールのイオン化エネルギー

サンプル	# 5-7F	# 1-5C	# 4-7G	AR	HPK
ホールのイオン化エネルギー [meV] ($\pm 1\sigma$)	11(± 2)	8(± 2)	10.3(± 0.6)	10.5(± 0.4)	11.1(± 0.7)

我々は暗電流の温度依存性を調べるため、バイアス電圧を 80 mV に固定して、検出器温度を 2–5 K の間で変化させた。ホールの熱励起による電流が支配的となる場合には、暗電流は温度上昇に伴い、指数関数的に増加する²⁷⁾。暗電流の温度依存性の式は Appendix に示した。

図 4.25 に、縦軸に暗電流、横軸に温度の逆数をとってプロットしたものを示す。図 4.25 より、4–5 K の範囲においては、温度の上昇に対し、暗電流が指数関数的に増加することが分かる。この領域を直線フィッティングして、ホールのイオン化エネルギーを求め、図 4.26 にヒストグラムとして示した。各サンプルについて得られたホールのイオン化エネルギーを表 4.5 に示した。Ge:Ga 素子のアクセプタ準位と価電子帯のエネルギー差は、10.8meV と理論的に計算されており²²⁾、我々の実験結果はこれとよく一致している。

3 K より低い温度範囲においては、暗電流は温度によらず一定であった。これはクライオスタット内で、常温の外壁や液体窒素シールドからの熱放射を、液体ヘリウムシールドのみでは遮蔽しきれず、検出器ハウジング内に光が漏れこんでいるためである。

4.4 ノイズ評価

本節では、検出器のノイズ特性について述べる。まず基本的な検出器ノイズについて説明し、その後ノイズの測定結果を示す。

4.4.1 基本的な検出器ノイズ

G-R ノイズ

検出器に光子が入射した時、その光子が検出される確率はポアソン分布に従う。検出器に入射した光子がキャリアを生成する確率は、量子効率 η で表される。よって、時間 Δt 当たりに入射した n 個の光子により、 m 個のキャリアが生成される確率 $P(m)$ は、

$$P(m) = \frac{e^{-n\eta}(n\eta)^m}{m!} \quad (4.7)$$

である。この分布に従う場合、平均のキャリア数 \bar{N} は $n\eta$ 、その分散 $\sigma(N)$ は $\sqrt{\bar{N}}$ と表される。ただしフォトコンダクターの場合には、定常状態においてキャリアの生成と消滅が独立に起こっているため、キャリアの数の不定性は $\sqrt{2}$ 倍となる。よって、

$$\bar{N} = n\eta \quad (4.8)$$

$$\sigma(N) = \sqrt{2n\eta} \quad (4.9)$$

となる。生成したキャリアが読みだされる割合をフォトコンダクティブゲイン G と呼ぶ。検出器に流れる平均の電流値 \bar{I} と、その分散 $\sigma(I_{G-R})$ は、 G を用いて、

$$\bar{I} = \frac{en\eta G}{\Delta t} \quad (4.10)$$

$$\sigma(I_{G-R}) = \frac{eG\sqrt{2n\eta}}{\Delta t} \quad (4.11)$$

と表せる。よって、電流の平均値とその分散との間には以下の式が成立する。

$$\sigma(I) = \sqrt{\frac{2e\bar{I}G}{\Delta t}} \quad (4.12)$$

この場合には周波数バンド幅として、 $df = 1/(2\Delta t)$ を用いるのが適当である。このとき、

$$\sigma(I_{G-R}) = \sqrt{4e\bar{I}Gdf} \quad (4.13)$$

となる。これを検出器の G-R ノイズと呼ぶ。我々が扱っているようなフォトコンダクターでは、G-R ノイズは原理的に避けられない。よって、G-R ノイズが全体のノイズを決めている検出器が理想的である。

ダークカレントノイズ

ダークカレントを担うキャリアは、熱励起によって生じる。また熱平衡状態においては、キャリアの生成と消滅が独立に起こっていると考えられる。よって、このような熱励起キャリアの個数にも揺らぎが生じる。平衡状態におけるキャリアの数を p_{th} 、生成したキャリアが電流として読みだされる割合を G_{th} とした場合、検出器に流れる平均の電流値 \bar{I}_{th} と、その分散 $\sigma(I_{th})$ は、

$$\bar{I}_{th} = \frac{ep_{th}G}{\Delta t} \quad (4.14)$$

$$\sigma(I_{th}) = \frac{eG\sqrt{2p_{th}}}{\Delta t} \quad (4.15)$$

となる。ダークカレントが I_{th} 流れたとき、その分散 $\sigma(I_{th})$ も、フォトンによってキャリアが生成される場合と同様に、

$$\sigma(I_{th}) = \sqrt{4e\bar{I}_{th}Gdf} \quad (4.16)$$

と書ける。

ジョンソンノイズ

抵抗とキャパシタンスを持った回路を、キャリアが熱的に運動する時にはノイズが生じる。系が熱平衡状態にあるとき、電流の分散 $\sigma(I_J)$ は、

$$\sigma(I_J) = \sqrt{\frac{4kTdf}{R}} \quad (4.17)$$

となる。このノイズはジョンソンノイズと呼ばれる。2 K における本検出器の抵抗値 R を暗電流 (0.2 fA@80 mV) から見積もると、 $R \sim 4 \times 10^{14} [\Omega]$ となる。よって、1 Hz の周波数帯域におけるジョンソンノイズは、

$$\sigma(I_J) = 5 \times 10^{-19} [\text{A}] \quad (4.18)$$

となる。

1/f ノイズ

上に挙げたノイズに加え、低周波領域では以下のような式で表されるノイズが効く。

$$\sigma(I_{1/f}) = \sqrt{\frac{KI^a df}{f^b}} \quad (4.19)$$

ここで、 K は規格化の定数であり、 $a \sim 2$ 、 $b \sim 1$ である。このノイズの起源は、測定環境や検出器の特性などによるものと考えられるが、物理的な解釈がむずかしい。このノイズは、周波数特性から 1/f ノイズと呼ばれる。

読み出し回路の FET ノイズ (図 2.9) は、1/f ノイズであると考えられる。

4.4.2 ノイズの測定法

ここでは、検出器のノイズ測定法について述べる。我々は一定の時間間隔でデータ点をサンプリングし、隣り合う2点から求めた傾きのばらつきをノイズとした。このようなデータサンプルの手法をCDS (Correlated Double Sampling) と呼ぶ。CDS サンプリングを行った場合、サンプリング時間に対応したフィルターを信号にかけることになる。

T の時間間隔でサンプリングを行うと、周波数空間に対してかかるフィルター $G(f)$ は、

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} (\delta(t+T) - \delta(t)) \exp[2\pi i f t] dt \quad (4.20)$$

$$= 1 - \exp(-2\pi i f T) \quad (4.21)$$

となる。ここで $\delta(t)$ はデルタ関数である。フィルターの透過率 $|G(f)|$ は、

$$|G(f)| = |\sin(\pi f T)| \quad (4.22)$$

となるため、周波数空間で信号に \sin 関数のフィルターを掛けることになる。

我々は高周波ノイズの除去のために、RC ローパスフィルターで読み出し回路からの出力信号を処理している。ローパスフィルタの透過率 $G_l(f)$ は、

$$G_l(f) = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi RCf)^2}} \quad (4.23)$$

であるため、カットオフ周波数 $f_c = 1/(2\pi RC)$ よりも高い周波数成分は落ちている。

よって、CDS サンプリングを行った場合、 $f = 1/2T$ の周波数で最も透過率が高くなる。CDS サンプリングで評価したカレントノイズは、読み出しノイズで決まるとき、 T に反比例する。

4.4.3 ノイズの測定結果

我々は透明電極打ち込み量が多いサンプル (打ち込み量 1×10^{14} ions/cm²@40 keV) について、バイアス電圧 80 mV、積分コンデンサ容量 83 fF に設定し、ノイズの測定を行った。図 4.27、4.28 に、それぞれシャッターを閉じた場合と開けた場合の、ノイズの測定値を示した。それぞれのプロットは、サンプリング間隔に対するノイズの依存性を示している。赤線は、ノイズがサンプリング時間間隔に対して、線形で落ちると仮定した場合の直線である。青線は、 $G=1$ として、検出器に流れた電流の大きさから見つかったダークカレントノイズ、もしくは G -R ノイズの値である。図 4.28 より、積分時間が長い場合には、 G -R ノイズが主なノイズ源となっている。この結果より、フォトンノイズが見積もりどおりになっていることが分かる。

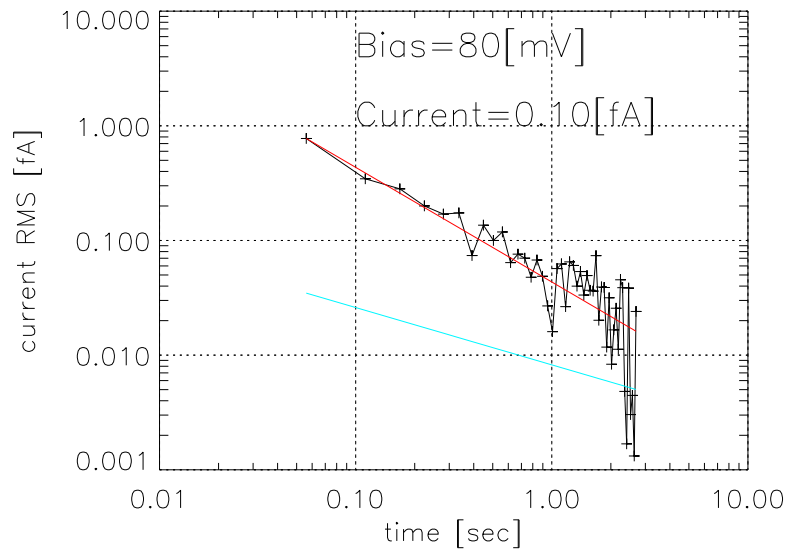


図 4.27: ダークな状態でのノイズ (バイアス電圧 80 mV、シャッター閉、ピクセル 23)

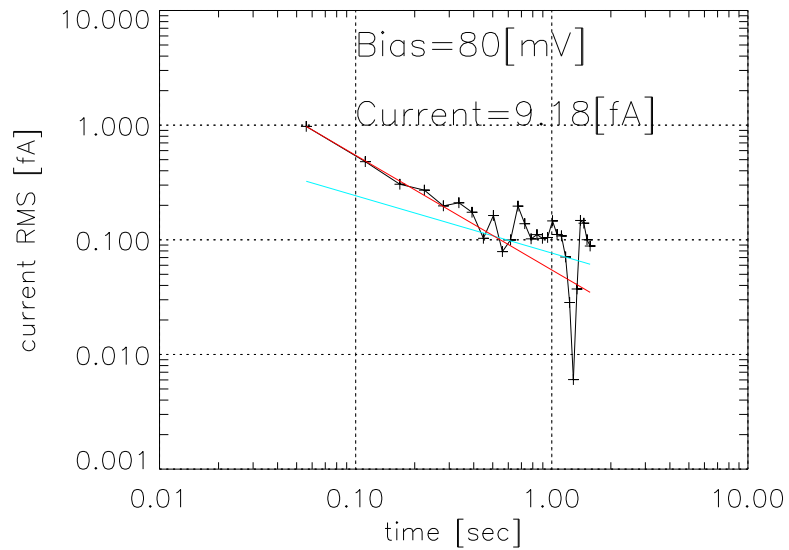


図 4.28: 光を入射させた場合のノイズ (バイアス電圧 80 mV、光源温度 30 K、ピクセル 23)

4.4.4 最適なバイアス電圧

ノイズと Responsivity は、共にバイアス電圧に対して依存性を持つ。よって、検出器のノイズに対するシグナル強度の比 (S/N 比) もバイアス電圧に対して変化する。検出器の S/N 比を最大にするには、最適なバイアス電圧で動作させる必要がある。

ブレイクダウンの二分の一程度のバイアス電圧以下では、ノイズの値は G-R ノイズまたは読み出しノイズで決められており、Responsivity の上昇に従い S/N 比の値は小さくなっていく。しかし、ブレイクダウン付近のバイアス電圧においては、衝突励起によるキャリアの生成数の不定性加わるため、ノイズが急激に大きくなる。このため検出器の S/N 比は、あるバイアス電圧で最大値をとる。

図 4.29 に、30 K の光源を点灯させた場合の、ノイズのバイアス電圧依存性を示す。また、S/N 比のバイアス電圧に対する依存性を図 4.30 にプロットした。S/N 比が最大となるバイアス電圧はピクセルによって異なるが、およそ 80-90 mV であることが分かる。

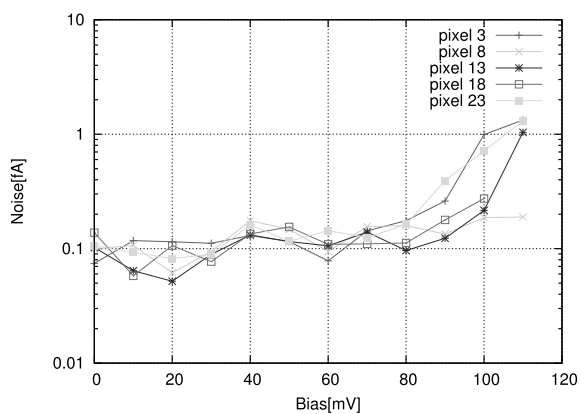


図 4.29: ノイズのバイアス電圧依存性 (積分時間 0.5 sec)

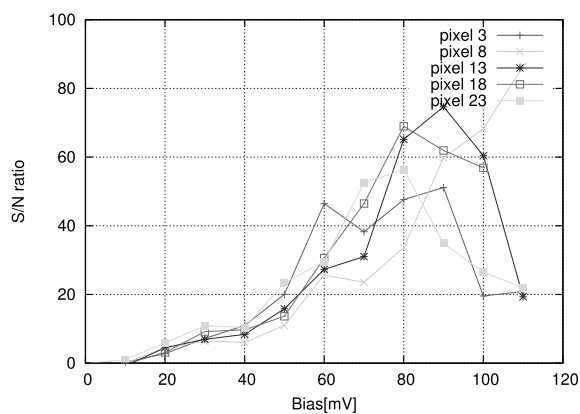


図 4.30: シグナル-ノイズ比のバイアス電圧依存性 (積分時間 0.5 sec)

4.4.5 NEP

シグナルがノイズに等しくなるパワーを、Noise Equivalent Power (NEP) と呼ぶ。図 4.27 から、ノイズの測定値はバイアス電圧 80 mV において、0.05fA@1 Hz である。このサンプルの Responsivity は、S/N 比が最大となる Bias 電圧 (80 mV) において 3 A/W であるため、1 Hz における検出器の NEP は、

$$\text{NEP}@1\text{Hz} \sim 2 \times 10^{-17} [\text{W}] \quad (4.24)$$

となる。この値は FIS-SW 検出器と同等である。しかし、今回用いた測定セットアップは低いノイズレベルまで測定できる環境ではなく、外来ノイズによりノイズ性能が制限されていた。以下にその根拠と、達成し得る NEP の値を示す。

ここでは、別途測定された CRE 単体のノイズの値を用いて、読み出しノイズで決まる NEP を導出する。読み出しノイズは、図 2.9 より、 $\sim 1\mu\text{V}@1\text{Hz}$ である。コンデンサ容量を 100fF、積分時間を 1 秒とした場合のノイズを NEP に換算すると、

$$\text{NEP}_{\text{CRE}}@1\text{Hz} \sim 2 \times 10^{-20} [\text{W}] \quad (4.25)$$

となる。

この値は、測定されたノイズの値に比べて非常に小さい。また、図 4.27 から、低背景放射環境では、ダークカレントノイズは影響しない。よって、低背景放射環境において測定されているノイズは、検出器由来ではなく、常温外部回路や電源からのノイズであると考えられる。つまり、この外来ノイズを除去できれば NEP は大幅に小さくなる。

短い積分時間の場合には、前節で述べたように CRE 読み出しノイズが卓越するが、積分時間が長くなるとダークカレントノイズが主となる。本検出器で 2 K において測定されたダークカレントノイズの値は 0.2 fA (Appendix) であるから、式 (4.16) より、1 Hz の周波数帯域におけるダークカレントのノイズの値は、

$$\sigma(I_{th}) = 1.6 \times 10^{-17} [\text{A}] \quad (4.26)$$

である。よって、検出器感度 3 A/W を用いると、ダークカレントノイズにより決められる NEP は、

$$\text{NEP}_{\text{dark}}@1\text{Hz} \sim 5 \times 10^{-18} [\text{W}] \quad (4.27)$$

となるから、ダークカレントノイズが検出器全体の性能を決める。ただしここで用いた暗電流は、温度依存性の測定より、光の漏れこみによるものであることが分かっている。よって、この NEP は上限であると考えてよい。ダークカレントノイズを正しく評価するためには、より背景放射が低い環境を構築することが必要不可欠である。

以上の議論から、本検出器の Responsivity は「あかり」FIS-SW よりも低いものの、NEP としては FIS-SW より優れていると言える。

4.5 プロトモデル検出器性能評価のまとめ

我々はプロトモデル検出器の性能を、透明電極層の B⁺ 打ち込み量の異なるサンプルについて系統的に評価した。その結果、各サンプル間で性能に違いが見られた。以下に性能評価の結果をまとめた。次章では、これらの性能評価の結果を物理的に考察する。

アレイ内の一様性

アレイ内感度の一様性は、透明電極層の B⁺ 打ち込み量に大きく依存する。プロトモデル検出器を用いた感度測定の結果から、透明電極層の B⁺ 打ち込み量を大きくするほど、アレイ内の感度の一様性が良くなることが分かった。透明電極の B 濃度が大きいサンプル（打ち込み量 1×10^{14} ions/cm²）では、アレイ内の感度ばらつきが平均値に対し 5%程度に抑えられ、一様性が確保できている。これに対し、打ち込み量が小さいサンプル（打ち込み量 2×10^{13} ions/cm²）では、アレイ内での感度のばらつきが平均値に対し 60%と大きい。このサンプルのアレイ内の感度分布を調べると、アレイ中心部の感度が低いことが分かった。

アレイ内感度の一様性が悪くなる要因の一つとして、アレイ内でバイアス電圧のかかり方に非一様性があることが懸念される。B⁺ 打ち込み量が小さいサンプル（打ち込み量 2×10^{13} ions/cm²）では、アレイ中心付近のブレイクダウン電圧が、周辺ピクセルに比べて高いことが分かった。

感度、I-V 特性の変化

また、検出器の I-V 特性も透明電極濃度に依存する。I-V 特性が線形な領域においては、B⁺ 打ち込み量を大きくするほど、高い感度が得られることが分かった。バイアス電圧を上げていくと、感度の差が小さくなる傾向にある。また、全てのサンプルで I-V 特性に非対称性が見られる。

第5章 透明電極濃度の最適化

5.1 概要

本章では、プロトモデル検出器の性能評価の結果から、最適な透明電極層の B 濃度を考察する。第2章で述べたように、透明電極形成にあたっては、以下の3点の要求を満たす必要がある。

- (1) 表面の導電性が十分高いこと。
 - (2) 透明電極層の自由キャリア吸収が最小限に抑えられること。
 - (3) 金属電極と検出器表面との接触抵抗が十分小さいこと。
- (1)、(3)の要求を満たすためには、透明電極層のドーパ量を増やす必要があるのに対し、(2)の要求を満たすためにはドーパ量を抑えなければならない。最適な透明電極の濃度については理論的な検証は難しく、実験的に確かめる必要がある。

プロトモデル検出器の性能評価より、アレイ内の一様性は透明電極層の B 濃度に大きく依存するという結果が得られた。また、I-V 特性の線形領域においては、透明電極層の打ち込み量を増やすに従い、検出器の感度 (Responsivity) が上がることがわかった。本章ではこれらの実験結果を物理的に解釈し、最適な透明電極濃度について議論する。

検出器性能に大きくかわり、かつ透明電極層の B⁺ 打ち込み量により変化すると考えられる物理量は、以下の3点である。

- (a) 検出器の表面抵抗
- (b) 透明電極層による入射光の吸収量
- (c) 金属電極と検出器表面との接触抵抗

我々はこれらの物理量を把握するため、プロトモデル検出器の性能評価に加え、B 濃度の深さ分布の分析、素子の表面抵抗の測定、B⁺ イオンを打ち込んだウエハーの透過率測定を行った。以下ではこれらの実験結果を示し、(a)–(c) の物理量の B 濃度に対する依存性を考察する。

5.2 B⁺ 打ち込みによる透明電極層の金属化

透明電極濃度の最適化のために知っておくべき現象の一つに、モット・アンダーソン転移がある。半導体中の不純物濃度が非常に高くなると、電子の波動関数の重なり合いが大きくなり、ある転移濃度を超えたところで、キャリアが原子間のクーロンポテンシャルをトンネル効果で飛び越えて移動できるようになる²³⁾ (ホッピング伝導)。このようなキャリアは金属中の自由電子と同様のふるまいを示し、半導体は金属化する。これを非金属・金属転移 (モット転移) と呼ぶ。この転移が起こる不純物濃度 N_c は、水素原子近似で求められるボーア半径 a_H の3乗に反比例することが知られている²⁴⁾。

$$N_c^{1/3} a_H = K \quad (5.1)$$

ここで、 K は比例定数で、 $K = 0.26(\pm 0.05)$ である。ボーア半径 a_H は、不純物をドーピングされる結晶の比誘電率 ϵ_s 、キャリアの有効質量 m^* 、キャリアの電荷 e を用いて、

$$a_H = \frac{\epsilon_s \hbar^2}{m^* e^2} \quad (5.2)$$

と表される。

我々は Ge:Ga 検出器表面に高濃度に B^+ イオンを打ち込み、一部の Ge:B を金属化させることで、アレイ全体に様に電場をかけている。Ge:B が金属化する転移濃度は式 (5.1) より、 $N_c = (0.65 \sim 2.1) \times 10^{18}/\text{cm}^3$ である。

5.3 B 濃度の深さ分布

感度の B^+ 打ち込み量に対する依存性の原因を探るため、透明電極層の B 濃度の深さ方向分布を、二次イオン質量分析法 (SIMS) を用いて調べた。SIMS とは、酸素やセシウムなどのイオン（一次イオン）をサンプル表面に照射させ、そこから飛び出すイオン（二次イオン）を質量分析することで、サンプル内の物質の濃度分布を分析する手法である。

我々は、透明電極層の B 濃度の異なる各サンプルについて SIMS 分析を行った。図 5.1 に、得られた透明電極層の B 濃度プロファイルを示す。また表 5.1 に、得られた分析結果をまとめた。参考のため、「あかり」FIS-SW 検出器に用いた Ge:Ga 素子の表面と裏面の B 濃度プロファイルを、図 5.1 に示した¹⁸⁾。

SIMS 分析の結果、B 濃度の深さ方向分布について、サンプル間で違いが見られた。図 5.1 より、 B^+ イオン打ち込みフラックスの増加に伴い、B 濃度が増加していることが分かる。FIS-SW 検出器と同じ打ち込みフラックス (5×10^{13} ions/cm²@40 keV) で製作した NTT-AT 製素子の表面 B 濃度プロファイルは、FIS-SW 検出器の表面 B 濃度プロファイルとほぼ一致している。一方、浜松ホトニクス社製の素子の濃度プロファイルは他と異なり、NTT-AT 製の素子に比べて、濃度のピークが表面からより内側の方にある。

前節で述べたように、モット転移の臨界濃度前後では物性が大きく変化する。金属化した場所と非金属の場所の寄与を切り分けるため、プロファイルを濃度が臨界濃度 ($N_c = 1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$) よりも低い領域と高い領域に分け、濃度を深さ方向に積分した。この値も、表 5.1 に示す。

表 5.1: 各サンプルの密度の積分

サンプル	# 5	# 1	# 4
B ⁺ 打ち込み Flux[ions/cm ²]	2×10 ¹³ @40keV	5×10 ¹³ @40keV	1×10 ¹⁴ @40keV
製造メーカー	NTT-AT	NTT-AT	NTT-AT
ピークの濃度 [cm ⁻³](深さ [nm])	1.25×10 ¹⁸ (77.0)	2.80×10 ¹⁸ (93.0)	5.61×10 ¹⁸ (93.8)
表面濃度 [cm ⁻³](深さ [nm])	3.88×10 ¹⁷ (11)	8.82×10 ¹⁷ (11)	1.72×10 ¹⁸ (11)
B 密度積分 [cm ⁻²](>1×10 ¹⁸ [cm ⁻³] で積分)	8.15×10 ¹²	3.54×10 ¹³	7.97×10 ¹³
B 密度積分 [cm ⁻²](<1×10 ¹⁸ [cm ⁻³] で積分)	9.56×10 ¹²	5.63×10 ¹²	4.48×10 ¹²
B 密度積分 [cm ⁻²](total)	1.8×10 ¹³	4.1×10 ¹³	8.4×10 ¹³

HPK	AKARI	裏面
5×10 ¹³ @40keV	5×10 ¹³ @40keV	1×10 ¹⁴ @40keV, 2×10 ¹⁴ @40keV
浜松ホトニクス	浜松ホトニクス	浜松ホトニクス
2.22×10 ¹⁸ (143.2)	2.8×10 ¹⁸ (97)	1.5e19(130)
5.42×10 ¹⁷ (11)	5.8×10 ¹⁷ (13)	3.5×10 ¹⁸ (11)
3.22×10 ¹³	3.76×10 ¹³	2.87×10 ¹⁴
7.83×10 ¹²	4.83×10 ¹²	6.03×10 ¹²
4.0×10 ¹³	4.2×10 ¹³	2.9×10 ¹⁴

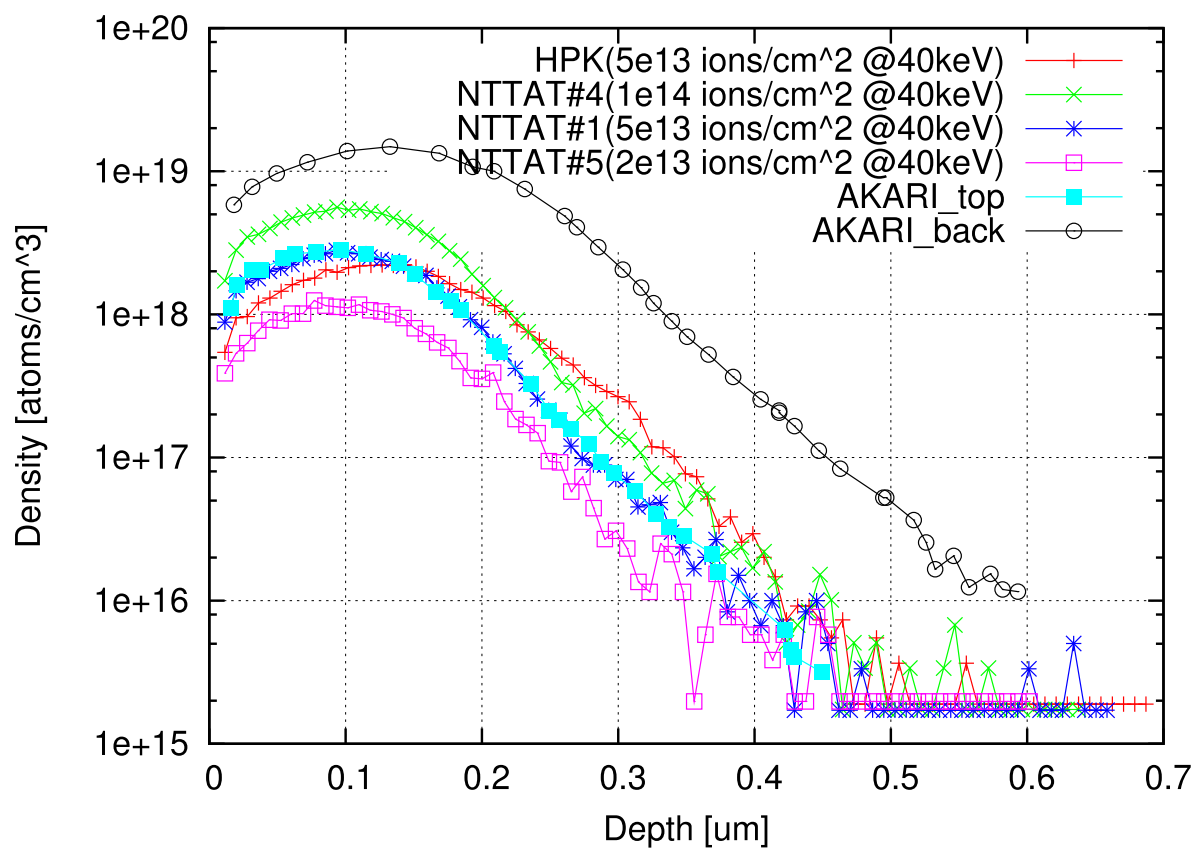


図 5.1: B 濃度の深さ分布

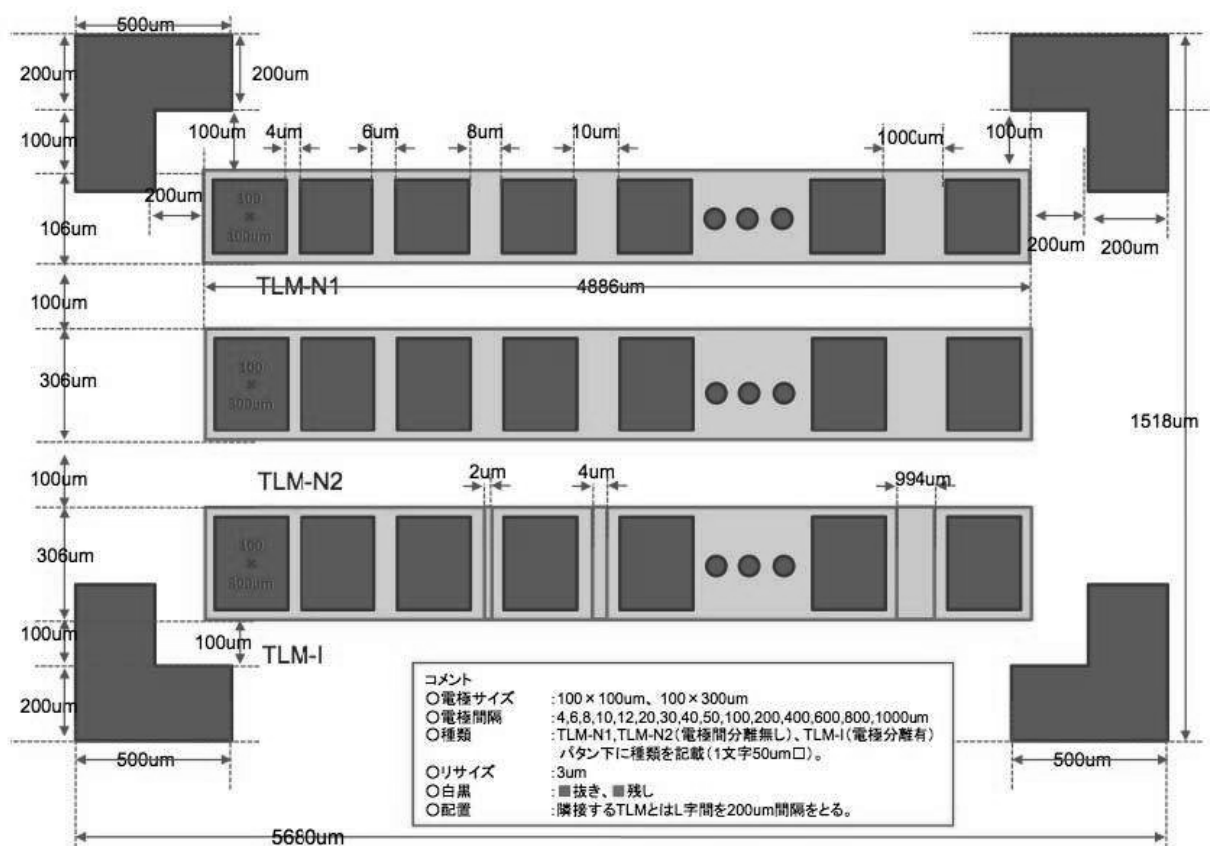


図 5.2: 表面抵抗測定用素子の設計図

5.4 検出器の表面抵抗

プロトモデル検出器を用いた感度測定の結果から、透明電極層の B⁺ イオン打ち込み量を大きくするほど、アレイ内の感度の一様性が良くなることが分かった。透明電極の B 濃度が大きいサンプル (# 4-7G) では、アレイ内の感度ばらつきが 5% 以内に抑えられ、一様性が確保できている。これに対し、打ち込み量が小さいサンプル (# 5-7F) では、アレイ中心部で感度が出ていない。これらの結果より、低濃度サンプルでは、バイアス電圧のかかり方に非一様性があると疑われる。

この原因として、B⁺ 打ち込み量により、アレイ表面に沿う方向の抵抗値が変化している可能性が挙げられる。表面抵抗が、表面に垂直な方向の抵抗値と同程度になっている場合には、金属電極からの距離が遠いピクセルほど、電圧降下により実効的にかかるバイアス電圧が低下する。

我々は、それぞれのサンプルについて、アレイ表面に沿う方向の抵抗値を調べた。以下に、表面抵抗の測定方法と測定結果を述べる。また、表面抵抗の測定結果を物理的に解釈し、検出器アレイ内の非一様性の説明を試みる。

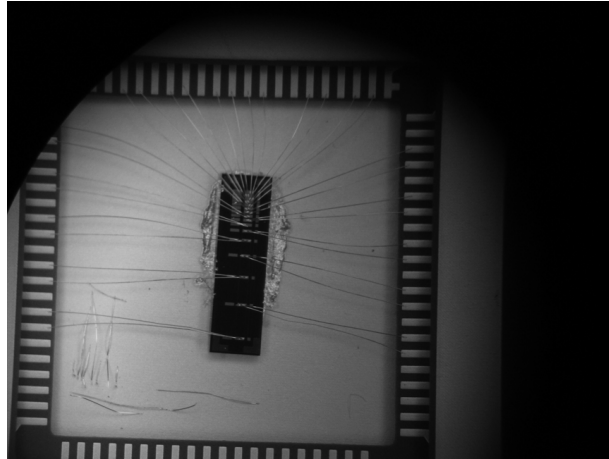


図 5.3: 表面抵抗測定用素子の写真

5.4.1 表面抵抗の測定

我々は素子の表面抵抗を測定するため、3通りの B^+ 打ち込み量で透明電極を施した Ge:Ga 基板上に、間隔を変えて金属電極を蒸着したサンプルを用意した (TLM 素子と呼ぶ)。金属電極間の抵抗値を測ることにより、その電極間距離に対する素子の表面抵抗値を測定できる。この素子の設計図を、図 5.2 に示す。TLM 素子には 3 列に金属電極が取り付けられている。今回我々が使用したのは、このうちの中央の列である。金属電極の幅は $300 \mu\text{m}$ で、電極間の距離は $4\text{--}1000 \mu\text{m}$ である。図 5.3 に、パッケージングされた TLM 素子の写真を示す。

我々は TLM 素子を液体ヘリウムデューワーで冷却し、常温 (300 K)、液体窒素温度 (77 K)、液体ヘリウム温度 (4.2 K) の場合について、四端子法を用いて電極間の抵抗値を測定した。 77 K においては、高濃度のサンプル (# 4) のみ測定を行った。

B^+ 打ち込み量の異なる 3 つのサンプルについて、温度 4.2 K で測定された表面抵抗の距離に対する依存性を、図 5.4 に示す。表 5.2 に、各サンプルに対する B^+ 打ち込み量と、 $1 \mu\text{m}$ あたりの抵抗値を示す。また、表面抵抗値の温度依存性を図 5.5 に示す。図 5.4、表 5.2 より、温度 4.2 K において、金属電極間は十分小さい抵抗値を持つことが分かる。

ここで、表面抵抗による電圧降下量を見積もる。アレイ中央にあるピクセルの中心と、金属電極との最短距離は $1.25 \mu\text{m}$ である。この距離での抵抗値は、実験結果から数 $\text{k}\Omega$ である。次に、アレイ表面に垂直な方向の抵抗値を概算で求める。 30 K の光源を点灯させた場合、バイアス電圧を 100 mV かけたときに流れる電流値は 10 fA 程度なので、表面に垂直な方向の抵抗値は、およそ $10 \text{ T}\Omega$ と見積もることができる。アレイ表面に沿う方向の抵抗値は、これに比べて無視できるほど小さい。よって、 4.2 K においては、バイアス電圧はアレイ内で様にかかるはずである。

プロトモデル検出器の性能測定は 2 K において行ったため、感度のアレイ内分布を議論するためには、 2 K における表面抵抗値を知らねばならない。しかしながら、温度 2 K における表面抵抗値は測定されていない。よって我々は、表面抵抗値の温度依存性から、 2 K における表面抵抗値を見積もる必要がある。

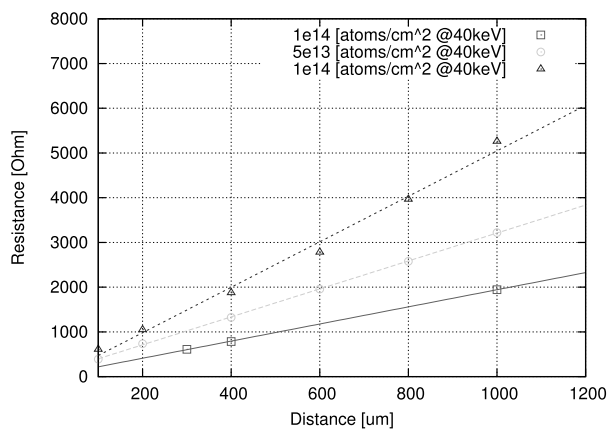


図 5.4: Ge:Ga 透明電極打ち込み素子の表面抵抗の距離依存性

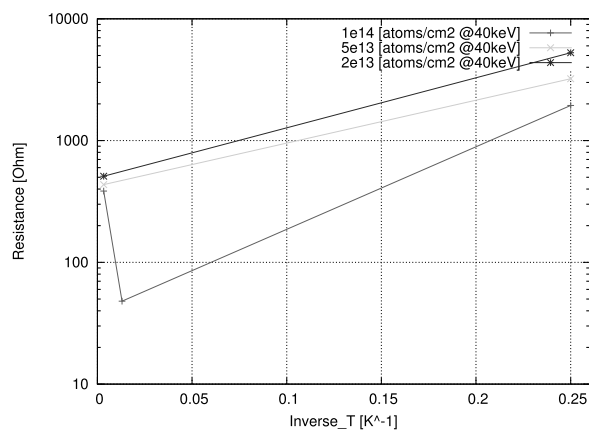


図 5.5: 表面抵抗値の温度依存性

表 5.2: 4.2K において測定された抵抗値、抵抗率の値

サンプル	# 5	# 1	# 4
B ⁺ 打ち込み量 [ions/cm ²]@40keV	2×10 ¹³	5×10 ¹⁴	1×10 ¹⁴
抵抗値 [Ω/μm]	7.50(±0.07)	3.17(±0.01)	1.9(±0.1)
金属化した領域の厚み [nm]	131	180	214
平均の抵抗率 [Ω cm]	2.95(±0.01) × 10 ⁻²	1.71(±0.01) × 10 ⁻²	1.2(±0.1) × 10 ⁻²
接触抵抗 [Ω]	90(± 20)	23.4(± 2.0)	8.7(± 1.8)

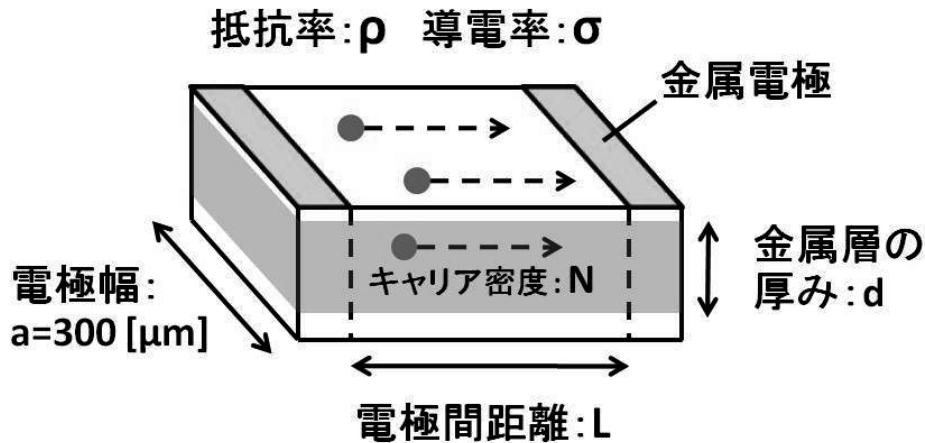


図 5.6: 電極構造の模式図

抵抗率の導出

ここで、後の議論で必要となる導電率と抵抗率を求めておく。ここでは、電荷は金属化した領域 ($N > N_C$ の領域) のみを移動すると仮定し、平均の導電率 $\bar{\sigma}$ 、平均の抵抗率 $\bar{\rho}$ を求める。 $\bar{\sigma}$ 、 $\bar{\rho}$ は、深さ x における導電率 $\sigma(x)$ と抵抗率 $\rho(x)$ を用いて、

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{d} \int_{N > N_C} \sigma(x) dx \quad (5.3)$$

$$\bar{\rho} = 1/\bar{\sigma} \quad (5.4)$$

と定義する。

図 5.6 に TLM 素子の電極構造の模式図を示した。金属化した領域の厚みを d 、電極間距離 L 、電極幅 a とすると、電極間の抵抗値 R は $\bar{\sigma}$ 、 $\bar{\rho}$ を用いて、

$$R = \frac{L}{da} \frac{1}{\bar{\sigma}} \quad (5.5)$$

$$= \frac{L}{da} \bar{\rho} \quad (5.6)$$

と表されるから、 $\bar{\sigma}$ 、 $\bar{\rho}$ はそれぞれ、

$$\bar{\sigma} = \frac{L}{da} \frac{1}{R} \quad (5.7)$$

$$\bar{\rho} = \frac{da}{L} R \quad (5.8)$$

と求められる。式 (5.8) を用いて抵抗率の値を求め、表 5.2 に示した。

5.4.2 表面抵抗の温度依存性

温度 2 K における表面抵抗値は、温度 4.2 K における値から大幅に変化する可能性がある。ここでは、モット転移前後の導電率の温度依存性について考察し、2 K における表面抵抗値を推測する。TLM 素子の測定結果から、温度 4 K における表面抵抗は、Ge:Ga 素子の抵抗に比べて無視できるほど小さいことが分かった。また透明電極打ち込み量に対する依存性は小さく、打ち込み量の少ないサンプルにおいても十分に低い抵抗値が得られた。

前述したように、モット転移の転移濃度 ($N_c \sim 1 \times 10^{18}$ atoms/cm³) 前後では、素子の物性が大きく変化する。しかし、転移濃度付近における物質の振る舞いは複雑で、いまだに解明されていない部分が多い。以下、Ge:B と同じ p 型の Ge:Ga に関する研究を参考にして²⁸⁾²⁹⁾、B ドープ量に対する導電率の変化を考察する。式 (5.1) より、Ge:B と Ge:Ga では、Mott 転移濃度、ホールの軌道半径はほぼ等しい。よって、導電率等の物理量にも大きな変化はないと考えられる。

熱励起キャリアが支配的な温度領域の伝導率

Ge:Ga もしくは Ge:B の熱励起キャリアが主に電流を担う場合、導電率は温度上昇に従い指数関数的に増加する。このとき導電率 $\sigma_s(T)$ は、以下の式で表される²⁷⁾ (Appendix)。

$$\sigma_s(T) = \mu e p \quad (5.9)$$

$$= 2\mu e \left(\frac{N_A - N_D}{N_D} \right) \left[\frac{2\pi m_h^* kT}{h^2} \right]^{3/2} \exp[-E_i/kT] \quad (5.10)$$

$$(5.11)$$

ここで、 N_A 、 N_D はそれぞれアクセプタとドナーの濃度、 m^* 、 μ はそれぞれホールの有効質量と移動度、 E_i はホールのイオン化エネルギーである。 μ も温度依存性を持つことが考えられるが、温度が 2–4 K では、同等のアクセプタ濃度を持つ Ge:Ga 素子の移動度は、ほぼ一定であることが確認されている³⁰⁾。移動度の温度依存性についての議論は、Appendix に示した。

モット転移濃度付近の導電率

結晶のアクセプタ濃度 N がモット転移濃度 N_c と同程度、もしくはそれ以上である場合には、ホッピング伝導によってキャリアが原子間ポテンシャルを移動する²³⁾。ホッピングによる導電率の温度依存性は、転移濃度前後で異なる。ここでは、転移濃度付近 ($0.16N_c < N < 1.4N_c$) の Ga ドープ量を持つ Ge:Ga について測定された、導電率の温度依存性を参考にする²⁸⁾²⁹⁾。

結晶のアクセプタ濃度 N が転移濃度よりも大きい場合 ($N > N_c$)、導電率 $\sigma_m(T)$ は、

$$\sigma_m(T) = m * T^\alpha + \sigma(0) \quad (5.12)$$

$$\sigma(0) = \sigma_0(N/N_c - 1)^\beta \quad (5.13)$$

となり、温度のべき乗に依存する²⁸⁾。ここで、 $\sigma(0)$ は 0 K における導電率の値である。 α 、 β 、 m は実験から決められる値で、Ge:Ga の場合には、 $\alpha \sim 0.5$ 、 $\beta \sim 0.5$ と求められている²⁸⁾。また、 m は濃度に対して依存性を持つ定数である。

アクセプタ濃度 N が転移濃度よりも小さい場合 ($N < N_c$)、導電率 $\sigma_i(T)$ は、

$$\sigma_i(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/2}] \quad (5.14)$$

$$T_0 \sim \frac{2.8m_e^*e^4}{(4\pi\epsilon_s)^2k\hbar^2}(1 - N/N_c)^\gamma \quad (5.15)$$

と表される²⁸⁾。 γ は実験で決められる値で、 $\gamma \sim 1$ である²⁸⁾。 m_e^* はキャリアの有効質量、 ϵ_s はGaの誘電率である。

導電率、抵抗率の温度依存性の計算

熱励起キャリアによって決められる導電率と、ホッピングカレントによる導電率の両方を考慮し、透明電極層の導電率、抵抗率の温度依存性を計算する。B濃度が $N > N_c$ の場合は、導電率は σ_m と σ_s の足し合わせになると考えられる。同様に $N < N_c$ の場合は、 σ_i と σ_s の足し合わせになると考えられる。転移濃度付近における Ge:Ga の σ_i と σ_s は実験的に求められている²⁸⁾²⁹⁾。この結果を用いて導電率の温度依存性を計算し、図 5.7 に示した。縦軸を抵抗率に直したものが、図 5.8 である。計算結果は、アクセプタ濃度が $0.5N_c$ - $2N_c$ の場合について示す。

図 5.7 より、モット転移の転移濃度前後では、導電率の温度依存性が大きく変化する。アクセプタ濃度が転移濃度を超えている場合、4 K と 2 K で抵抗率はほぼ等しい。しかし、転移濃度以下では、2 K における抵抗値が 4 K の場合に比べ、10 倍程度になり得る。

また、4 K における抵抗率は、アクセプタ濃度が転移濃度を超えた場合ほぼ一定である。一方、アクセプタ濃度が転移濃度よりも低い場合には、抵抗率が大きく異なる。

5.4.3 議論

TLM 素子の測定により得られた 4 K の表面抵抗率は、 $\sim 10^{-2} \Omega\text{cm}$ であった。また、透明電極濃度による抵抗率の違いは高々 10 倍程度である。よって、全てのサンプルにおいて、透明電極層はモット転移を起こして金属化している、もしくは臨界濃度付近にある、と結論付けられる。この場合、2 K と 4 K で抵抗率の変化は小さいはずである。つまりこの議論のみでは、 5×5 プロトモデル検出器の感度の非一様性は説明できない。2 K での表面抵抗測定により、ここでの議論を検証することは今後の課題である。

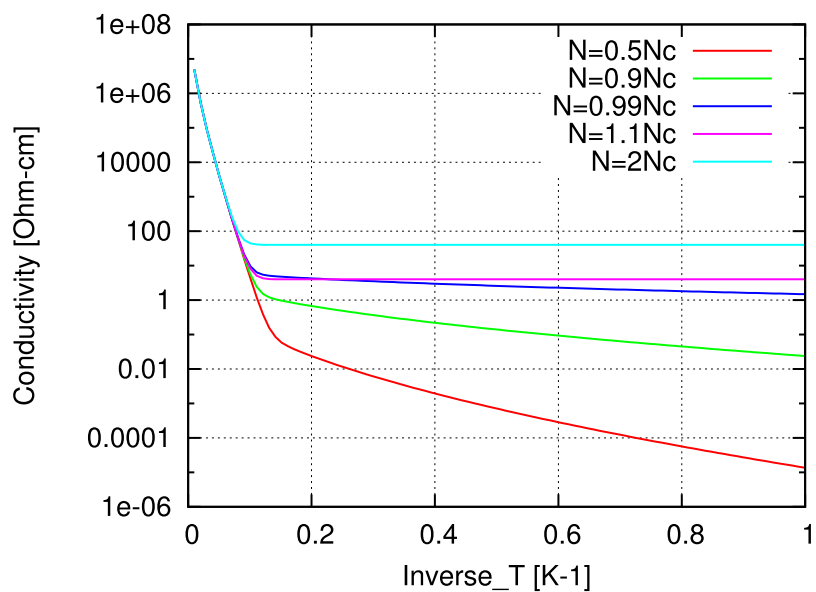


図 5.7: 導電率の温度依存性の計算結果

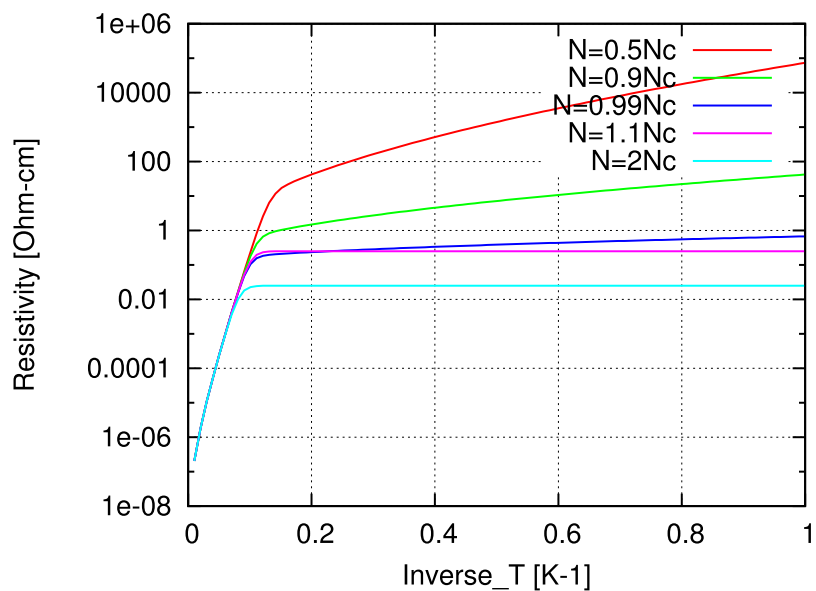


図 5.8: 抵抗率の温度依存性の計算結果

5.5 透明電極層による入射光の吸収量

本節では、透明電極層による入射光の吸収量を見積もり、感度への影響を調べる。透明電極層が金属化している場合、入射光はこの層の自由キャリアによって吸収、散乱される。ホール遷移によって吸収される光子と異なり、自由キャリアによって吸収された光子はキャリアを生成しない。また吸収量は、自由キャリアの密度が大きくなるにしたがって増加する。よって、B⁺ 打ち込み量が増えるにつれて、検出器の感度は低下するはずである。

まず、片面に透明電極を打ち込んだ Ge:Ga ウエハーの透過率測定の結果を用いて、自由キャリアによる光の吸収量を見積もる。得られた吸収量を用いて、Ge:Ga 素子の光の検出効率を計算する。その後、プロトモデル検出器の感度測定結果との比較を行う。

5.5.1 ウエハー透過率からの吸収量の導出

我々は、片面に透明電極を打ち込んだ Ge:Ga ウエハーの透過率を、フーリエ分光器を用いて測定した。透過率測定用サンプルは、プロトモデル検出器に用いた Ge:Ga 素子と、同じウエハーから切り出している。プロトモデル検出器と同様、3通りの B⁺ 打ち込み量でサンプルを製作した。我々はこの他に純粋な Ge 基盤を用意し、これを吸収量のリファレンスとした。透過率測定用サンプルのパラメータを図 5.3 に示す。

表 5.3: 透過率測定用サンプル

サンプル	Ge	# 5	# 1	# 4
透明電極打ち込み量@40 keV [ions/cm ²]	-	2×10^{13}	5×10^{13}	1×10^{14}
ウエハー厚み [μm]	500	500	500	500
Ga 濃度 [atoms/cm ³]	-	2×10^{14}	2×10^{14}	2×10^{14}

透過率測定結果

温度 4 K においてフーリエ分光器を用いて測定された各サンプルの透過率を、図 5.9 に示す。測定時の波長分解能は 0.15 cm^{-1} である。透過率には、基盤の膜の厚さに応じたフリッジが見られる。後に吸収量を導出するため、フリッジを平均化した図を図 5.10 に示す。

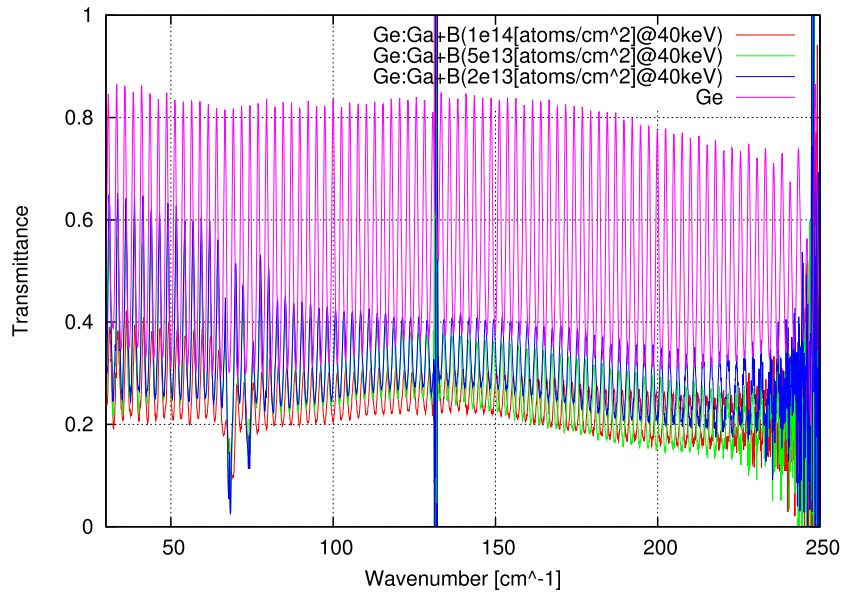


図 5.9: ウェハー透過率 [Ge、Ge:Ga+B 透明電極]

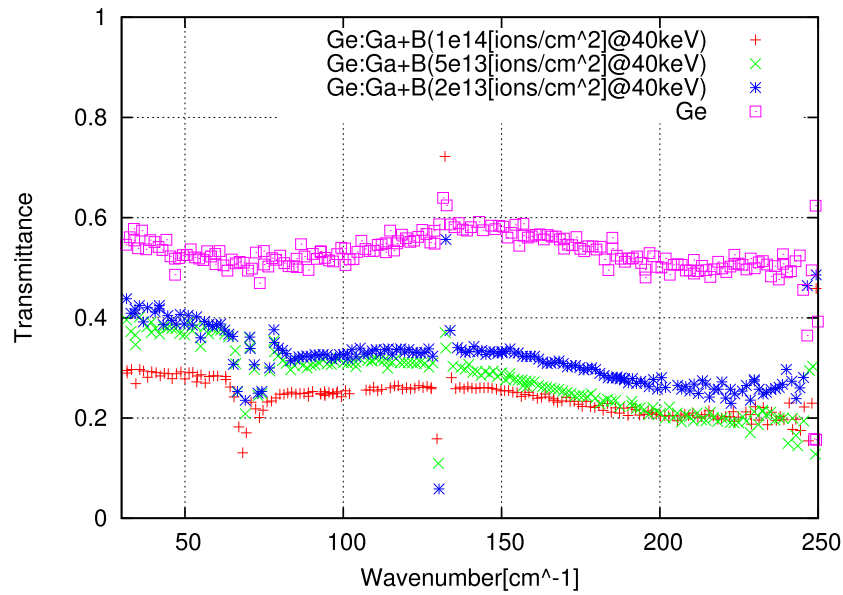


図 5.10: ウェハー透過率 (フリッジを平均化した図) [Ge、Ge:Ga+B 透明電極]

吸収量の導出

得られたウエハーの透過率を用いて、各サンプルの吸収量を導出する。干渉が無い場合、屈折率 n 、消衰係数 k 、吸収係数 α 、厚み d のウエハーの透過率 T は、

$$T = \frac{(1 - R_0)^2 T_i}{1 - T_i^2 R_0^2} \quad (5.16)$$

と表される³⁸⁾。ここで R_0 、 T_i は

$$R_0 = \frac{(1 - n)^2 + k^2}{(1 + n)^2 + k^2} \quad (5.17)$$

$$T_i = \exp(-\alpha d) \quad (5.18)$$

である。この場合、光の波長は透明電極層の厚みに比べて十分長いいため、透明電極は反射に寄与しないと考えるよい (Appendix)。消衰係数 k が屈折率 n に比べて十分小さく、かつ、屈折率が透明電極層によって変化しない場合には、 $R_0 = (1 - n)^2 / (1 + n)^2$ と近似できるため、吸収係数 α と透過率 T との関係は以下ようになる。

$$\alpha d = -\log \left(\frac{-(1 - R_0)^2 + \sqrt{(1 - R_0)^4 + 4T^2 R_0^2}}{2TR_0^2} \right) \quad (5.19)$$

単純化のため、吸収係数の導出には、干渉フリンジを平均化した透過率を用いる。厳密には、フリンジを平均化した透過率と、干渉が無い場合の透過率は一致しないが、我々の透過率測定条件と素子の厚み (500 μm) においては、両者は測定誤差の範囲内で一致する。

測定から得られるのは、吸収係数を深さ方向に積分した値 ($\alpha \times d$) である。平均化した透過率を用いて導出した吸収量を、図 5.11 に示した。参考のため、別の研究により求められている Ge:Ga と Ge の吸収量も図 5.11 にプロットした³¹⁾³²⁾。

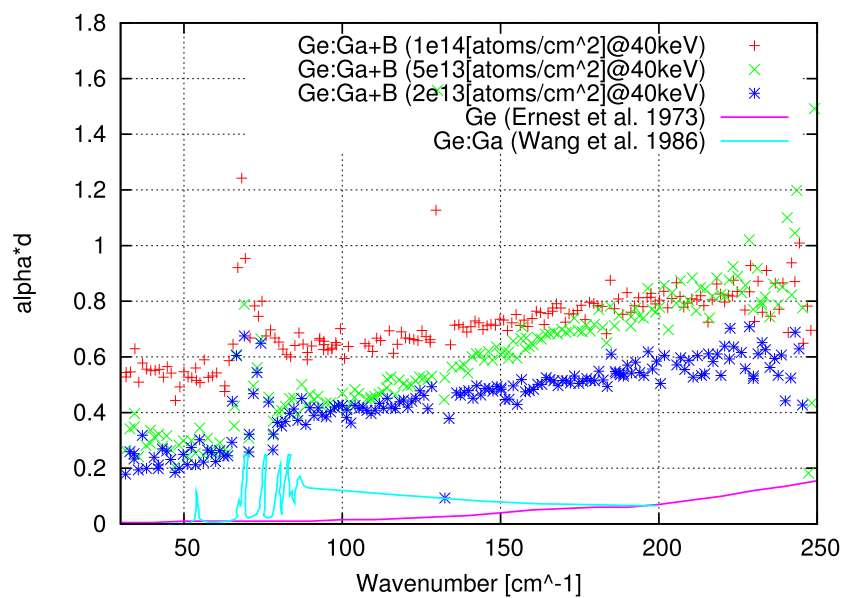


図 5.11: 透過率から求めた吸収量

5.5.2 吸収の切り分け

Ge:Ga、Ge:B 共に、 50 cm^{-1} よりも小さい波数では、ホール遷移による吸収はほぼ起こらないと考えてよい。しかし、図 5.11 を見ると、この波数領域に $5\text{--}10\text{ cm}^{-1}$ の吸収が存在することが分かる。これらの吸収は、透明電極層によるものと考えられる。

透明電極層による吸収が検出器感度に与える影響を調べるためには、測定された吸収量を、吸収過程によって切り分ける必要がある。Ge:Ga に B を打ち込んだサンプルの吸収過程は、大きく以下の 3 つに分けられる。

- (1) Ge:Ga および Ge:B の不純物準位間の遷移による吸収
- (2) 透明電極層による自由キャリアによる吸収
- (3) 結晶の格子振動による吸収

このうち光励起キャリアの生成に効くのは、(1) Ge:Ga および Ge:B の不純物準位間の遷移による吸収、のみである。また、(2) 透明電極層による自由キャリアによる吸収、(3) 結晶の格子振動による吸収、は Ge:Ga 層に入射する光の量を減らすため、検出器感度の低下に寄与する。

透過率測定から得られた吸収量は、それぞれの過程における吸収量が、足し合わされたものである。以下では、それぞれの吸収過程による吸収量を見積もる。

(1) Ge:Ga および Ge:B による吸収

Ge:Ga によるフォトン吸収は、ホールがフォトンのエネルギーを受け取って、不純物準位から価電子帯へ遷移することにより起こる。ここでは文献値から、Ge:Ga と Ge:B のホール遷移による吸収量を見積もる。遠赤外域において測定された Ge:Ga と Ge:B の吸収係数を、図 5.13 に示す³³⁾。Ge:Ga、Ge:B の、主な吸収線の遷移エネルギーとホールのイオン化エネルギーを、表 5.4 にまとめた。

図 5.13 より、 100 cm^{-1} ($100\text{ }\mu\text{m}$) における吸収係数は、およそ 2 cm^{-1} である。Ge:Ga のホールのイオン化エネルギーは 10.97 meV と測定されており、波数では 91.3 cm^{-1} に相当する。したがって 90 cm^{-1} 付近で吸収量が急激に上昇し、波数の増加に従いゆるやかに減少していく。図 5.13 より、Ge:Ga の吸収スペクトルの $50\text{--}90\text{ cm}^{-1}$ には、複数の吸収線が見られる。これらは、不純物準位と価電子帯の間に存在するエネルギー準位間のホール遷移によるものである。中でも目立つのが、 9.19 meV (74.1 cm^{-1}) と 8.44 meV (68.1 cm^{-1}) に現れる吸収線である。

Ge:B でも Ge:Ga と同様の吸収が起こる。Ge:B の場合、ホールのイオン化エネルギーは 10.47 meV (84.4 cm^{-1}) と測定されている。目立った吸収線は 8.69 meV (70.0 cm^{-1}) と 7.94 meV (64.0 cm^{-1}) に現れる。

透過率測定結果を注意して見ることにより、Ge:Ga、Ge:B の吸収線を確認する。B⁺ 打ち込み量の異なるサンプルについて測定された透過率 (図 5.9) の $60\text{--}80\text{ cm}^{-1}$ の部分を拡大し、図 5.12 に示した。 74.1 cm^{-1} 、 68.1 cm^{-1} に顕著に Ge:Ga の吸収線が見られるが、Ge:B の吸収線は現れていない。この原因としては、以下の 2 つの原因が考えられる。

- (a) Ge:B の吸収が Ge:Ga の吸収量に対し無視できるほど小さい。
- (b) 高濃度ドーピングによりエネルギー準位が広がり、はっきりとライン吸収が見えなくなっている。

(a) の場合には透明電極層の B が感度上昇に寄与することはないが、(b) の場合には Ge:B の光励起キャリアにより、感度が上昇する可能性がある。Ge:B が感度に寄与する可能性については、本節の最後に議論する。

表 5.4: Ge:Ga および Ge:B の遷移エネルギー³³⁾

	Ge:Ga	Ge:B
ホールのイオン化エネルギー (波数)	10.97 meV (88.5 cm^{-1})	10.47 meV (84.4 cm^{-1})
C 遷移エネルギー (波数)	9.19 meV (74.1 cm^{-1})	8.69 meV (70.0 cm^{-1})
D 遷移エネルギー (波数)	8.44 meV (68.1 cm^{-1})	7.94 meV (64.0 cm^{-1})

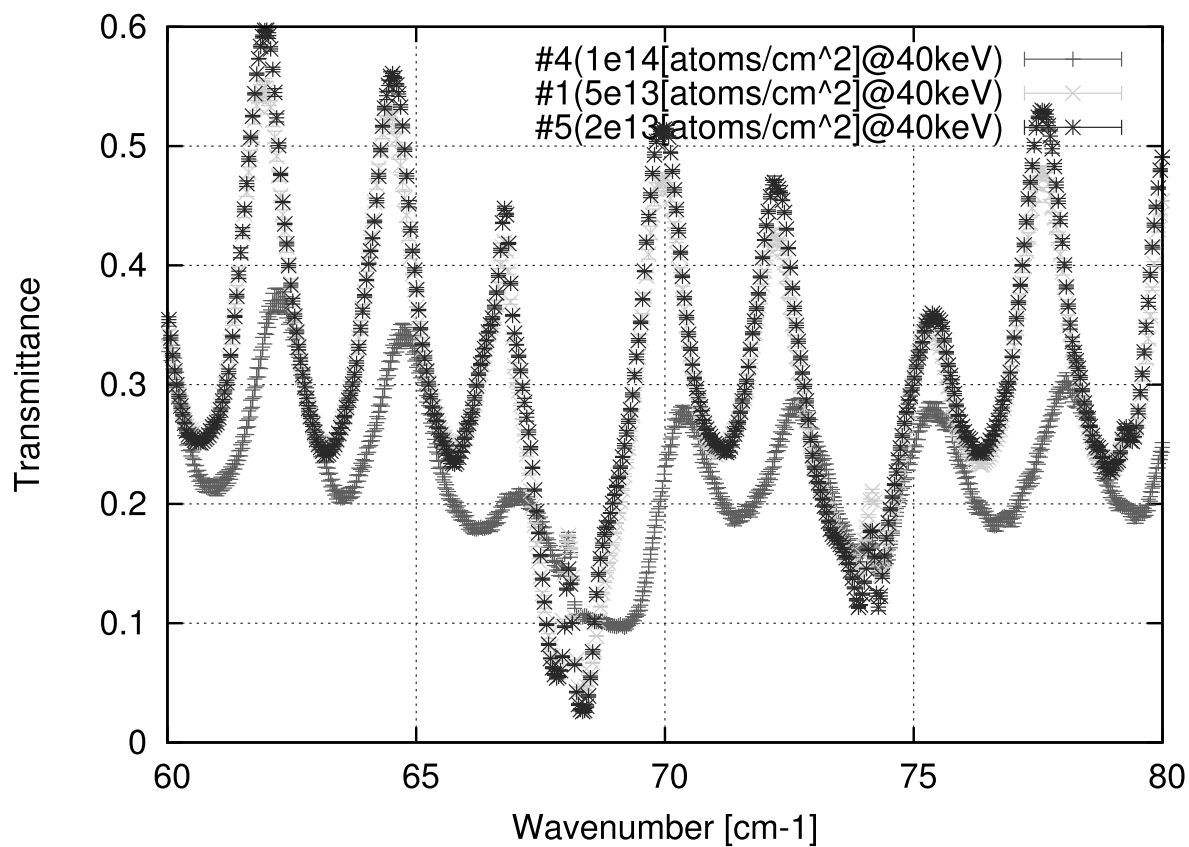


図 5.12: 透過率拡大図 [Ge:Ga+B 透明電極、60–80 cm^{-1}]

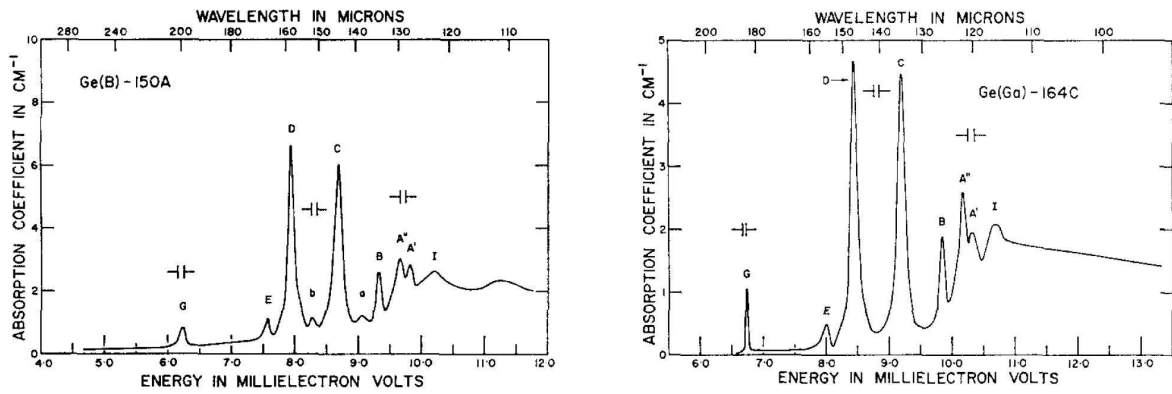


図 5.13: Ge:B (左図) および Ge:Ga (右図) の吸収スペクトル。(Ge:B は温度 10 K、Ge:B は温度 9 K のときの測定結果、 $N_A=2 \times 10^{14}$ [atoms/cm³])

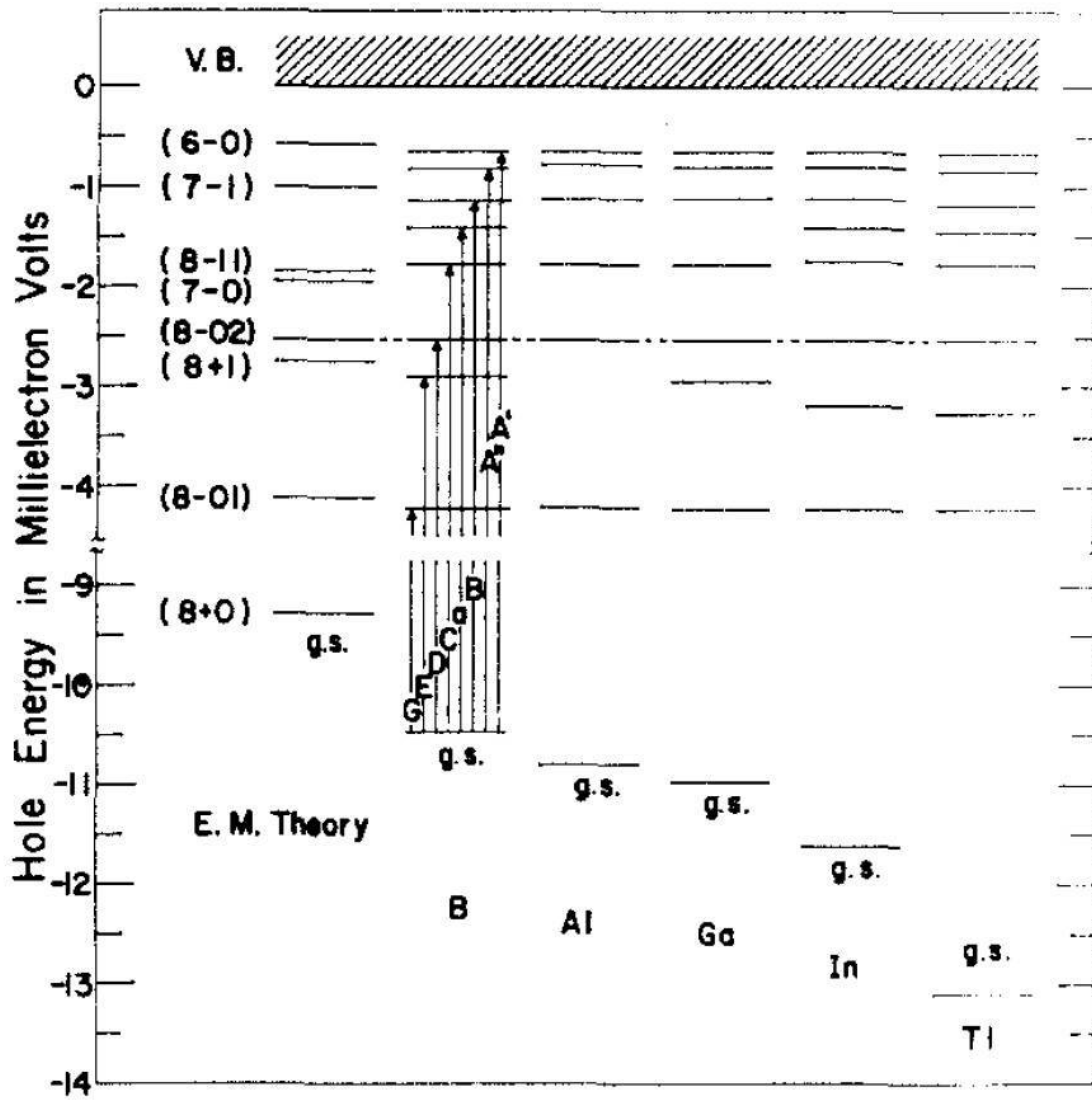


図 5.14: p 型 Ge の遷移エネルギー図

(2) 自由キャリアによる吸収

ここでは、自由キャリアによる吸収係数 α を以下の Drude-model で見積もる³⁴⁾。Drude-model の詳細な計算は、Appendix に示した。 ω を入射光の角振動数、 c を光速、 n を屈折率、 τ をキャリアの平均自由衝突時間とすると、 α は、

$$\alpha = \frac{\omega_p^2 \tau}{cn(\omega^2 \tau^2 + 1)} \quad (5.20)$$

と表される。ただし、屈折率 n もキャリア濃度に対して依存性をもつ。 ω_p はプラズマ振動数で、以下の式で表される。

$$\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m^* \quad (5.21)$$

N はキャリアの濃度、 m^* はキャリアの有効質量である。ただし、ここでは CGS 単位系を用いていることに注意する。

ここで、抵抗率の測定結果を用いて τ を求める。金属を流れる電流密度 J は、キャリアの移動速度 v 、素電荷 e 、単位体積当たりのキャリア数を N として、

$$J = Nev \quad (5.22)$$

と求められる。電場 E をかけたとき、 $v = eE\tau/m^*$ が成り立つので、

$$J = Ne^2 \tau E / m^* \quad (5.23)$$

となる。 $J = E/\rho$ より、

$$\rho = \frac{m^*}{Ne^2 \tau} \quad (5.24)$$

$$\sigma = \frac{Ne^2 \tau}{m^*} \quad (5.25)$$

のように抵抗率、導電率と平均衝突時間との関係式が得られる。

実験結果から τ を求めるため、金属化した領域の平均の抵抗率 $\bar{\rho}$ と τ の関係を求める。ただし、 τ は濃度変化に対して一定であると仮定する。金属化した領域の厚みを d 、深さ x における B 濃度を $N(x)$ とすると、式 (5.3)、式 (5.25) より、

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{d} \int_{N > N_c} \frac{N(x) e^2 \tau}{m^*} \quad (5.26)$$

$$= \frac{e^2 \tau}{dm^*} \int_{N > N_c} N(x) dx \quad (5.27)$$

である。よって τ と $\bar{\sigma}$ との関係は、

$$\tau = \frac{dm^* \bar{\sigma}}{e^2} \frac{1}{\int_{N > N_c} N(x) dx} \quad (5.28)$$

$$= \frac{dm^*}{e^2 \bar{\rho}} \frac{1}{\int_{N > N_c} N(x) dx} \quad (5.29)$$

となる。

表 5.5: 各サンプルにおけるキャリアの平均衝突時間

B ⁺ イオン打ち込み量@40keV [ions/cm ²]	平均の抵抗率 ρ [Ωcm]	τ [sec]
2×10^{13}	$2.95(\pm 0.03) \times 10^{-2}$	3.3×10^{-14}
5×10^{13}	$1.71(\pm 0.01) \times 10^{-2}$	3.3×10^{-14}
1×10^{14}	$1.2(\pm 0.1) \times 10^{-2}$	2.7×10^{-14}

4 K において測定された平均の抵抗率（表 5.2）と、SIMS 分析の結果得られた表面の濃度を用いて平均衝突時間を導出し、表 5.5 にまとめた。各測定から決められた τ の値はほぼ一定で、 $\tau \sim 3 \times 10^{-14}$ [sec] である。

次に、ここで求めた τ の値を用いて、自由キャリアによる吸収量を見積もる。実験で得られた吸収量と比較するため、吸収係数を深さ方向に積分すると、

$$\int \alpha dx = \frac{4\pi e^2 \tau}{cm^*(\omega^2 \tau^2 + 1)} \int \frac{N(x)}{n(x)} dx \quad (5.30)$$

となる。 $N(x)$ は深さ x における濃度、 $n(x)$ は深さ x における屈折率である。

図 5.1 に示した濃度プロファイルを用いて、金属化していると考えられる領域 ($N > N_c$) について積分を行い、式 (5.30) から自由キャリアによる吸収量を求めると、図 5.15 のようになった。ここでは、屈折率のキャリア濃度依存性も考慮した (Appendix)。図 5.15 より、B⁺ 打ち込み量の増加に伴い、吸収量が増えることが分かる。

ここで、透過率測定から得られた吸収量と、自由キャリアによる吸収量の計算値を比較する。図 5.16 に、実験から得られた吸収量@100 μm と、Drude-model による計算結果@100 μm をプロットした。縦軸は吸収係数を深さ方向に積分した値である。Drude-model による計算結果には緩和時間 τ の見積もりに不定性があることを考慮し、 τ が見積もられた値に比べ大きい場合についての計算結果もプロットした。また、100 μm における吸収量の実験値と計算値を、表 5.6 にまとめた。

図 5.16 から、計算結果は B 濃度増加に伴う吸収量の増加を再現していることが分かる。しかし明らかに、実験結果には自由キャリアによる吸収のみでは説明がつかないオフセット成分が存在する。オフセット成分が何による吸収であるかは検証を要する。

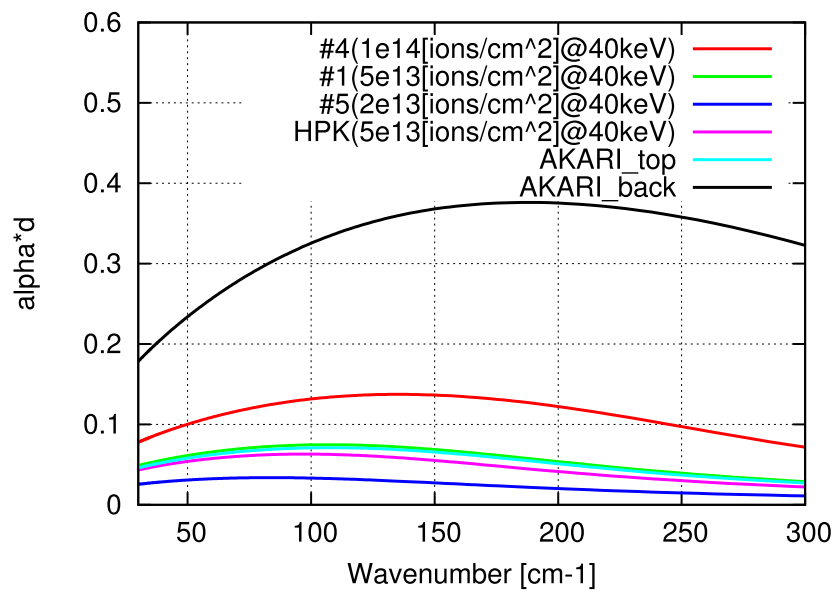


図 5.15: 濃度プロファイルから計算した吸収量

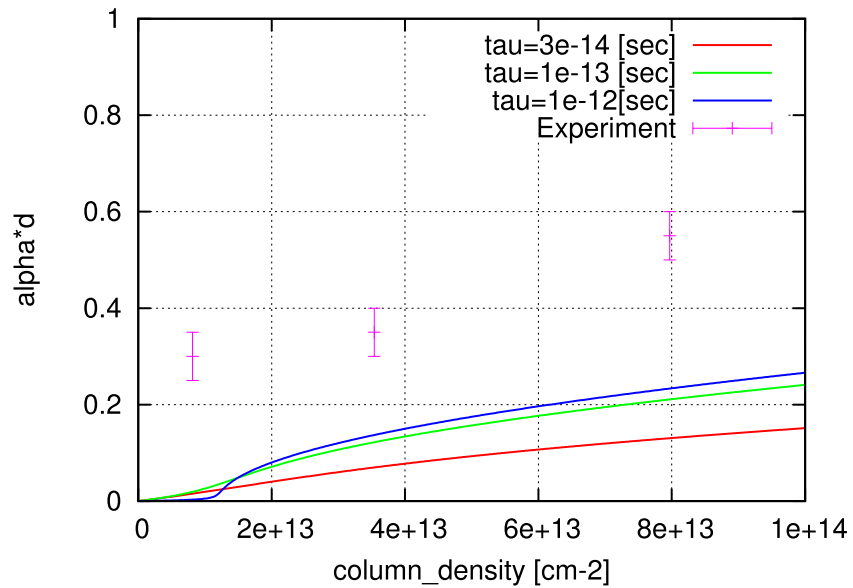


図 5.16: 実験値と計算結果の比較

表 5.6: 透明電極による吸収量（実験値と計算結果の比較）

サンプル	# 5	# 1	# 4
B ⁺ 打ち込み Flux[ions/cm ²]	2×10 ¹³ @40keV	5×10 ¹³ @40keV	1×10 ¹⁴ @40keV
B 密度積分 [cm ⁻²](>1×10 ¹⁸ [cm ⁻³] で積分)	8.15×10 ¹²	3.54×10 ¹³	7.97×10 ¹³
透明電極層による吸収量@100 μm (実験値 α × d)	~ 0.30	~ 0.35	~ 0.55
自由キャリアによる吸収量@100 μm (計算値 α × d)	0.033	0.075	0.13

HPK	AKARI	裏面
5×10 ¹³ @40keV	5×10 ¹³ @40keV	1×10 ¹⁴ @40keV, 2×10 ¹⁴ @40keV
3.22×10 ¹³	3.76×10 ¹³	2.87×10 ¹⁴
-	-	-
0.063	0.071	0.33

5.5.3 透明電極層による感度ロスの見積もり

量子効率の導出

波長 λ の 1 個の光子がキャリアを作る（ホールが価電子帯に励起される）確率 η(λ) を量子効率とよぶ。求められた吸収量を用いて、検出器の量子効率を見積もる。前述したとおり、現在求められた吸収量は透明電極層に存在する自由キャリアによる吸収と、Ge:Ga による吸収の足し合わせになっていると考えられる。自由キャリアによる吸収はホールの生成には効かないので、検出器の量子効率を見積もるためには、Ge:Ga による吸収量のみを抽出する必要がある。透明電極の自由キャリアの吸収により入射光が減衰してしまうため、量子効率は透明電極打ち込み量を増やすに従って低下すると考えられる。

両面に透明電極を形成した場合の Ge:Ga 部分の吸収率を求める。いまウエハーの層を 3 つに分け、その吸収係数と厚みを表面から順に α₁、d₁、α₂、d₂、α₃、d₃ とする。また、1 回光がウエハーを透過する際の、各層の減衰率 T₁、T₂、T₃ とトータルの減衰率 T_i を以下のように置く。

$$T_1 = \exp(-\alpha_1 d_1) \quad (5.31)$$

$$T_2 = \exp(-\alpha_2 d_2) \quad (5.32)$$

$$T_3 = \exp(-\alpha_3 d_3) \quad (5.33)$$

$$T_i = \exp(-\alpha_1 d_1 - \alpha_2 d_2 - \alpha_3 d_3) \quad (5.34)$$

d₂ ≫ d₁, d₃ であるから、表面から数えて一層目と三層目は透明電極層、二層目は Ge:Ga の層と考えて差し支えない。多重反射を考える場合、R₁ を裏面での反射率とすると、Ge:Ga の層のみによる吸収率 A_{Ge}、すなわち量子効率 η は以下のように計算される。

$$\begin{aligned}
A_{Ga} = \eta &= (1 - R_0)T_1(1 - T_2) \\
&+ R_1(1 - R_0)T_iT_3(1 - T_2) \\
&+ R_0R_1(1 - R_0)T_i^2T_1(1 - T_2) \\
&+ R_0R_1^2(1 - R_0)T_i^3T_3(1 - T_2) \\
&+ \dots \\
&= \frac{(1 - R_0)(1 - T_2)(T_1 + R_1T_iT_3)}{1 - R_0R_1T_i^2}
\end{aligned} \tag{5.35}$$

ここでは、裏面では高濃度のドープ層によって 100%光が反射すると仮定する。すなわち、 $R_1 = 1$ 、 $T_3 = 1$ を仮定して量子効率を求める。

Responsivity の導出

透明電極の打ち込み量、B 濃度プロファイルによる感度 (Responsivity) への影響を調べる。ここで、図 5.11 より、各層における吸収量を見積もる。文献値より、100 μm における Ge:Ga 層の吸収係数はおおよそ 2 cm^{-1} である。 $d_2 \gg d_1, d_3$ より $d_2 \sim 0.05 \text{ [cm]}$ である。透明電極層の吸収量は B^+ イオン打ち込み量に依存する。中濃度サンプル ($5 \times 10^{13} \text{ ions/cm}^2 @ 40 \text{ keV}$) では、透明電極層の吸収量 ($\alpha \times d$) は 0.35 である。よって、1 層目と 2 層目の吸収量は、

$$\begin{aligned}
\alpha_1 d_1 &= 0.35 \\
\alpha_2 d_2 &= 2 \times 0.050 = 0.10
\end{aligned} \tag{5.36}$$

となる。これらの値を用いて式 (5.36) より量子効率 η を計算すると、

$$\eta = 0.097 \tag{5.37}$$

となる。ここで検出器感度 Responsivity は、量子効率 η とフォトコンダクティブゲイン G を用いて、

$$R(\lambda) = \frac{e\eta(\lambda)G\lambda}{hc} \tag{5.38}$$

と表される (e :素電荷、 λ :光の波長、 h :プランク定数、 c :光速)。よって、 $G=1$ を仮定すると、

$$R = 8 \text{ [A/W]} \tag{5.39}$$

と Responsivity が求められる。同様にして各サンプルの量子効率を求め、表 5.7 に示した。

極端な場合として、表面の吸収を 0 とした場合、量子効率は 0.16 であり、このとき Responsivity は 13 A/W である。つまりこれが、透明電極層の吸収量の低減により実現できる最大の Responsivity である。

表 5.7: 吸収量を仮定して導出した量子効率と Responsivity (* 透過率データの無いものは # 4 の実験値と計算値から推定)

サンプル	# 5	# 1	# 4
B ⁺ 打ち込み Flux [ions/cm ²]	2×10 ¹³ @40 keV	5×10 ¹³ @40 keV	1×10 ¹⁴ @40 keV
B 密度積分 [cm ⁻²](>1×10 ¹⁸ [cm ⁻³] で積分)	8.15×10 ¹²	3.54×10 ¹³	7.97×10 ¹³
透過率から求めた自由キャリアの吸収量 ($\alpha \times d$)	~ 0.30	~ 0.35	~ 0.55
Ge:Ga の吸収係数 [cm ⁻¹]	~ 2	~ 2	~ 2
量子効率	0.10	0.097	0.075
Responsivity [A/W]	8	8	6

HPK	AKARI	打ち込みなし
5×10 ¹³ @40keV	5×10 ¹³ @40keV	-
3.22×10 ¹³	3.76×10 ¹³	0
0.4*	0.4*	0
~ 2	~ 2	~ 2
0.1*	0.1*	0.16
8*	8*	13

5.5.4 議論

本節では、透明電極層による入射光の吸収量を透過率測定実験から求め、透明電極が感度に与える影響を調べた。透明電極層による吸収は、金属化した領域に存在する自由キャリアによるものであると予想されたが、計算により得られた自由キャリアの吸収量は実験結果に比べて小さいことが分かった。これは、透明電極層に何らかのオフセット吸収が存在しているためであると考えられる。

透過率測定から感度のロスを見積もると、透明電極層の吸収により、すべてのサンプルで感度が低下することが分かった。特に高濃度サンプル（# 4）では、低濃度サンプル（# 5）、中濃度サンプル（# 1）と比較して30%程度感度ロスが大きい。また、低濃度サンプルと中濃度サンプルでは、見積もられた感度ロスは同程度であった。これは、自由キャリアの吸収以外にオフセット吸収が存在するためである。オフセット成分の原因説明は、今後の課題である。

原理的には透明電極打ち込み量が少ないほど、自由キャリアの吸収によるロスが少ないため、感度は上昇するはずである。しかし、プロトモデル検出器の性能評価からは逆の結果が得られている。透明電極層のB濃度が高くなるほど感度が上昇することを説明するためには、別のプロセスの感度への寄与を考えなければならない。

ここで、透明電極層のGe:Bの感度への寄与の可能性について議論する。「あかり」FIS-SW検出器においては、透明電極層のB濃度が感度上昇に寄与していた可能性が示唆されている¹⁵⁾。これは、純粋なGe基板に透明電極を打ち込んだ素子が光感度を持っていたためである。「あかり」FIS-SW検出器の感度はバイアス電圧80 mVにおいて20 A/Wであったのに対し²⁶⁾、Bによる感度上昇量は1 A/W程度であると測定された。つまり、Bの感度への寄与は5%程度である。よってBの感度への寄与を考えても、プロトモデル検出器において測定された感度変化（50%@60 mV）を説明することはできない。

5.6 金属電極と検出器表面との接触抵抗

本節では、検出器表面に蒸着した金属電極と検出器表面との接触抵抗について述べる。プロトモデル検出器の性能評価より、I-V 特性の線形領域において、感度は透明電極濃度が高いほど上昇することが分かった。前節の議論により、透明電極層の自由キャリアによる吸収は、感度を下げる方向に寄与するため、実験結果を説明できない。また、I-V 特性には非対称性が見られ、負バイアスにおける感度が、正バイアスにおける感度に比べて高いことが分かっている。

ここで重要となるのが、金属と半導体を接触させたときに生じるポテンシャル障壁（ショットキー障壁）である。ショットキー障壁の高さは、界面の不純物濃度が高くなるにしたがって小さくなる。よって、金属と半導体との間の接触抵抗も小さくなる。

ショットキー障壁による接触抵抗の値が、Ge:Ga 素子の抵抗値と同程度であると仮定すると、電流値が接触抵抗によって制限され、感度が低下する。このような条件下では、透明電極層の B⁺ イオン打ち込み量を増やすに従い、接触抵抗が小さくなり、感度が上昇することになる。また、ショットキー障壁による抵抗値はバイアスの方向に依存するため、I-V 特性の非対称性にも説明がつく。

以上の議論を確かめるため、本節では、ショットキー障壁を乗り越えて流れる電流値を詳しく計算し、プロトモデル検出器の性能の解釈を試みる。

5.6.1 ショットキー障壁

金属と半導体のフェルミ準位は異なる。両者を接触させた場合、互いのフェルミ準位が一致するように、ポテンシャルの形が変化する²⁵⁾。よって金属と半導体の界面には、図 5.17(a) のようにポテンシャル障壁が生じる。これをショットキー障壁と呼ぶ。p 型半導体を金属と接触させた場合に生じるショットキー障壁 ϕ_{bp} は、金属の仕事関数 χ 、半導体の電子親和力 ϕ_m 、半導体のバンドギャップ E_g を用いて、

$$\phi_{bp} = E_g - e(\phi_m - \chi) \quad (5.40)$$

と表せる。たとえば、金と Ge との間のショットキー障壁は 0.459 eV である²⁵⁾。

バイアス電圧を変えた場合、電子のエネルギーバンド図は図 5.18 のように変化する。内蔵電位 (built-in-potential) V_{bi} は、p 型半導体に対して次のように与えられる。

$$V_{bi} = \phi_{Bp} - V_n \quad (5.41)$$

ここで V_n は、半導体のフェルミ準位 E_F と価電子帯の底 E_V のポテンシャルの差である。

次に、電荷の分布を考えてポアソン方程式を解き、ポテンシャルの形を求める。 $x < W$ の領域においては、キャリアが存在せず空乏層となっていると仮定する。さらに、この領域のアクセプタはすべてイオン化し、電荷密度は一定 (ρ_s) であるとする。それ以外の場所では中性になっており、電荷密度は 0 であるとする。

表面からの距離に対する電荷の分布は図 5.17(b) のようになる²⁵⁾。ポテンシャルを $\phi(x)$ とすると、この場合のポアソン方程式は、

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho_s}{\epsilon_s} (0 \leq x \leq W) \quad (5.42)$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 0 \quad (x < 0, W < x) \quad (5.43)$$

$$(5.44)$$

となる。これを解くと、空乏層幅 W 、 $0 \leq x \leq W$ の領域における電場 $E(x)$ 、ポテンシャル $\phi(x)$ が求められ、

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{eN_A}(V_{bi} + V)} \quad (5.45)$$

$$E(x) = \frac{eN_A}{\epsilon_s}(W - x) \quad (5.46)$$

$$\phi(x) = \frac{eN_A}{\epsilon} \left[Wx - \frac{1}{2}x^2 \right] - \phi_{bp} \quad (5.47)$$

となる。式 (5.46) より、アクセプタ濃度 N_A の値が大きくなるほど、空乏層幅は小さくなる。

以上のようなショットキー障壁を乗り越える過程としては、(a) 熱的に障壁を乗り越える過程、(b) トンネル効果により、確率的に障壁を突き抜ける過程、の2つがある。常温下 (~ 300 K) では (a) が支配的だが、極低温下 (~ 2 K) においては (b) が支配的になる。

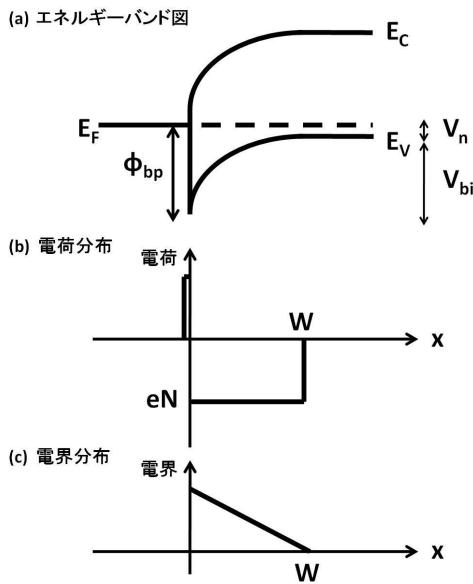


図 5.17: (a) 金属と半導体を接触させた場合のエネルギーバンド図²⁵⁾。(b) 電荷分布。(c) 電界分布。

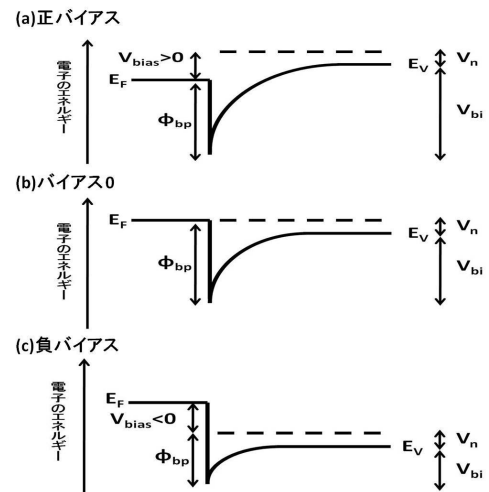


図 5.18: p 型半導体と金属との間のショットキー障壁²⁵⁾。(a) 正バイアス、(b) 熱平衡状態、(c) 負バイアス

5.6.2 熱電効果のみを考えた場合の電流－電圧特性

熱的にショットキー障壁を乗り越える場合に流れる電流値を求める。熱平衡状態においては、反対方向の2つのキャリアの流れが打ち消しあい、電流密度はゼロになる。この状態では、半導体中から金属へ流れる電子の数と、金属から半導体へ流れる電子の数がバランスしている。これらの電流成分は、境界における電子密度に比例する。半導体表面での電子密度 n_s は、

$$\begin{aligned} n_s &= N_A \exp\left[\frac{-eV_{bi}}{kT}\right] \\ &= N_A \exp\left[\frac{-e(\phi_{Bp} - V_n)}{kT}\right] \\ &= N_C \exp\left[\frac{-e\phi_{Bp}}{kT}\right] \end{aligned} \quad (5.48)$$

と表せる²⁵⁾。 N_A はアクセプタ濃度、 N_C は導電帯における電子密度である。金属表面から半導体へ流れる電子による電流密度を $J_{m \rightarrow s}$ 、半導体表面から金属へ流れる電子による電流密度を $J_{s \rightarrow m}$ とすると、熱平衡状態においては、

$$\begin{aligned} |J_{m \rightarrow s}| &= |J_{s \rightarrow m}| \\ &= C_1 N_C \exp\left[\frac{-e\phi_{Bp}}{kT}\right] \end{aligned} \quad (5.49)$$

となる。ここで、 C_1 は比例定数である。接合にバイアス V (金属が+になる方向を順方向バイアスとする) がかけられると半導体表面の電子密度はそれに伴い変化するのに対し、金属表面の電子密度は変化しない。よって、電流密度 J は、

$$\begin{aligned} J &= |J_{m \rightarrow s}| - |J_{s \rightarrow m}| \\ &= C_1 N_C \exp\left[\frac{-e\phi_{Bp}}{kT}\right] - C_1 N_C \exp\left[\frac{-e(\phi_{Bp} + V)}{kT}\right] \\ &= C_1 N_C \exp\left[\frac{-e\phi_{Bp}}{kT}\right] \left(1 - \exp\left[\frac{-eV}{kT}\right]\right) \end{aligned} \quad (5.50)$$

と表せる。 $C_1 N_C$ は $A^* T^2$ に等しい。 A^* は実効リチャードソン定数で、

$$A^* = \frac{4\pi m^* k^2 e}{h^3} \quad (5.51)$$

である。 m^* は有効質量、 k はボルツマン定数、 e は素電荷、 h はプランク定数である。これは、電子がショットキー障壁を熱的に乗り越える効果のみを考えた場合の電流電圧特性である。常温 (300 K) ではここで述べた電流が支配的となり、検出器はダイオード特性を示す (ショットキーダイオード)。

しかし温度 2 K においては $e\phi_{Bp} \gg kT$ であるから、式 (5.50) より熱的にポテンシャルを超える電流はほぼ 0 となる。この場合には、障壁をトンネル効果により通り抜けることによる電流が支配的となる。

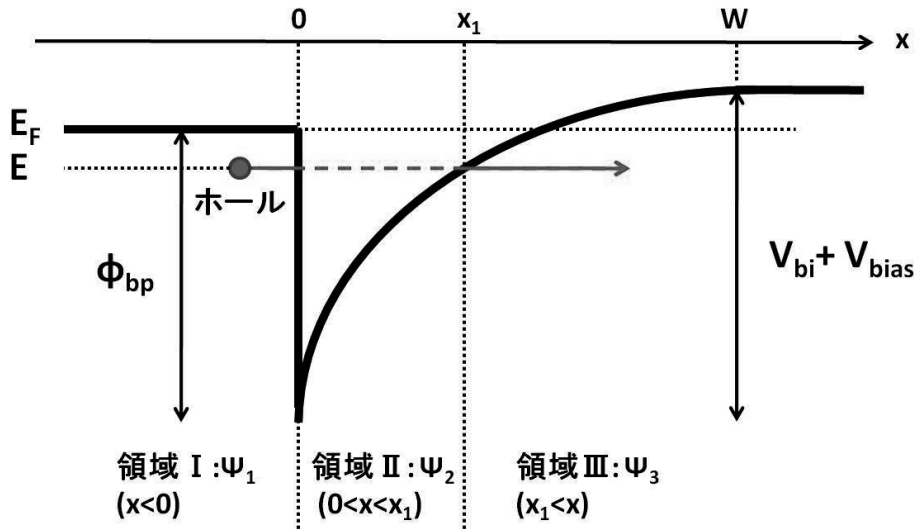


図 5.19: キャリアのトンネル

5.6.3 トンネル効果を考慮した場合 (WKB 近似)

次に、ショットキー障壁をトンネル効果で通り抜ける場合の電流電圧特性を考える。キャリアが式 (5.47) で表されるポテンシャル $\phi(x)$ を透過する確率を、WKB 近似を用いて計算する。ポテンシャル $\phi(x)$ は位置 x に対して緩やかに変化するため、WKB 近似を適用してよい。

図 5.19 のように領域を 3 つに分け、領域 I ($x < 0$)、領域 II ($0 < x < x_1$)、領域 III ($x_1 < x$) における波動関数をそれぞれ Ψ_1 、 Ψ_2 、 Ψ_3 と置く。 x_1 は、 $\phi(x) = E$ となる位置である。粒子の運動エネルギーを E とするとそれぞれの領域に対するシュレディンガー方程式は以下ようになる。

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi_1}{dx^2} = E\Psi_1(x < 0) \quad (5.52)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi_2}{dx^2} + e\phi(x)\Psi_2 = E\Psi_2(0 \leq x \leq W) \quad (5.53)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi_3}{dx^2} + eV\Psi_3 = E\Psi_3(x > W) \quad (5.54)$$

ここで WKB 近似を用いると、透過確率は、

$$P(E) = \exp\left[\frac{1}{\hbar} \int_0^{x_1} \sqrt{2m^*(\phi(x) - E)} dx\right] \quad (5.55)$$

となる³⁵⁾。よって、アクセプタ濃度が大きいほど空乏層幅は小さくなり、透過確率は大きくなる。それに伴いトンネル電流も大きくなる。金属側から半導体側へのトンネル電流密度は、Fermi-Dirac 分布関数を用いて以下のように求められる³⁶⁾。

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{A^* T^2}{kT} \int_{eV}^{e\phi} F_m P(E) [1 - F_s] dE \quad (5.56)$$

F_m 、 F_s はそれぞれ金属と半導体のエネルギー分布関数であり、

$$F_m = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]} \quad (5.57)$$

$$F_s = \frac{1}{1 + \exp[(E + V_n + V_{\text{bias}} - E_F)/kT]} \quad (5.58)$$

と表される。 E_F は金属側のフェルミ準位、 V_{bi} は内蔵電位である。半導体側から金属側へ流れる電流の密度 $J_{m \rightarrow s}$ も同様に計算できる。透過確率は方向によらず等しいので、全体として流れる電流の電流密度 J は、

$$J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s} \quad (5.59)$$

$$= \frac{A^*T}{k} \int_{eV}^{e\phi} P(F_s - F_m) dE \quad (5.60)$$

となる。

我々は式(5.60)を用いて、ショットキー障壁0.459 eV、バイアス電圧100 mV、ピクセル面積 $(0.5\text{mm})^2$ のときの電流値を計算し、障壁部分の抵抗値を求めた。この値をアクセプタ濃度 N_A に対してプロットしたものが、図5.20である。図5.20から、 $N_A = 1 \times 10^{17} - 1 \times 10^{19}$ atoms/cm³の間で、大きく抵抗値が変化することが分かる。図5.21、図5.22は、それぞれ $N_A = 5 \times 10^{17}$ [/cm³]、 $N_A = 1 \times 10^{18}$ [/cm³]における抵抗値のバイアス電圧依存性を示す。

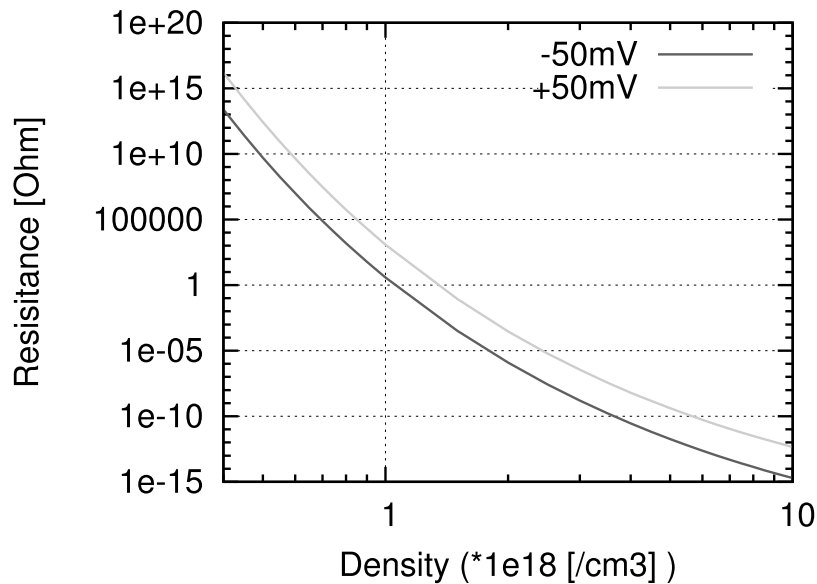


図 5.20: WKB 近似を用いて計算した抵抗値。赤線は -50 mV、緑線は $+50$ mV の場合。

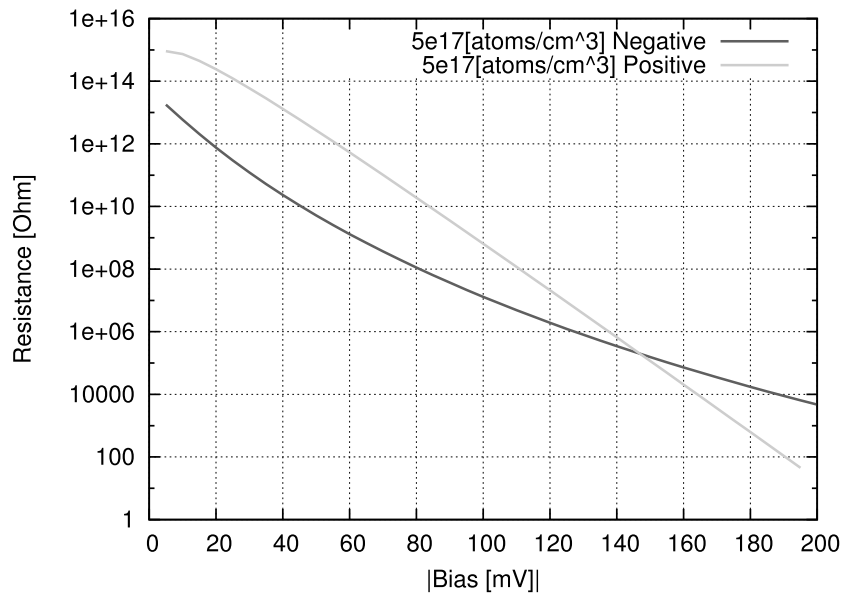


図 5.21: 接触抵抗の電圧依存性 (表面濃度 5×10^{17} atoms/cm³)

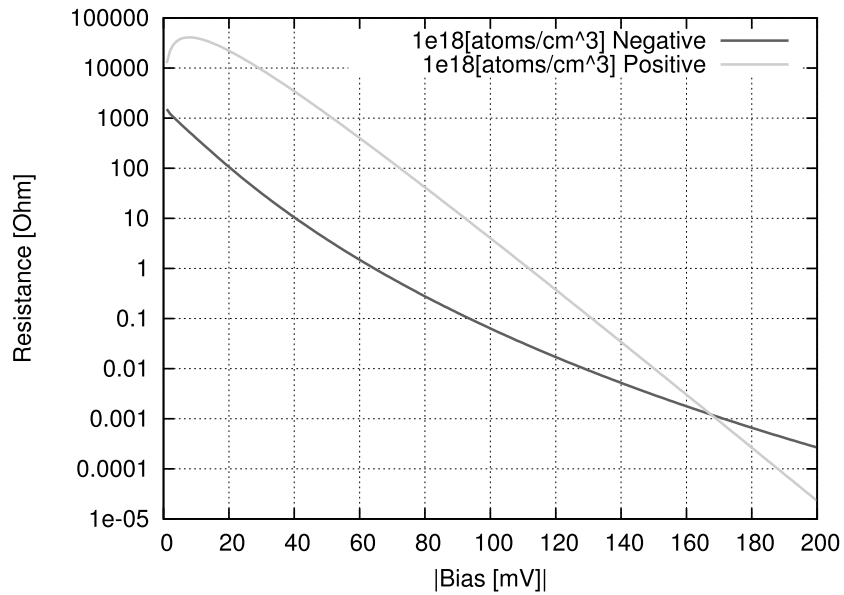


図 5.22: 接触抵抗の電圧依存性 (表面濃度 1×10^{18} atoms/cm³)

5.6.4 ショットキー障壁が検出器性能に与える影響

第4章で、透明電極打ち込み量を増やすに従い、検出器感度は上昇することを述べた。また、図4.18より、I-Vカーブには非対称性が見られた。ここでは、計算された接触抵抗の値を用いて、ショットキー障壁が検出器性能に与える影響について述べる。また、実験結果を検証する。

感度への影響

ショットキー障壁が存在する場合には、検出器の感度に深刻な影響を与える。極低温下(2 K)では熱的な電流は抑えられ、トンネル電流が支配的となる。このとき、トンネル電流および接触抵抗値は、界面の不純物濃度に大きく依存する。プロトモデル検出器において、接触抵抗の値がGe:Ga素子の抵抗値に比べて同程度、もしくはそれ以上になっている場合には、検出器に実効的にかかる電圧が減少する。よって、検出器感度は一様に低下する。

プロトモデル検出器表面のB濃度は、SIMS分析の結果から測定されており、高濃度サンプル、中濃度サンプル、低濃度サンプルに対して、それぞれ 3.88×10^{17} 、 8.82×10^{17} 、 1.72×10^{18} atoms/cm³である。ここでは、表面濃度として深さ11 nm(測定限界)のときの値を用いる。図5.20から、低濃度サンプルにおいては、ショットキー障壁の抵抗値が、Ge:Ga素子の抵抗値($\sim 10^{12}$ - 10^{13} [Ω])と同程度になることが分かる。検出器の感度が、透明電極打ち込み量に対して依存性を持つのは、このためであると考えられる。

I-V特性への影響

ここではプロトモデル検出器で見られたI-V特性の非対称性、および、I-V特性の、透明電極濃度に対する依存性について述べる。モノリシック検出器は表面と裏面でB⁺打ち込み量が異なるため、表面と裏面でショットキー障壁の大きさが異なる。裏面においてはB濃度が非常に高いため、接触抵抗は非常に小さいと考えてよい。よって、検出器のI-V特性は表面の接触抵抗のみで決まる。図5.21より、ショットキー障壁による接触抵抗値は、バイアス電圧に対しても依存性を持つ。検出器表面と金属との接触抵抗がGe:Ga素子と同程度になっている場合には、I-V特性に非対称性が現れる。

また、図4.20より、バイアス電圧を-80 mV以上かけると、感度の透明電極濃度に対する依存性がなくなり、収束することが分かる。正バイアス側でも同様に、バイアス電圧を上げるに従い、感度の透明電極濃度に対する依存性は小さくなる。これは、バイアス電圧を上げるに従って接触抵抗の値が次第に小さくなり、Ge:Ga素子の抵抗値に対して無視できるようになるからである、と考えられる。

ショットキー障壁の影響を考慮してシミュレーションを行った結果、図5.23のようなI-V特性が得られた。ここでは、高濃度サンプル(#4-7G)についてはショットキー障壁部分の接触抵抗は十分に小さく、検出器感度には影響しないとした。中濃度、低濃度のサンプル(#1-5C、#5-7F)については、高濃度サンプルの実験結果をGe:GaのI-V特性と仮定し、それぞれの表面濃度を仮定した場合の接触抵抗を計算に含めた。比較のため、図5.24に実験結果を示した。シミュレーション結果は、I-V特性の非対称性、低バイアス電圧における感度のB濃度依存性、高バイアス電圧における収束をよく再現している。

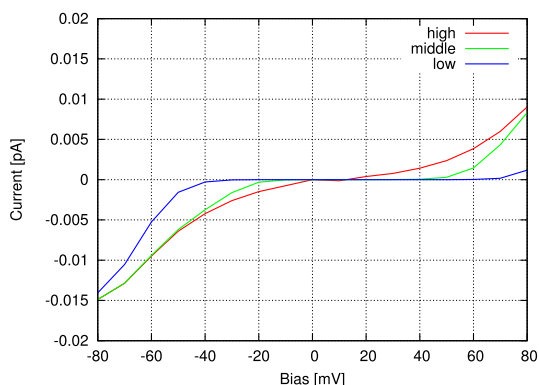


図 5.23: シミュレーション結果 (高濃度サンプルはショットキー障壁の影響が無いと仮定)

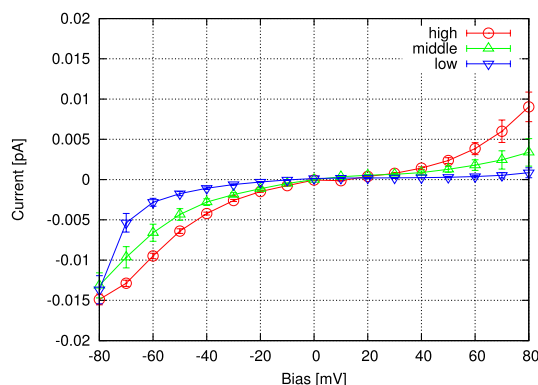


図 5.24: 実験結果

5.6.5 議論

以上の議論より、プロトモデル検出器においては、ショットキー障壁が感度に大きく影響していると言える。透明電極打ち込み量によって感度が変わるのは、金属電極と検出器表面とのショットキー障壁のためである。大きな接触抵抗が存在することは、I-V 特性の非対称性からも明らかである。

ショットキー障壁の影響はバイアス電圧が低いほど顕著に出るため、これを回避するには、検出器を高いバイアス電圧で使用すればよい。しかし、バイアス電圧を上げるに従いノイズが増えるため、NEP の値が良くなるとは限らない。

金属電極との接触抵抗が大きくなっているのは、検出器表面の B 濃度が低いためである。図 5.20 より、良好なオーミック接触のためには、少なくとも $10^{18} \text{atoms/cm}^3$ 以上の濃度が必要であるといえる。

5.7 透明電極濃度の最適化まとめ

5.7.1 実験事実の解釈

表面抵抗

表面の導電性を得るためには B⁺ イオンを高濃度にドーピングして検出器表面を金属化（モット転移）させる必要がある。アレイの非一様性の原因は、B⁺ 打ち込み量が十分ではなく、検出器の表面抵抗が大きいことが原因であると考えられる。つまり、打ち込み量 2×10^{13} ions/cm²@40 keV では、表面抵抗を得るのに十分ではない、と結論付けられる。しかし、4 K における表面抵抗の測定からは、いずれの素子に対しても高い導電性が得られており、これに対する物理的な説明はつけられなかった。ただし B 濃度分析の結果より、打ち込み量の小さいサンプルにおいては、ピーク濃度がモット転移濃度付近にあり、このような状態にある場合には温度 2 K において導電率が下がる可能性がある。

透明電極層による入射光の吸収

我々は、透明電極層による入射光の吸収量を実験から求め、透明電極が感度に与える影響を調べた。透明電極層による吸収は、金属化した領域に存在する自由キャリアによるものであると予想されたが、計算により得られた自由キャリアの吸収量は実験結果に比べて小さいことが分かった。これは、透明電極層に何らかのオフセット吸収が存在しているためであると考えられる。

透過率測定から感度のロスを見積もると、透明電極層の吸収により、すべてのサンプルで感度が低下することが分かった。特に高濃度サンプル（# 4）では、低濃度サンプル（# 5）、中濃度サンプル（# 1）と比較して 30%程度感度ロスが大きい。また、低濃度サンプルと中濃度サンプルでは、見積もられた感度ロスは同程度であった。これは、自由キャリアの吸収以外にオフセット吸収が存在するためである。オフセット成分の原因解明は、今後の課題である。

金属電極と検出器表面との接触抵抗

感度が B⁺ 打ち込み量に対して依存性を持つのは、検出器表面と金属電極との間にショットキー障壁が存在するためである。ショットキー障壁による接触抵抗が存在することは、I-V 特性の非対称性からも明らかである。バイアス電圧を上げていくとサンプル間の感度の差が小さくなるのは、バイアス電圧を上げるとショットキー障壁による抵抗値が低下するからであると考えられる。ショットキー障壁による抵抗値は検出器表面の濃度が高いほど小さくなり、 10^{18} atoms/cm³ 以上では Ge:Ga 素子の抵抗値に比べて無視できるようになる。

5.7.2 最適な透明電極濃度

以上の解釈より、検出器の光感度、アレイ内の感度の一様性を最大限にするためには、(1) 2 K において表面の導電性を十分確保する、(2) 透明電極層の自由キャリアによる入射光の吸収量を最小限に抑える、(3) 金属電極と検出器表面との境界面の接触抵抗を十分小さくする、ことが必要である。

(1) 表面の導電性の確保

表面の導電性の確保のためには、B 濃度が Mott 転移の臨界濃度を超えている必要がある。ただし実験結果から、転移濃度を超える部分の厚みが小さい場合には、2 K において十分な導電率が得られない可能性がある、と言える。最低限必要な金属層の体積、厚みは定かではないが、打ち込み量が 5×10^{13} ions/cm²@40 keV 以上の場合には十分な導電性が得られると言える。

(2) 透明電極層の自由キャリアによる入射光の吸収量を最小限に抑える

透明電極層の自由キャリアによる吸収量を抑えるためには、B 濃度の深さ方向の積分量（柱密度）をできる限り小さくすることが重要である。透明電極層の吸収量を減らすことにより実現できる最大の感度は、G=1 の場合 13 A/W である。ただし、透明電極層による吸収には何らかのオフセット成分が存在しており、これが感度ロスの原因となっている。オフセット成分の原因解明は、今後の課題である。

(3) 金属電極と検出器表面との間の接触抵抗を十分小さくする

金属電極と検出器表面の間の接触抵抗を十分小さくするためには、金属電極と検出器表面の接触面における B 濃度を 10^{18} atoms/cm³ 程度にする必要がある。現在は金属電極層との接触面と、光入射面には同量の B を打ち込んでいるが、この状態でオーミックコンタクトを得ようとすると、表面の B 濃度が大きくなり、自由キャリアによる吸収量が増える。つまり、接触面と光の入射面で濃度を変え、接触面には十分濃いドーピングを、光の入射面には導電性を得られるだけの最低限のドーピングをすることができれば、ショットキー障壁による感度低下は防げる。

その他の寄与

また、濃度を大きくしていくと、今度は自由キャリアによる反射が起こるようになる。よって、反射が効くような濃度まで B をドーピングしてはいけない。反射量に関する考察は Appendix に示した。

また、B の深さ方向の分布の濃度勾配に検出器感度が依存する可能性もある。浜松ホトニクス製素子の感度が高い理由は分かっていないが、転移濃度付近の濃度勾配が他と違って緩やかであることが分かっており、これが感度上昇に寄与している可能性がある。これらの現象については確証が得られていないため、検証を要する。

第6章 反射防止膜の効果

6.1 概要

FIS-SW 検出器では波長感度特性にフリッジが発生し、分光観測の妨げになっていた (図 1.13)。これは Ge が高い屈折率を持つために、検出器表面での反射率が高いことが原因である。よって Ge 表面に反射防止膜を施すことにより、フリッジ振幅は低減される³⁷⁾。我々は SiO₂ を用いた反射防止膜を試作し、その性能評価を行った。

本章では、まず反射防止膜によるフリッジ低減の原理について説明する。その後、試作した反射防止膜の性能評価の結果を示す。反射防止膜の性能評価は、(1) 反射防止膜を施したウエハーの透過率測定、(2) 反射防止膜を施した 5 × 5 プロトモデル検出器の性能評価、によって行った。(1) により、反射防止膜によるフリッジ低減効果を実証する。また (2) により、反射防止膜の蒸着による検出器性能へ影響を確認し、検出器への反射防止膜の実装が可能であることを証明する。

6.2 反射防止膜の必要性とその原理

6.2.1 フリッジの発生原理

Ge 素子に光を入射させると、入射表面と裏面で光の反射が起こり、検出される光強度にフリッジが発生する。フリッジが発生する原理は以下のとおりである。

ある厚みを持った Ge 素子に光が入射すると、まず入射した側の表面で光の一部が反射され残りはその面を透過する。表面を透過した光に対しては裏面でも同様のことが起こり、反射するものと透過するものに分かれる。このようなプロセスが無限回おこることによって光が干渉し、透過光、反射光、吸収される光の強度にフリッジが発生する。

以下では、(a) 基板に吸収がない場合、(b) 吸収がある場合、両方の場合についてフリッジを計算する³⁸⁾。

6.2.2 (a) 吸収が無い場合 (垂直入射)

透過率および反射率の計算

重なった二つの屈折率の異なる層に、外側の媒質から光が入射する場合のことを考える。媒質、層 1、層 2 の屈折率をそれぞれ n_0 、 n_1 、 n_2 とする。また媒質に対する層 1 の振幅反射率、振幅透過率をそれぞれ r_1 、 t_1 、層 1 に対する層 2 の振幅反射率、振幅透過率をそれぞれ r_2 、 t_2 とおく。さらに層 1 に対する媒質の振幅反射率、振幅透過率をそれぞれ r'_1 、 t'_1 、層 2 に対する層 1 の振幅反射

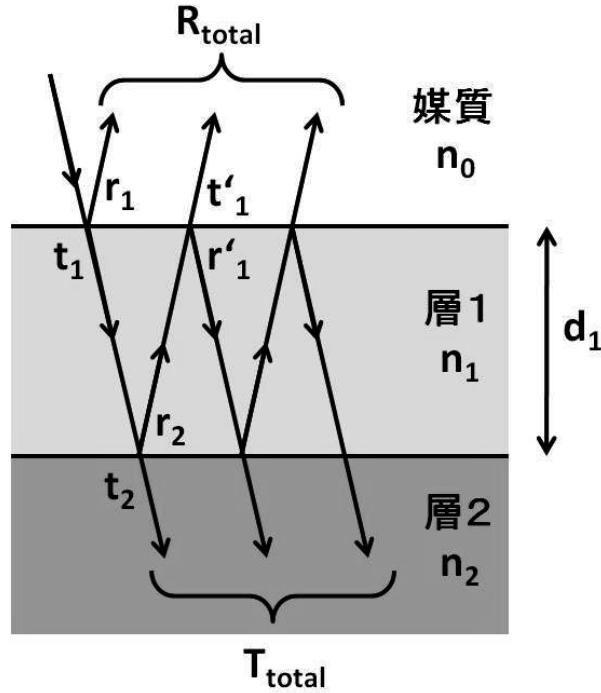


図 6.1: 干渉フリンジの発生原理

率、振幅透過率をそれぞれ r'_2 、 t'_2 とする。

反射率 R 、透過率 T は、それぞれ振幅反射率、振幅透過率を用いて $R_i = r_i r_i^*$ 、 $T_i = t_i t_i^*$ と表される。 r_i^* 、 t_i^* はそれぞれ r_i 、 t_i と複素共役である。層 1 の厚さは d_1 とする。入射光の波長は λ 、波数は k で、表面に垂直な方向から入射すると考える。ウエハー内での吸収がないものと考え、 r_1 、 r_2 、 t_1 、 t_2 、 t'_1 、 t'_2 はそれぞれ以下のようになる。

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}, \quad r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (6.1)$$

$$t_1 = \frac{2n_0}{n_0 + n_1}, \quad t_2 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (6.2)$$

$$t'_1 = \frac{2n_1}{n_0 + n_1}, \quad t'_2 = \frac{2n_2}{n_1 + n_2} \quad (6.3)$$

$r'_1 = -r_1$ となること、また $r_1^2 + t_1 t'_1 = 1$ が成り立つことを用いて干渉光をすべて足し合わせると、トータルの振幅反射率 r_{total} は、

$$\begin{aligned} r_{\text{total}} &= r_1 + t_1 r_2 t'_1 e^{-i\delta_1} - t_1 r_2 r_1 r_2 t'_1 e^{-2i\delta_1} + t_1 r_2 (r_1 r_2)^2 t'_1 e^{-4i\delta_1} - \dots \\ &= r_1 + t_1 r_2 t'_1 e^{-i\delta_1} [1 - r_1 r_2 e^{-i\delta_1} + (r_1 r_2)^2 e^{-2i\delta_1} - \dots] \\ &= \frac{r_1 + r_2 e^{-i\delta_1}}{1 + r_1 r_2 e^{-i\delta_1}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

となる。同様にして、トータルの振幅透過率 t_{total} は、

$$t_{\text{total}} = t_1 t_2 e^{-i\delta_1/2} - t_1 r_1 r_2 t_2 e^{-3i\delta_1/2} + t_1 (r_1 r_2)^2 t_2 e^{-5i\delta_1/2} - \dots$$

$$\begin{aligned}
&= t_1 t_2 e^{-i\delta_1/2} [1 - r_1 r_2 e^{-i\delta_1} + (r_1 r_2)^2 e^{-2i\delta_1} - \dots] \\
&= \frac{t_1 t_2 e^{-i\delta_1/2}}{1 + r_1 r_2 e^{-i\delta_1}}
\end{aligned} \tag{6.5}$$

と表せる。ここで δ_1 は距離 d_1 を往復する際の位相のずれであり、

$$\delta_1 = \frac{4\pi d_1 n_1}{\lambda} \tag{6.6}$$

である。これらより、パワーの反射率 R_{total} 、透過率 T_{total} は、それぞれ、

$$R_{total} = |r_{total}|^2 = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \delta_1}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \delta_1} \tag{6.7}$$

$$T_{total} = \frac{n_2}{n_0} |t_{total}|^2 = \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \delta_1} \tag{6.8}$$

$$R_{total} + T_{total} = 1 \tag{6.9}$$

と導ける。 R_{total} 、 T_{total} は共に $\cos \delta_1$ の関数であり、波数の変化に対して周期的に変化することが分かる。式 (6.6) よりこの周期は、

$$\Delta k = \frac{1}{2n_1 d_1} \tag{6.10}$$

となる。原理的には、 $R_{total} = 0$ のとき最初の面での反射は起こらず、媒質からの入射光はすべて層 2 側へ透過する。このとき、

$$r_1 = r_2 \tag{6.11}$$

$$\cos \delta_1 = -1 \tag{6.12}$$

であるから、式 (6.1) を用いると、

$$n_1^2 = n_0 n_2 \tag{6.13}$$

$$n_1 d_1 = \frac{\lambda}{4} (2m - 1) \tag{6.14}$$

が成り立つ。 m は任意の自然数である ($m = 1, 2, 3, \dots$)。

反射防止膜の原理

厚さ d_2 を持つウエハーの上に、厚さ d_1 の単層薄膜をコーティングした場合の、透過率および反射率を考える。式 (6.4)、式 (6.5) のように求められる薄膜の振幅反射率、振幅透過率と、薄膜の反射による位相のずれを、それぞれ r_{ar} 、 t_{ar} 、 ϕ_r 、 ϕ_t と置くと、

$$r_{ar} = |r_{ar}| e^{i\phi_r} \tag{6.15}$$

$$t_{ar} = |t_{ar}| e^{i\phi_t} \tag{6.16}$$

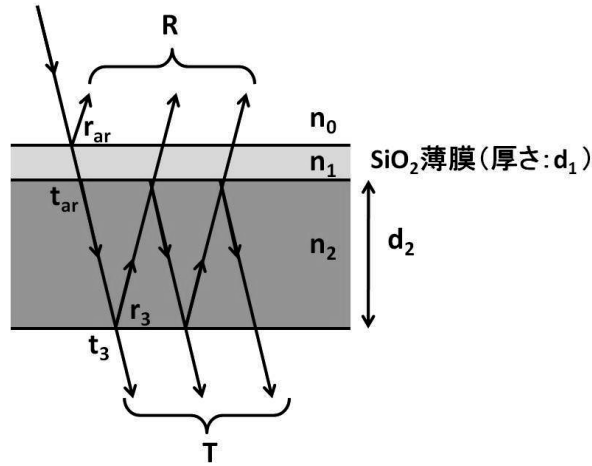


図 6.2: 反射防止膜の原理

と書ける。よって、式 (6.4)、式 (6.5) と同じく、

$$|r_{ar}|^2 = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2 \cos \delta_1}{1 + r_1^2r_2^2 + 2r_1r_2 \cos \delta_1} \quad (6.17)$$

$$|t_{ar}|^2 = \frac{t_1^2t_2^2}{1 + r_1^2r_2^2 + 2r_1r_2 \cos \delta_1} \quad (6.18)$$

$$\phi_r = \tan^{-1} \frac{r_2(r_1^2 - 1) \sin \delta_1}{r_1(1 + r_2^2) + r_2(1 + r_1^2) \cos \delta_1} \quad (6.19)$$

$$\phi_t = \tan^{-1} \frac{r_1r_2 - 1}{(r_1r_2 + 1) \tan(\delta_1/2)} \quad (6.20)$$

となる。薄膜層を振幅反射率 r_{ar} 、振幅透過率 t_{ar} の面とみなせば、ウエハーと真空の間の振幅反射率、振幅透過率をそれぞれ r_3 、 t_3 、ウエハー内を往復する際の位相差 $\delta_2 = 4\pi d_2 n_2 / \lambda$ として、トータルの反射率 R と透過率 T は、

$$R = \frac{|r_{ar}|^2 + r_3^2 + 2|r_{ar}|r_3 \cos(2\delta_2 - \phi_r)}{1 + |r_{ar}|^2r_3^2 + 2|r_{ar}|r_3 \cos(2\delta_2 - \phi_r)} \quad (6.21)$$

$$T = \frac{|t_{ar}|^2t_3^2}{1 + |r_{ar}|^2r_3^2 + 2|r_{ar}|r_3 \cos(2\delta_2 - \phi_r)} \quad (6.22)$$

と表せる。よって、 $R_{ar} = 0$ のときに透過光と反射光のフリッジが消えることが分かる。したがって、式 (6.14)、式 (6.13) を満たすように単層薄膜の屈折率と厚みを設定すれば干渉によるフリッジを抑えることができる。

6.2.3 (b) 吸収がある場合（垂直入射）

次に、層1、層2に吸収がある場合の計算を行う。層1、層2の消衰係数をそれぞれ k_1 、 k_2 とすると、 r_1 、 r_2 、 t_1 、 t_2 、 t'_1 、 t'_2 はそれぞれ以下ようになる。

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1 + ik_1}{n_0 + n_1 - ik_1}, \quad r_2 = \frac{n_1 - ik_1 - n_2 + ik_2}{n_1 - ik_1 + n_2 - ik_2} \quad (6.23)$$

$$t_1 = \frac{2n_0}{n_0 + n_1 - ik_1}, \quad t_2 = \frac{2(n_1 - ik_1)}{n_1 - ik_1 + n_2 - ik_2} \quad (6.24)$$

$$t'_1 = \frac{2(n_1 - ik_1)}{n_0 + n_1 - ik_1}, \quad t'_2 = \frac{2(n_2 - ik_2)}{n_1 - ik_1 + n_2 - ik_2} \quad (6.25)$$

また、層1の中を距離 d 往復するときの位相のずれ Δ_1 は、以下のように表される。

$$\Delta_1 = \frac{4\pi d_1(n_1 - ik_1)}{\lambda} \quad (6.26)$$

この場合にも、吸収が無い場合と同様に考えてフレネル係数を足し合わせて、反射率と透過率を計算できる。

6.3 反射防止膜による量子効率の上昇効果の見積もり

フリンジが低減される波長域においては、検出器表面の反射率が低下するため、検出器内部に入射する光量が増える。すると量子効率が上昇し、検出器の感度が上がる。本節では、反射防止膜コーティングによる量子効率の上昇効果を、シミュレーションから見積もる。

厚さ 500 μm の Ge:Ga 基板に 11.0 μm の SiO_2 反射防止膜をコーティングした場合の、量子効率の上昇を見積もる。反射防止膜をコーティングする場合としない場合の両方について、Ge:Ga の吸収係数³¹⁾を与えてシミュレーションを行い、Ge:Ga ウエハーによる吸収率を求めた。ただしここでは単純化のため、透明電極層による吸収はないものと仮定する。

シミュレーション結果を図 6.3 に示す。図 6.4 は干渉フリンジを平均化したものである。図 6.4 より、Ge:Ga が感度を持つ波数域 90–200 cm^{-1} (波長 50–110 μm) において、量子効率の上昇効果があることが分かる。ただし、200 cm^{-1} 付近では Ge の格子振動による吸収が優先的になるため、吸収は感度に寄与しないことに注意する。また、50–80 cm^{-1} に見られる吸収は、分裂したアクセプタ準位間の遷移によるもので、これも感度には寄与しない。検出器が感度のピークを持つ 90 cm^{-1} においては、30%程度の量子効率の上昇が見られる。

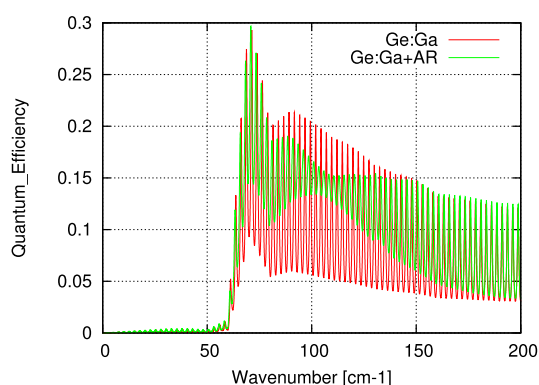


図 6.3: 反射防止効果による量子効率の変化 (透明電極、裏面電極による吸収は無視)

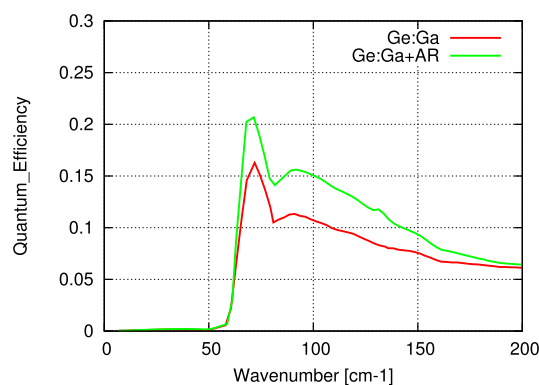


図 6.4: 反射防止効果による量子効率の変化 (フリンジを平均化したもの、透明電極、裏面電極による吸収は無視)

6.4 反射防止膜を施したウエハーの透過率測定

6.4.1 透過率測定用サンプル

我々は、厚み $500\ \mu\text{m}$ Ge 基板の上に、 $11.00\ \mu\text{m}$ の SiO_2 を蒸着して反射防止膜を形成した。 SiO_2 膜は日本真空光学（株）にて蒸着した。 SiO_2 膜の厚みは、触針式段差計によっておよそ $1\ \text{\AA}$ の精度で測定されている。また比較のため、反射防止膜を蒸着していない Ge 基板も用意し、その透過率を測定した。

6.4.2 測定方法

透過率の測定は BOMEM 社製のフーリエ分光器を使用して行った。我々は、液体ヘリウムデューワーを用いて測定用サンプルを温度 $4\ \text{K}$ に冷却し、透過率測定を行った。デューワー内部には回転式のサンプルホイールを設置し、外部から手動で回転させることで、レファレンス測定とウエハーの透過率測定を交互に行うことができるようにした。透過率測定は、フーリエ分光器からの入射光をデューワーの窓から入射させて行う。サンプルを透過した光はウィンストーンコーンで集め、ボロメータで検出する。

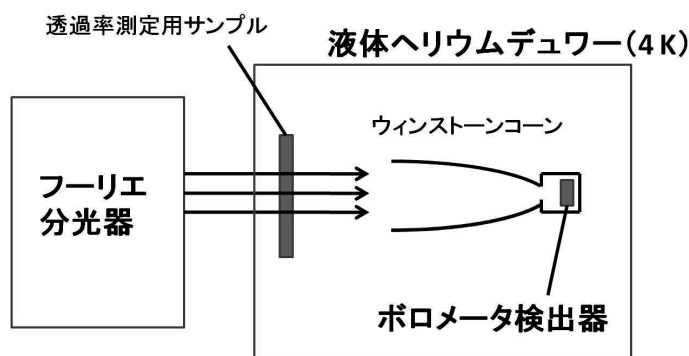


図 6.5: 透過率測定実験のセットアップ

6.4.3 透過率測定結果

図 6.6、図 6.7 に、それぞれ Ge 基板と、反射防止膜をコーティングした Ge 基板の透過率測定結果を示す。図 6.7 より、干渉フリッジが $100\ \text{cm}^{-1}$ 付近で大きく低減されていることが分かる。

それぞれのプロットには、式 (6.22) を用いたシミュレーション結果を重ねてプロットした。測定結果とシミュレーションは良く一致している。シミュレーションの際には吸収の効果も計算に入れた。シミュレーションに用いた Ge と SiO_2 の吸収係数と屈折率は文献値から引用した³²⁾。またシミュレーションの際には、実験結果と一致するように波長分解能 ($0.74\ \text{cm}^{-1}$) も考慮に入れている。

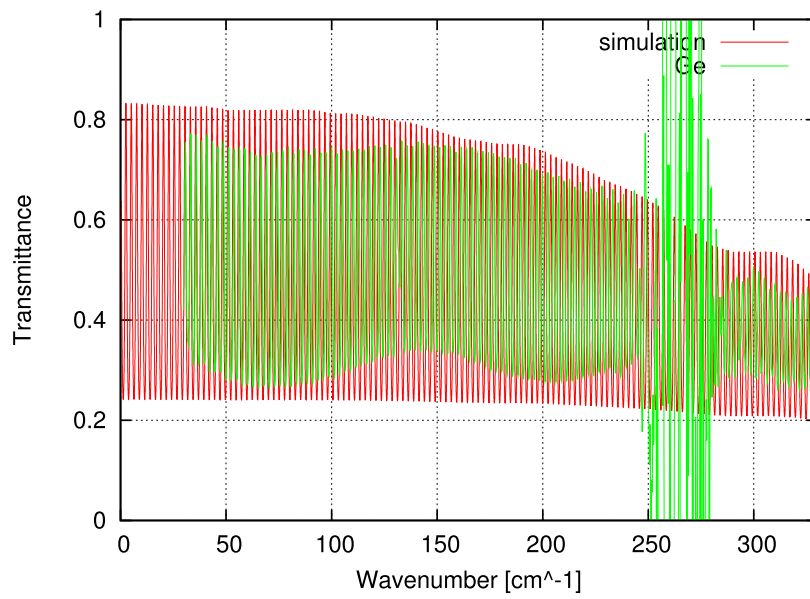


図 6.6: Ge ウェハー (500 μm) の透過率、波長分解能 0.74 cm^{-1}

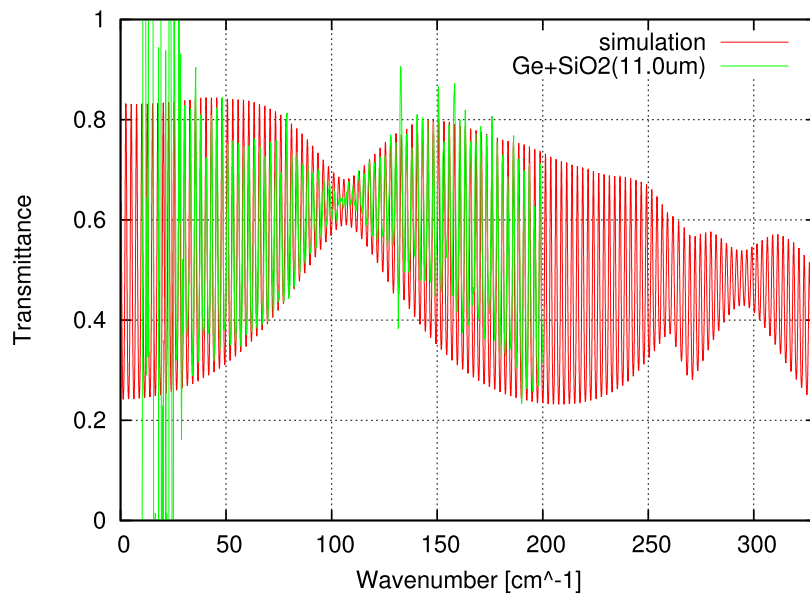


図 6.7: 反射防止膜を施した Ge ウェハーの透過率 [Ge(500 μm) + 単層 SiO_2 膜 (11.0 μm)], 波長分解能 0.74 cm^{-1}

6.4.4 考察

透過率測定実験の結果から、反射防止コーティングによるフリンジの低減効果が実証できた。Ge ウエハーには、すべての波数において透過率振幅が 0.2 程度の干渉フリンジが現れているのに対し、反射防止膜を施したサンプルでは、波数 $105 \mu\text{m}$ で完全にフリンジが消え、またその波数を中心とする波数域でフリンジ振幅が低減されていることが分かる。

また、この結果から、表面に蒸着された SiO_2 の結晶状態を知ることができる。 SiO_2 の屈折率はその結晶状態によって屈折率が異なる。フリンジを低減する波数を精密にコントロールするには、屈折率を正確に知る必要がある。結晶 SiO_2 の屈折率は、結晶構造に対する光の入射方向によって異なるが、2.13 または 2.17 ($@100 \text{ cm}^{-1}$) である。これに対し、アモルファス水晶の屈折率は $1.96@100 \text{ cm}^{-1}$ である³⁹⁾。

透過率測定の結果から、表面に蒸着された SiO_2 の屈折率を求める。図 6.8 は、図 6.7 のフリンジの振幅が最も小さくなる範囲を拡大したものである。このプロットから、フリンジの振幅が最小となるときの波数は、 $105 \pm 5 \text{ cm}^{-1}$ と読み取れる。 SiO_2 膜の厚さは $11.00 \mu\text{m}$ と測定されており、これらの値から SiO_2 膜の屈折率を計算すると、 2.2 ± 0.1 となった。この値は、シミュレーションの際に仮定した結晶 SiO_2 の屈折率と不定性の範囲で合致している。よって、蒸着された SiO_2 膜は結晶化していると結論付けられる。

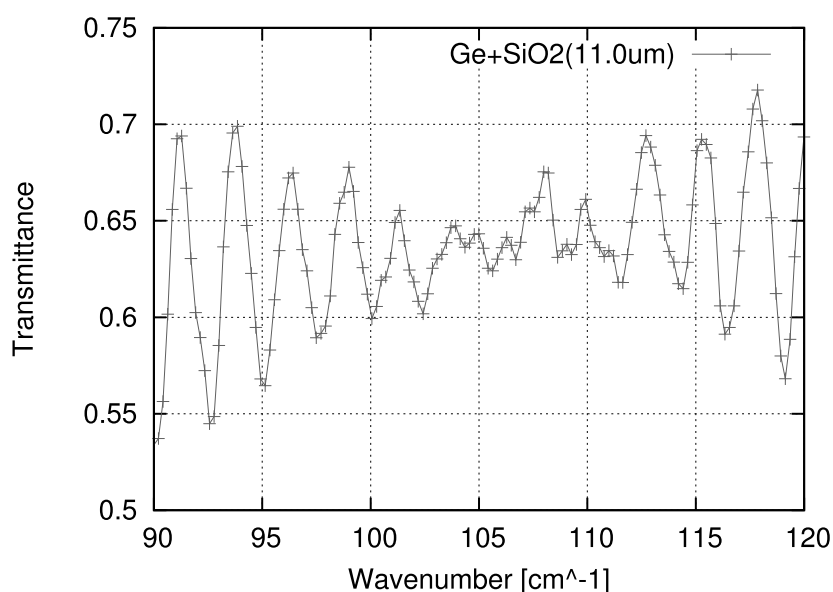


図 6.8: ウエハー透過率 [Ge(500 μm) + 単層 SiO_2 膜 (11.0 μm)], 拡大図

6.5 反射防止膜を施したプロトモデル検出器の性能

6.5.1 反射防止膜の有無による性能の比較

本節では、反射防止膜を蒸着したプロトモデル検出器の性能評価の結果について述べる。反射防止膜の蒸着時には、ウエハーの温度が 200 °C 以上になり、さらに蒸着は 5 時間程度に及ぶため、検出器の性能が変化する懸念がある。よって、反射防止膜の実用化のためには、蒸着による検出器性能への影響を確認しておく必要がある。また、量子効率の上昇効果による感度上昇についても議論する。

第 4 章で、反射防止膜付きサンプル（サンプル AR）の性能評価の結果を示した。両サンプルに対する透明電極打ち込みフラックスは同じで、 5×10^{13} ions/cm²@40 keV である。本節では性能評価の結果をまとめ、反射防止膜を施していないサンプル（# 1-5C）と性能を比較することで、反射防止膜による検出器性能の変化について議論する。

表 6.1、表 6.2 に、反射防止膜の有無による検出器感度の変化をまとめた。また、図 6.9、図 6.10 に、Responsivity のバイアス依存性の違いを示した。図 6.9 はアレイ周辺部 16 ピクセルの平均を取ったもの、図 6.10 はアレイ中心部 9 ピクセルの平均のを取ったものである。それぞれのプロットのエラーバーは、平均値に対するピクセル間のばらつき (1σ) を示している。また、図 6.11–図 6.13 に、反射防止膜の有無によるアレイ内の感度分布の違いを示した。

表 6.2、図 6.10 より、中心付近の 9 ピクセルの感度を比較すると、反射防止膜を施したサンプルの感度が有意に高いことが分かる。正バイアス側ではこのような傾向は見られず、周辺 16 ピクセルについても有意な差は見られない。また、表 6.1、表 6.2 と図 6.11–図 6.14 より、アレイ内の感度のばらつきは、反射防止膜を施したサンプルの方が小さいことが分かる。

6.5.2 議論

以上の結果より、蒸着による検出器性能への悪影響は見られず、反射防止膜を施した検出器は良好に動作することが確認された。ただし、量子効率の上昇効果による、感度の顕著な上昇は見られなかった。反射防止膜による感度上昇効果をはっきりと確認するためには、単素子検出器等で同様の実験をする必要があるだろう。

また、反射防止膜によるフリッジ低減効果を確認するためには、検出器の波長感度特性を測定する必要がある。これは、反射防止膜開発における今後の重要な課題である。

表 6.1: 反射防止膜の有無による検出器感度の比較@+80 mV

サンプル	反射防止膜なし（# 1-5C）	反射防止膜あり（AR）
アレイ内ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	0.5 (± 0.5)	0.4 (± 0.1)
周辺ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	0.5 (± 0.6)	0.4 (± 0.1)
中心ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	0.3 (± 0.1)	0.4 (± 0.2)

表 6.2: 反射防止膜の有無による検出器感度の比較@-80 mV

サンプル	反射防止膜なし (# 1-5C)	反射防止膜あり (AR)
アレイ内ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	1.5 (± 0.2)	1.58 (± 0.08)
周辺ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	1.5 (± 0.2)	1.58 (± 0.09)
中心ピクセルの平均値 [A/W] ($\pm 1\sigma$)	1.35 (± 0.05)	1.57 (± 0.07)

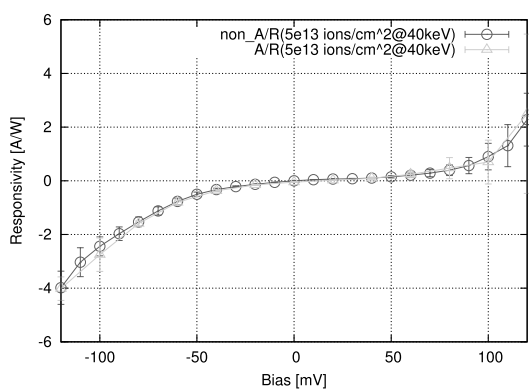


図 6.9: 反射防止膜を施した場合と施さない場合の、Responsivity のバイアス電圧依存性の比較 (周辺 16 ピクセルの平均)

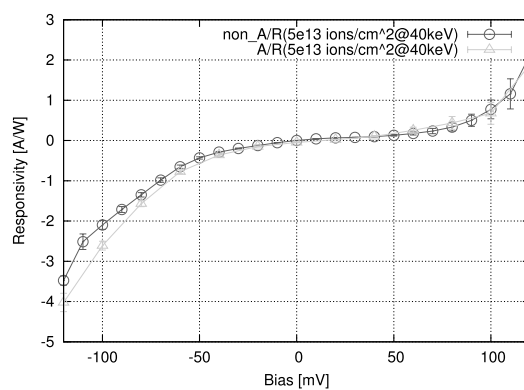


図 6.10: 反射防止膜を施した場合と施さない場合の、Responsivity のバイアス電圧依存性の比較 (中心付近 9 ピクセルの平均)

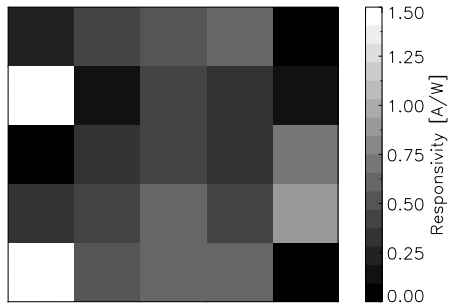


図 6.11: 反射防止膜なし (サンプル # 1-5C)、光源温度 30 K、Bias=+80 [mV]

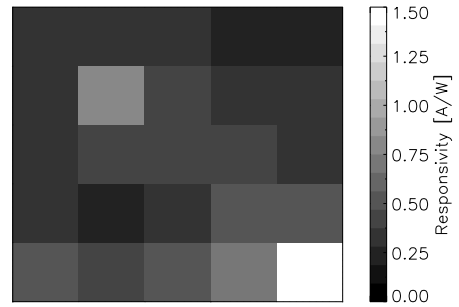


図 6.12: 反射防止膜あり (サンプル AR)、光源温度 30 K、Bias=+80 [mV]

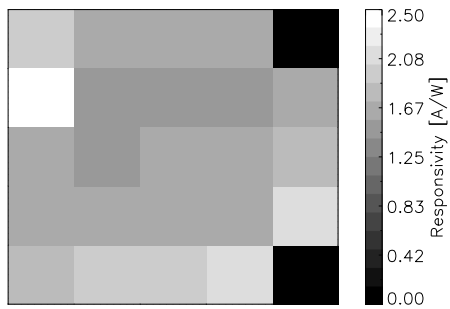


図 6.13: 反射防止膜なし (サンプル # 1-5C)、光源温度 30 K、Bias=-80 [mV]

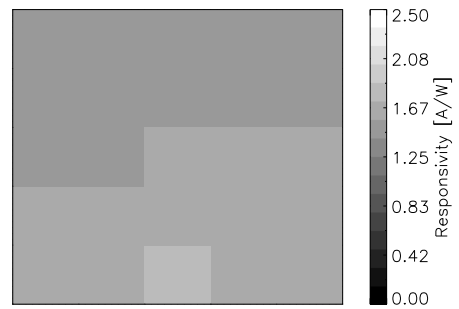


図 6.14: 反射防止膜あり (サンプル AR)、光源温度 30 K、Bias=-80 [mV]

6.6 反射防止膜の効果まとめ

我々は、反射防止膜を施した Ge 基板の透過率を測定することによって、単層 SiO₂ 反射防止膜の効果を実証した。また我々は、反射防止膜を施した 5×5 素子プロトモデル検出器を製作し、その性能を反射防止膜を施していない検出器と比較した。

透過率測定の結果、シミュレーション通りの透過率が得られ、予想された波長域でフリンジを低減することができた。また、蒸着による検出器性能への悪影響は見られず、反射防止膜を施した検出器は良好に動作することが確認された。この結果より、反射防止膜を実装した検出器の製作が可能であることが示された。検出器の波長感度特性を測定し、干渉フリンジの低減効果を確認することは、今後の重要な課題である。

本章では、単層の反射防止膜による干渉フリンジ低減効果を扱ってきた。単層反射防止膜では、単一の波長でフリンジ低減効果があるが、我々の検出器を分光観測に用いるためには、より広い波長域でフリンジを低減する必要がある。このためには、屈折率の異なる物質を数重に蒸着し、多層反射防止膜を形成することが有効である。多層反射防止膜では、単層の場合よりもより広い波長域でフリンジを効率的に低減できる。我々の今後の目標は、多層反射防止膜を検出器表面に施すことによって、分光観測用の検出器としてさらに性能を向上させることである。

第7章 本論文のまとめ

我々は、大規模な Ge:Ga 遠赤外アレイ検出器を開発するため、(1) 透明電極濃度の最適化と、(2) 反射防止膜の形成の研究に取り組んだ。本章では本論文で得られた結果をまとめる。

(1) 透明電極濃度の最適化

我々は、透明電極層の B⁺ 打ち込み量の異なる 5 × 5 素子プロトモデル検出器を製作し、その性能を系統的に評価した。その結果、各サンプル間でアレイ内の一様性、光感度に違いが見られた。

感度測定の結果から、透明電極層の B⁺ 打ち込み量を大きくするほど、アレイ内の感度の一様性が良くなることが分かった。打ち込み量の小さいサンプル (2×10^{13} ions/cm²@40 keV) のアレイ内の感度分布を調べると、アレイ中心部の感度が低いことが分かった。

また、検出器の I-V 特性も透明電極濃度に依存する。I-V 特性が線形な領域においては、B⁺ 打ち込み量を大きくするほど、高い感度が得られることが分かった。バイアス電圧を上げていくと、各サンプル間の感度の差が小さくなる傾向にある。また、すべてのサンプルにおいて I-V 特性には非対称性が見られた。

B⁺ 打ち込み量を増やすに従い感度が上昇するのは、B 濃度が高いほど検出器表面と金属電極との間のショットキー障壁が薄くなり、障壁を透過するトンネル確率が上がって両者の間の接触抵抗が下がるためである。B 濃度が高くなると、自由キャリアによる吸収によって光入射ロスが増大するが、電極性能の向上の方が勝るため、総合的な性能の向上につながる事が明らかになった。表面の導電性を得るためには透明電極層がモット転移を起こし金属化する必要があるが、実験結果より、打ち込み量の小さいサンプル (2×10^{13} ions/cm²@40 keV) では素子の表面抵抗が大きくなっている可能性が示唆される。

以上の解釈より、検出器の光感度、アレイ内の感度の一様性を最大限にするためには、(a) 2 K において表面の導電性を十分確保する、(b) 透明電極層の自由キャリアによる入射光の吸収量を最小限に抑える、(c) 金属電極と検出器表面との境界面の接触抵抗を十分小さくする、ことが必要である。以下、それぞれの要求についてまとめる。

(a) 表面の導電性の確保

表面の導電性の確保のためには、B 濃度が Mott 転移の臨界濃度を超過している必要がある。ただし実験結果から、転移濃度を超過する部分の厚みが小さい場合には、2 K において十分な導電率が得られない可能性がある、と言える。最低限必要な金属層の体積、厚みは定かではないが、打ち込み量が 5×10^{13} ions/cm²@40 keV 以上の場合には十分な導電性が得られると言える。

(b) 透明電極層の自由キャリアによる入射光の吸収量を最小限に抑える

透明電極層の自由キャリアによる吸収量を抑えるためには、濃度の深さ方向の積分量をできる限り小さくすることが重要である。透明電極層の吸収量を減らすことにより実現できる最大の感度は、 $G=1$ の場合 13 A/W である。ただし、透明電極層による吸収には何らかのオフセット成分が存在しており、これが感度ロスの原因となっている。オフセット成分の原因解明は、今後の課題である。

(c) 金属電極と検出器表面との間の接触抵抗を十分小さくする

金属電極と検出器表面の間の接触抵抗を十分小さくするためには、金属電極と検出器表面の接触面における B 濃度を $10^{18} \text{ atoms/cm}^3$ 程度にする必要がある。現在は金属電極層との接触面と、光入射面には同量の B を打ち込んでいるが、この状態でオーミックコンタクトを得ようとする、表面の B 濃度が大きくなり、自由キャリアによる吸収量が増える。つまり、接触面と光の入射面で濃度を変え、接触面には十分濃いドーピングを、光の入射面には導電性を得られるだけの最低限のドーピングをすることができれば、ショットキー障壁による感度低下は防げる。

(2) 反射防止膜の効果

我々は、反射防止膜を施した Ge 基板の透過率を測定することによって、単層 SiO_2 反射防止膜の効果を実証した。また我々は、反射防止膜を施した 5×5 素子プロトモデル検出器を製作し、その性能を反射防止膜を施していない検出器と比較した。

我々は厚さ $11.0 \mu\text{m}$ の SiO_2 薄膜を $500 \mu\text{m}$ の Ge 基板上にコーティングすることにより、波長 $95 \mu\text{m}$ (波数 $105 \mu\text{m}$) においてフリンジを低減することに成功した。反射防止膜をコーティングした Ge ウエハーの透過率測定の結果、シミュレーション通りの透過率が得られた。また、反射防止膜を施したプロトモデル検出器は良好に動作することが確認された。この結果より、反射防止膜を実装した検出器の製作が可能であることが示された。

今後の開発へ向けて

我々は、大規模アレイのプロトモデル検出器の性能評価を通して、透明電極層が検出器の性能に与える影響と、その原因について、詳しく研究した。この結果、理想的な透明電極の濃度プロファイルが得られた。今後は本研究で得られた濃度プロファイルで実際に検出器を作成し、予想される性能が得られるかどうかを検証する必要がある。

検出器の波長感度特性を測定し、干渉フリンジの低減効果を確認することは、今後の重要な課題である。我々の今後の目標は、多層反射防止膜によってより広い波長域でフリンジを効率的に低減することによって、分光観測用の検出器としての性能を向上させることである。

付録 A

A.1 光伝導素子の基本特性

A.1.1 キャリアの輸送

ここでは、光伝導帯内部に発生したキャリアの輸送過程についての基礎理論を述べる⁴⁰⁾。ホールが価電子帯に励起された場合、ここに電場 E をかけるとホールが eE の力を受け、ドリフトしながら移動することにより電流が流れる。この移動速度はバイアス電圧に比例し、移動度 μ_p を用いて $\mu_p E$ と表される。ドリフト電流の電流密度 J は、電子の密度と移動度をそれぞれ n 、 μ_n 、ホールの密度と移動度をそれぞれ p 、 μ_p と置くと、

$$J = (en\mu_n + ep\mu_p)E \quad (\text{A.1})$$

となる。Ge:Ga のような p 型半導体の場合、キャリア密度はホールの方が圧倒的に多い ($p \gg n$) ので、

$$J \sim ep\mu_p E \quad (\text{A.2})$$

と表すことができる。

また、キャリア密度に勾配がある場合には、キャリアの拡散によって電流が流れる。キャリア濃度が位置によって変化する場合、キャリアの拡散による電流密度は、

$$J = eD_p \frac{dp}{dx} \quad (\text{A.3})$$

となる。 D_p は拡散係数と呼ばれる量であり、ここでは $p \gg n$ を仮定している。したがって、キャリアのドリフトと拡散両方の過程を考えた場合には、電流密度は以下の式で表されることになる。

$$J \sim \mu_p E + kT\mu_p \frac{dp}{dx} \quad (\text{A.4})$$

A.1.2 生成と再結合

ここでは、光入射によって発生するキャリアの密度について述べる⁴⁰⁾。光が入射した場合のホール密度は生成割合 G と再結合割合 R で決められる。 R は不純物準位中の電子密度 n と価電子体中のホール密度 p で決まり、 β を比例定数として、

$$R = \beta np \quad (\text{A.5})$$

と書ける。 β は再結合定数と呼ばれる値である。光の入射が無く熱平衡状態にあるとき、生成割合 G_0 と再結合割合 R_0 は釣り合っている。このときの不純物準位中の電子密度を n_0 と価電子体中のホール密度 p_0 とすると、

$$G_0 = R_0 = \beta n_0 p_0 \quad (\text{A.6})$$

である。光を入射した場合に生成する過剰キャリアを Δn 、 Δp とすると、

$$R = \beta(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) \quad (\text{A.7})$$

となる。ここで中性条件から $\Delta n = \Delta p$ である。ホール密度の時間変化は G と R を用いると、

$$\frac{dp}{dt} = G - R \quad (\text{A.8})$$

である。平衡状態では $dn/dt = 0$ であるから、光入射によるホールの生成割合は

$$G - G_0 = R - R_0 = \beta(n_0 + p_0 + \Delta n)\Delta n \quad (\text{A.9})$$

となる。p型で過剰キャリアが少ない場合 $\Delta n \ll p_0$ 、 $n_0 \ll p_0$ であるから、

$$G \sim \beta p_0 \Delta n \quad (\text{A.10})$$

となる。

A.1.3 移動度の温度依存性

ホールの移動度は、本論文の中でも重要な物理量である。ここではホールの移動度の温度依存性について述べておく。ホールの移動度はその散乱過程によって温度依存性が異なる。p型半導体内部における主な散乱過程は、(1) キャリア-フォノン非弾性散乱、(2) 電離不純物によるクーロン散乱、(3) 中性不純物散乱、の3つである。以下、それぞれの場合について温度依存性を述べる。また、我々が検出器に用いたものと同等の性質を持つ Ge:Ga の移動度の測定結果を示す。

(1) キャリア-フォノン非弾性散乱

純度が高い半導体中では、キャリアのフォノンによる非弾性散乱が支配的となる。この過程による Ge のホールの移動度 μ_{ph} は、10–100 K において、

$$\mu_{\text{ph}} \sim 4 \times 10^7 \times T^{-3/2} \quad [\text{cm}^2/\text{V/s}] \quad (\text{A.11})$$

と測定されている⁴¹⁾。

(2) 電離不純物によるクーロン散乱

不純物濃度が高くなると、イオン化された電離不純物とのクーロン散乱により、ホールの移動度が制限されるようになる。p型 Ge の場合、この過程によって決められる移動度 μ_i は、

$$\mu_i = \frac{1.4 \times 10^{16} \times T^{3/2}}{N_D} \quad [\text{cm}^2/\text{V/s}] \quad (\text{A.12})$$

と数値的に求められる⁴²⁾。 N_D は半導体内のドナー濃度である。

(3) 中性不純物散乱

また、中性不純物による弾性散乱によって決められる移動度 μ_n は、

$$\mu_n = \frac{m^* e^3}{20 \epsilon h^3 (N_A - N_D - p)} \quad (\text{A.13})$$

$$= \frac{3 \times 10^{20}}{N_A} \quad [\text{cm}^2/\text{V/s}] \quad (\text{A.14})$$

と表すことができる⁴³⁾。 N_A 、 p は、それぞれアクセプタ濃度とホールの密度である。

Ge:Ga の移動度の測定結果

我々の検出器における $N_A = 2 \times 10^{14}$ [atoms/cm³]、 $N_D < 2 \times 10^{12}$ [atoms/cm³]、温度 2 K という条件では、フォノン散乱は無視できる。Ge:Ga 中のホールの移動度の温度依存性は測定された例があり、温度 2–4 K においてほぼ等しいという結果が出ている³⁰⁾。その値は、 $5\text{--}7 \times 10^5$ cm²/V/s である。本研究では移動度にこの値を用いており、温度 2–4 K においては、移動度の変化は無視できるものとした。

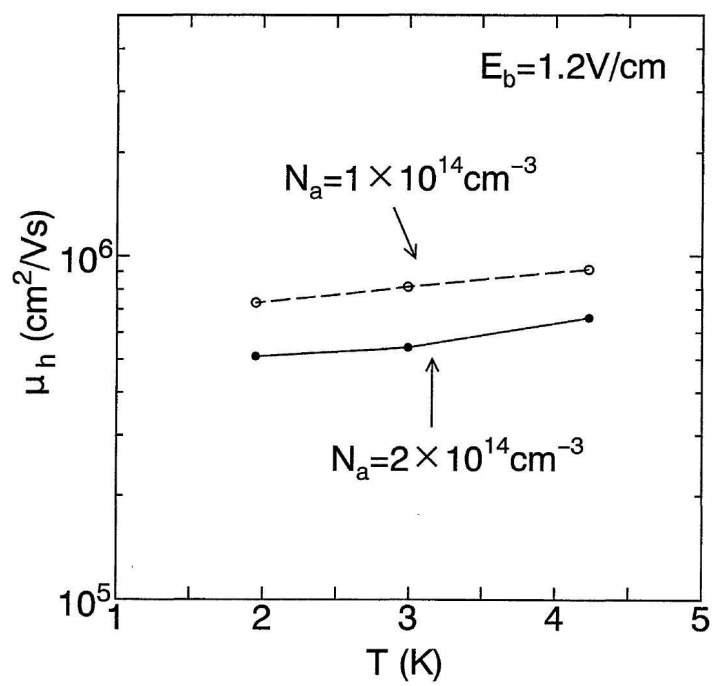


図 A.1: Ge:Ga 中のホール移動度の温度依存性³⁰⁾

A.1.4 Responsivity と量子効率の関係

N 個の光子が入射した場合、Ge:Ga 素子内部には $N\eta(\lambda)$ 個のキャリアが存在している。キャリアの寿命 $\tau \ll 1$ [sec] であるため、電場 E をかけてこれを読み出す場合、単位時間あたりに読みだされるキャリアの数はその寿命 τ と移動度 μ を用いて、 $N\eta(\lambda)\mu\tau E/L$ と表される。 L は電極間距離である。よってこのとき検出器に流れる電流値 I は、

$$I = eN\eta(\lambda)\frac{\mu\tau E}{L} \quad (\text{A.15})$$

$$= eN\eta(\lambda)G \quad (\text{A.16})$$

$$G = \frac{\mu\tau E}{L} \quad (\text{A.17})$$

である。 G はフォトコンダクティブゲインと呼ばれ、生成したキャリアが電流として読み出される割合を示す。 N 個の波長 λ の光子が持つエネルギーは Nhc/λ であるから、検出器の感度 $R(\lambda)$ は以下のように表される。

$$R(\lambda) = \frac{e\eta(\lambda)G\lambda}{hc} \quad (\text{A.18})$$

式 (A.18) より、検出器の感度は量子効率 $\eta(\lambda)$ とフォトコンダクティブゲイン G に比例することがわかる。式 (4.3) に式 (A.18) を代入すると、

$$I_{total} = \frac{S_1 S_2}{r^2} \frac{eG}{hc} \int_0^\infty \lambda \eta(\lambda) B_\lambda(T) F(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.19})$$

となる。

A.2 極低温読み出し回路の特性

A.2.1 CRE のオフセット電圧

理想的なオペアンプでは、入力端子間の電圧差が 0 V の時、出力電圧は 0 V となる。しかし、実際には入力端子のトランジスタにはベース・エミッタ間電圧が存在し、これにより入力端子間に電位差が生じてしまう。これをオペアンプのオフセット電圧と呼ぶ。「あかり」FIS 検出器の場合には、CRE のオフセット電圧がアレイ内感度の一様性に影響を与えていた。FIS-SW 検出器の場合には、オフセット電圧が全アレイの平均で $7.6(\pm 7.5)$ mV と測定されている¹⁹⁾。そこで、今回我々の使用した CRE について、オフセット電圧を評価した。

我々は Bias 電圧を 5 mV おきに変え、光電流を測定した。図 A.2 に光電流値の Bias 電圧依存性を示す。光電流の値が 0 A となる時、実効的に Ge:Ga 素子にかかるバイアス電圧は 0 V である。よってこのときにかけている電圧が、CRE のオフセット電圧である。図 A.2 上で 0 mV のときの点と 5 mV のときの点を結び、その線分と Bias 軸との交点をオフセット電圧と定めると、この値はアレイ内平均で $3.7(\pm 1.2)$ mV となった。オフセット電圧のアレイ内のばらつきは 1.2 mV と十分に小さく、オフセット電圧がアレイ内の感度の非一様性に影響を与えているとは考えにくい。

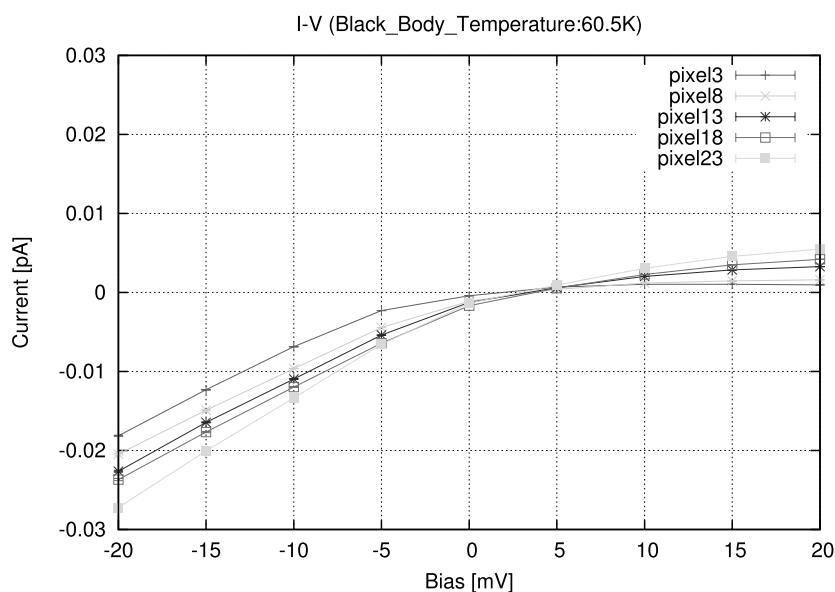


図 A.2: 電流値のバイアス電圧依存性

A.2.2 CRE のフィードバックコンデンサの浮遊容量について

IMEC 製の CRE は、回路中のフィードバックコンデンサの容量を 4 通り（設計値：83 fF、166 fF、366 fF、966 fF）に切り替えることが可能である。入射光強度が一定の場合、コンデンサ容量を切り替えて測定を行っても、得られる電流値は一定のはずである。しかし、我々が光源温度を一定に保って光電流値を測定した結果、各コンデンサで異なる電流値を得た。図 A.4 はコンデンサ容量が 83 fF と 966 fF の場合について、responsivity のバイアス依存性を比較したものである。また、図 A.5、図 A.6 に、それぞれ Bias 電圧が 80 mV、-80 mV のときの、コンデンサ容量による感度分布の違いを示す。これらの結果はフィードバックコンデンサの容量が設計値とずれていることを示す。

この原因としては、CRE のフィードバックコンデンサに大きな浮遊容量が付随している可能性が挙げられる。本節ではこの浮遊容量を導出し、正しいフィードバックコンデンサの容量を求める。

CRE のフィードバックコンデンサの浮遊容量を以下のように求める。理想的には、フィードバックコンデンサの容量を C_I とすると、検出器に流れる電流値 I は出力信号の勾配から以下のように求められる。

$$I = C_I \frac{dV}{dt} \quad (\text{A.20})$$

式 (A.20) より、 $1/(dv/dt) = C_I/I$ であるから、 $1/(dV/dt)$ の値は C_I の値に比例する。

図 A.7、図 A.8 は、測定で得られた $1/(dV/dt)$ の値を、コンデンサ容量の設計値に対してプロットしたものである。図 A.7、図 A.8 は、それぞれ Bias 電圧が 80 mV と、-80mV の場合に対応している。これらのプロット上で 4 点をフィッティングすると、その直線は原点を通らない。よって、フィードバックコンデンサ容量は、何らかの理由により設計値よりも大きくなっていると考えられる。

さらに、フィッティングした直線が横軸と交わる点は各々のピクセルでほぼ一致している。よって我々は、容量の値の設計値からのずれは、フィードバックコンデンサに付随する浮遊容量によるものである、と考えた。この浮遊容量の値を C_p と仮定すると、式 (A.20) は以下のように書きかえられる。

$$I = (C_I + C_p) \frac{dV}{dt} \quad (\text{A.21})$$

図 A.7、図 A.8 のフィッティング結果から浮遊容量の値を導出すると、浮遊容量の値は、Bias 電圧が 80mV のとき $220(\pm 90)$ fF、Bias 電圧が -80mV のとき $91(\pm 36)$ fF となる。

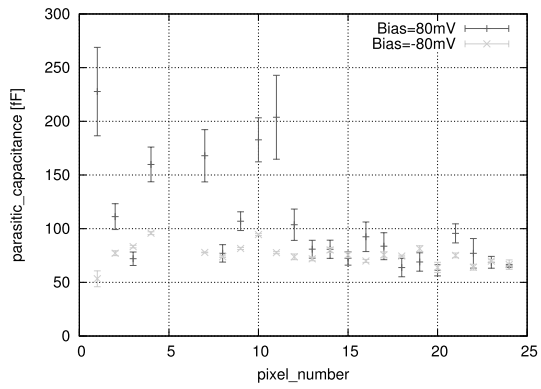


図 A.3: 浮遊容量のアレイ内分布 (サンプル:5C、光源 29.5K)

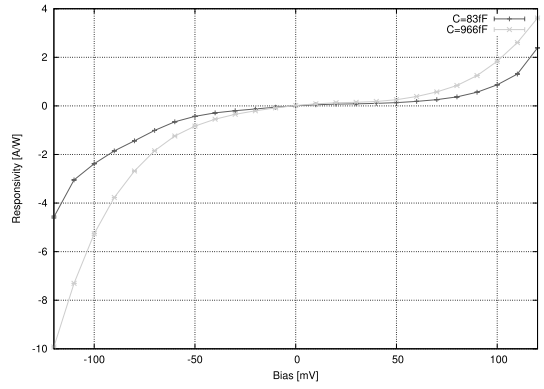


図 A.4: 積分コンデンサを変えて測定したI-Vの比較 (サンプル:5C、光源 29.5K、pixel13)

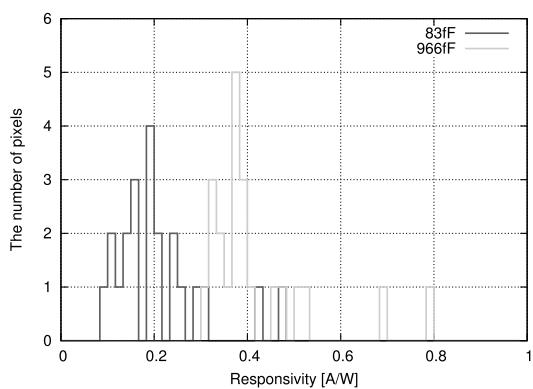


図 A.5: アレイ内の感度の分布:コンデンサ容量による違い (Bias=80mV)

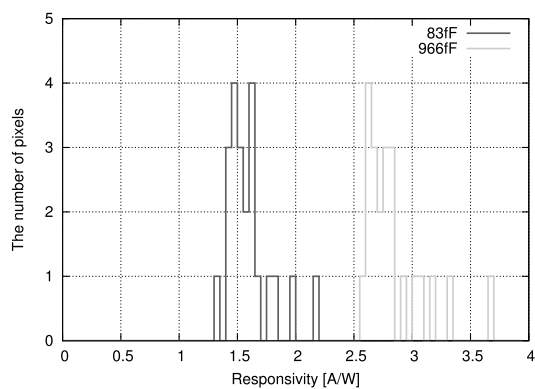


図 A.6: アレイ内の感度の分布:コンデンサ容量による違い (Bias=-80mV)

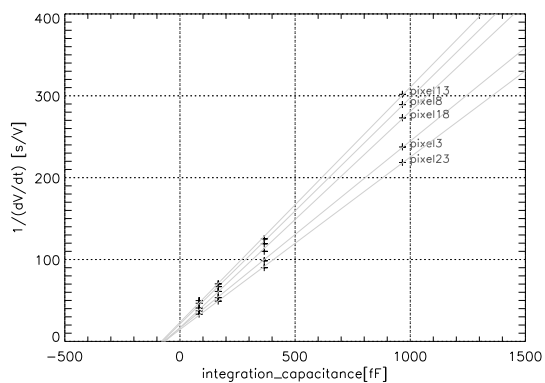


図 A.7: 積分コンデンサ容量 (設計値) と出力の関係 (サンプル:5C、光源 29.5 K、Bias 電圧 80 mV)

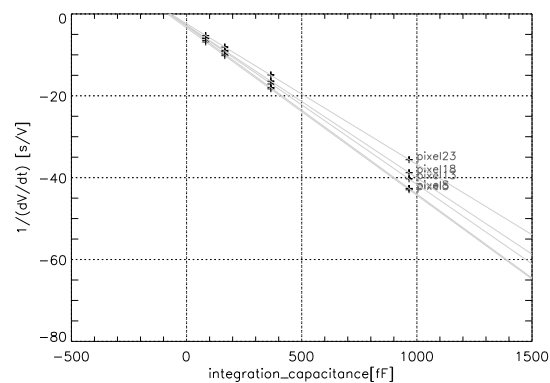


図 A.8: 積分コンデンサ容量 (設計値) と出力の関係 (サンプル:5C、光源 29.5 K、Bias 電圧 -80 mV)

A.3 プロトモデル検出器の性能

A.3.1 暗電流値の温度依存性

ここでは、暗電流値の温度依存性について述べる²⁷⁾。まず、温度 T の平衡状態におけるホールの密度 p を計算する。アクセプタ濃度 N_A のうちイオン化されたアクセプタの濃度を N_A^i 、中性のアクセプタ濃度を N_A^n とすると、 $N_A = N_A^i + N_A^n$ である。ドナーがアクセプタから電離したホールによって中性化しているとする、再結合し得るイオン化したアクセプタの濃度は $N_A^i = N_D + p$ で表される。 $N_A^n = N_A - N_D - p$ は自由正孔を作り出すことのできる中性アクセプタの濃度である。ホールが生成する確率は N_A^n に比例し、再結合する確率は pN_A^i に比例するので、正孔の密度の時間変化は以下のように表される。

$$\frac{dn}{dt} = A(N_A - N_D - p) - Bn(N_D + p) \quad (\text{A.22})$$

A、B は定数である。平衡状態においては $dn/dt = 0$ となるため、

$$\frac{A}{B} = \frac{n(N_D + p)}{N_A - N_D - p} \quad (\text{A.23})$$

となる。また価電子帯の状態密度 N_V は、

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{A.24})$$

で表される。 m_p^* はホールの有効質量である。熱平衡状態においては各エネルギー状態におけるホールの数はボルツマン分布に従うため、アクセプタ準位と価電子帯とのエネルギー差を E_i とすると、以下の式が成り立つ。

$$\frac{A}{B} = \left(\frac{2}{\delta} \right) \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{E_i/kT} \quad (\text{A.25})$$

δ はアクセプタ準位におけるホールの縮退度である。 $N_A \gg p$ を仮定すると式 (A.23) と式 (A.25) より、

$$p = \left(\frac{N_A - N_D}{N_D + p} \right) \left(\frac{2}{\delta} \right) \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_i/kT} \quad (\text{A.26})$$

と求まる。電流密度は A.2 で移動度を用いて表されるので、検出器の面積を S とするとホールの熱励起により Ge:Ga 素子に流れる電流値 $I_{thermal}$ は、

$$I_{thermal} = eS\mu_p E \left(\frac{N_A - N_D}{N_D + p} \right) \left(\frac{2}{\delta} \right) \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_i/kT} \quad (\text{A.27})$$

と求められる。

A.3.2 2 Kにおける暗電流値のアレイ内分布

温度依存性の測定結果より、2 Kにおいて光源を点灯させない場合に測定される電流値は、検出器ハウジング内への光の漏れこみによる光電流であると考えられる。

このときの電流値を各サンプルについて調べ、ヒストグラム (図 A.9–図 A.13)、2 D イメージ (図 A.19–図 A.23) で表した。また表 A.2 に全ピクセルの平均値とそれに対するばらつき、median の値、取り除いたピクセルの番号を示した。

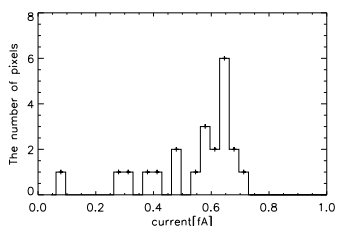


図 A.9: B⁺ 濃度小 (7F)

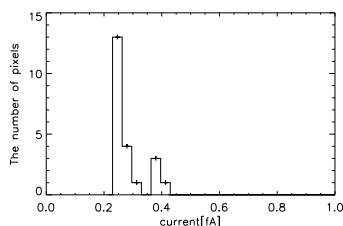


図 A.10: B⁺ 濃度中 (5C)

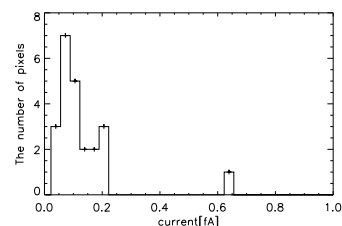


図 A.11: B⁺ 濃度大 (7G)

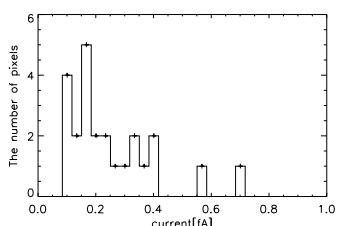


図 A.12: B⁺ 濃度中 (AR:反射防止膜付き)

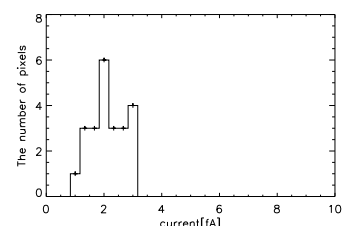


図 A.13: B⁺ 濃度中 (HPK:浜松ホトニクス素子)

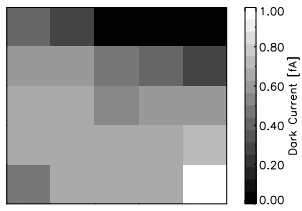


図 A.14: B⁺ 濃度小 (# 5-7F)、Bias=80 [mV]

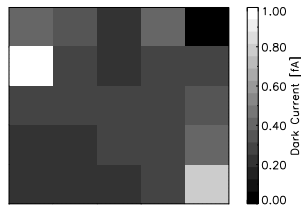


図 A.15: B⁺ 濃度中 (# 1-5C)、Bias=80 [mV]

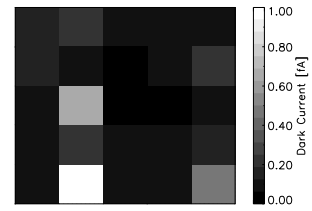


図 A.16: B⁺ 濃度大 (# 4-7G)、Bias=80 [mV]

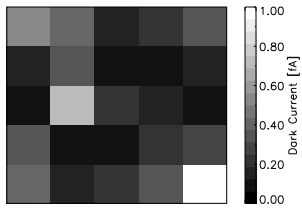


図 A.17: B⁺ 濃度中 (AR)、Bias=80 [mV]

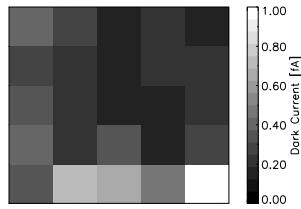


図 A.18: B⁺ 濃度中 (HPK)、Bias=80 [mV]

表 A.1: 2 K における暗電流値のまとめ (Bias 電圧 80 mV)

	7F	5C	7G	AR	HPK
アレイ内の平均値 [fA]($\pm 1\sigma$)	0.23(± 0.06)	0.29(± 0.10)	0.2(± 0.2)	0.4(± 0.6)	0.3(± 0.2)
アレイ周辺部の平均値 [fA]($\pm 1\sigma$)	0.26(± 0.05)	0.1(± 0.3)	0.2(± 0.2)	0.2(± 0.2)	0.20(± 0.05)
アレイ中心部の平均値 [fA]($\pm 1\sigma$)	0.19(± 0.09)	0.24(± 0.03)	0.1(± 0.2)	0.2(± 0.2)	0.19(± 0.09)
中央値 [fA]	0.22	0.254	0.0984	0.205	0.243
検出器温度 [K]	1.9	1.8	2.1	2.3	1.9

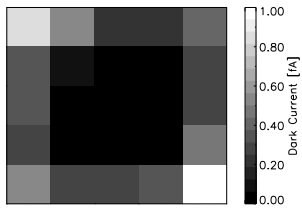


図 A.19: B⁺ 濃度小 (# 5-7F)、Bias=-80 [mV]

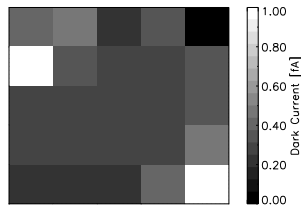


図 A.20: B⁺ 濃度中 (# 1-5C)、Bias=-80 [mV]

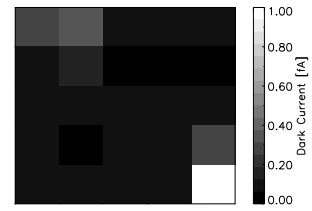


図 A.21: B⁺ 濃度大 (# 4-7G)、Bias=-80 [mV]

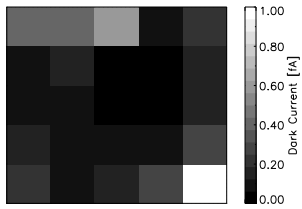


図 A.22: B⁺ 濃度中 (AR)、Bias=-80 [mV]

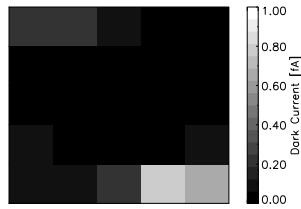


図 A.23: B⁺ 濃度中 (HPK)、Bias=-80 [mV]

表 A.2: 2 K における暗電流値のまとめ (Bias 電圧 -80 mV)

	7F	5C	7G	AR	HPK
アレイ内の平均値 [fA]($\pm 1\sigma$)	1(± 1)	1.2(± 0.3)	0.2(± 0.2)	0.3(± 0.8)	0.0(± 0.2)
アレイ周辺部の平均値 [fA]($\pm 1\sigma$)	2.2(± 0.7)	1.2(± 0.4)	0.3(± 0.2)	0.4(± 1.0)	0.1(± 0.2)
アレイ中心部の平均値 [fA]($\pm 1\sigma$)	0.33(± 0.07)	1.1(± 0.9)	0.07(± 0.04)	0.07(± 0.03)	0.02(± 0.03)
中央値 [fA]	1.7	1.185	0.097	0.128	0.0382
検出器温度 [K]	1.9	1.8	2.1	2.3	1.9

A.4 自由キャリアによる分散

ここでは Drude モデルにより、有効質量 m^* を持つ自由キャリアによる光の吸収量と反射量を求める。周波数 ω の光に対する物質の誘電率 ϵ は、以下のようになる³⁴⁾。

$$\bar{\epsilon} = (n - ik)^2 \quad (\text{A.28})$$

$$= \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega^2 \tau - i\omega} \quad (\text{A.29})$$

$$= \epsilon_1 - i\epsilon_2 \quad (\text{A.30})$$

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \quad (\text{A.31})$$

$$\epsilon_2 = 2nk = \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \quad (\text{A.32})$$

ϵ_1 、 ϵ_2 はそれぞれ ϵ の実部と虚部である。 n は屈折率、 k は消衰係数、 τ は自由キャリアの平均衝突時間である。 ω_p はプラズマ周波数で、濃度 N 、電荷 e と有効質量を用いて、

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m^*} \quad (\text{A.33})$$

と表される。よって、屈折率と消衰係数はそれぞれ、

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + \epsilon_1}{2}} \quad (\text{A.34})$$

$$k = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} - \epsilon_1}{2}} \quad (\text{A.35})$$

と求められる。吸収係数 α は消衰係数 k を用いて、

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} k \quad (\text{A.36})$$

$$= \frac{\omega}{cn} \epsilon_2 \quad (\text{A.37})$$

と求められる。また、フレネル反射率 R は真空の屈折率 n_0 を用いて、

$$R = \frac{(n_0 - n)^2 + k^2}{(n_0 + n)^2 + k^2} \quad (\text{A.38})$$

と表せる。式 (A.34)、式 (A.35)、式 (A.37)、式 (A.37) より、各光学定数のキャリア濃度および波数に対する依存性を、図 A.24–図 A.31 にプロットした。また、透明電極の濃度プロファイルが得られた検出器表面の B 濃度を用いて、計算した反射率を図 A.32 に示した。ただし、これは媒質の厚みが波長に対し十分大きい場合の反射率である。

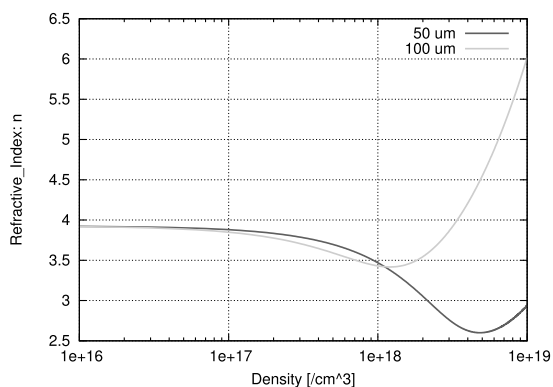


図 A.24: 屈折率の自由キャリア濃度依存性

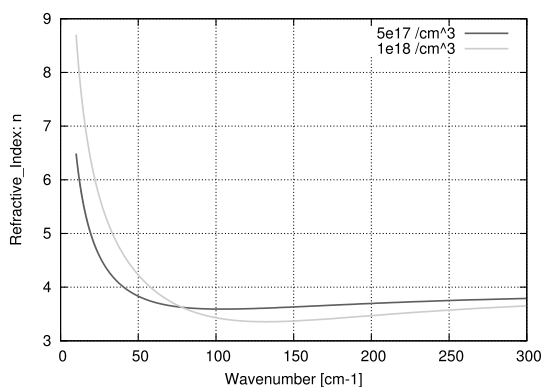


図 A.25: 屈折率の波数依存性

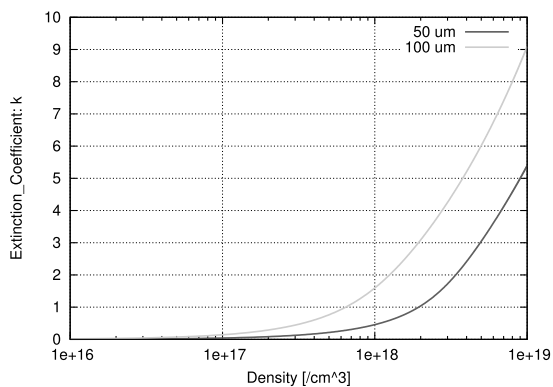


図 A.26: 消衰係数の自由キャリア濃度依存性

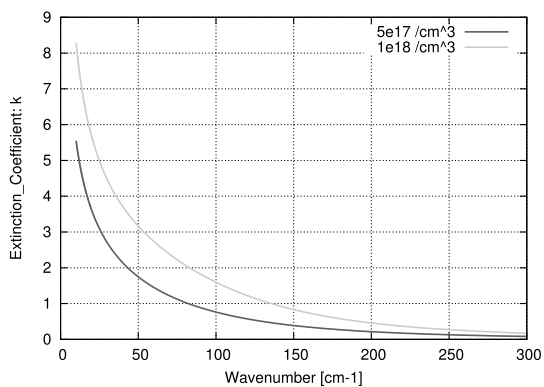


図 A.27: 消衰係数の波数依存性

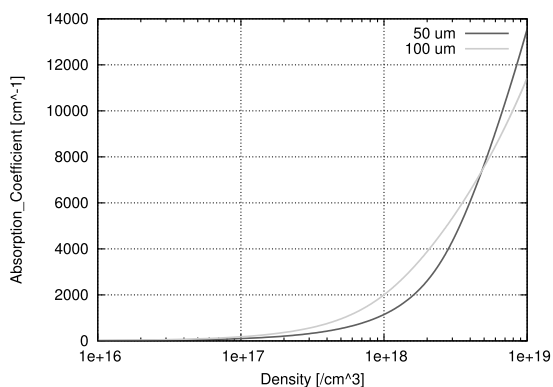


図 A.28: 吸収係数の自由キャリア濃度依存性

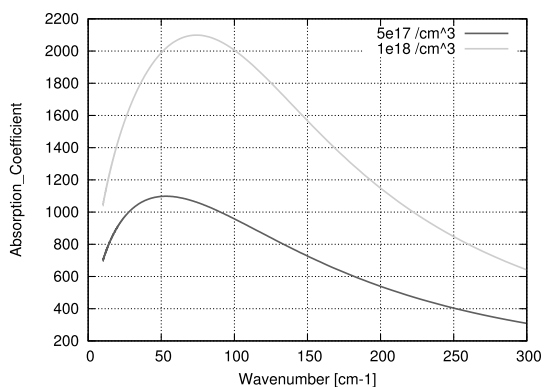


図 A.29: 吸収係数の波数依存性

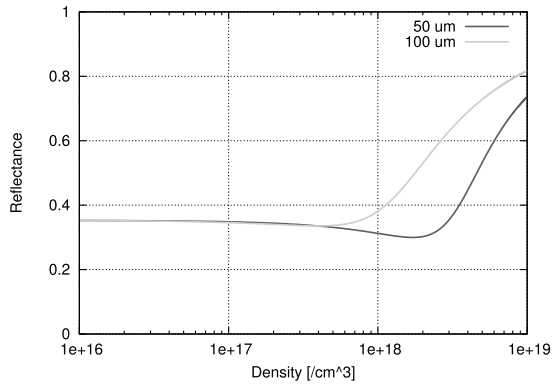


図 A.30: 反射率の自由キャリア濃度依存性

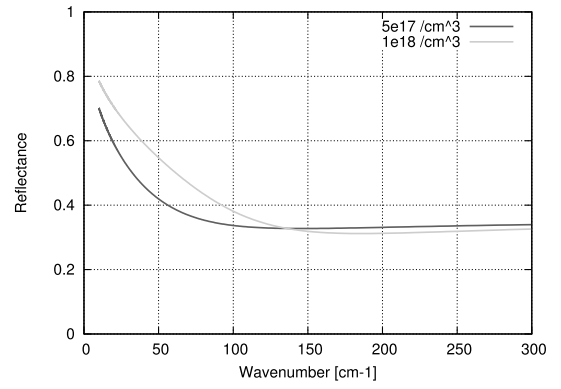


図 A.31: 反射率の波数依存性

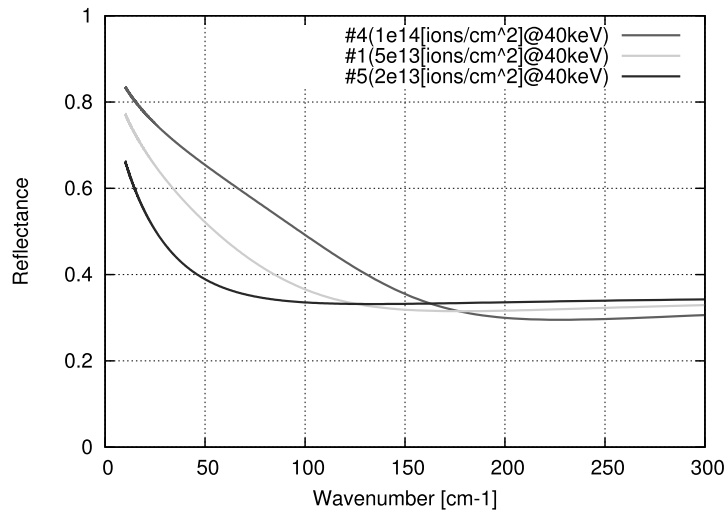


図 A.32: 表面濃度から求めたフレネル反射率

A.5 透明電極による反射

ここでは、透明電極の金属層による反射率を計算する。金属薄膜の反射率は膜の厚みに依存する。波長に比べて膜の厚さが十分小さい場合、反射率はフレネル係数では決まらずに光は薄膜を透過する。

物質の特性インピーダンス η は、

$$\eta \equiv E/H = \sqrt{\mu/\epsilon} \quad (\text{A.39})$$

と定義される。 E は電場、 H は磁場、 μ は透磁率、 ϵ は誘電率である。

真空、金属層、Ge 層の特性インピーダンスを、それぞれ η_1 、 η_2 、 η_3 と置くと、Ge 表面に厚さ d の金属薄膜が存在する場合の反射率 R は、

$$R = \left| \frac{\eta_1 - \eta_{2eff}}{\eta_1 + \eta_{2eff}} \right|^2 \quad (\text{A.40})$$

$$\eta_{2eff} = \frac{(\eta_2 + \eta_3) + (\eta_3 - \eta_2)e^{-i2kd}}{(\eta_2 + \eta_3) - (\eta_3 - \eta_2)e^{-i2kd}} \quad (\text{A.41})$$

と表される⁴⁴⁾。ここで金属層の誘電率 ϵ_2 は、真空の誘電率 ϵ_0 、金属の導電率 σ 、周波数 ω を用いて、

$$\epsilon_2 = \epsilon_0 - i\frac{\sigma}{\omega} \quad (\text{A.42})$$

と表される。透明電極層の導電率は、素子の表面抵抗の測定から求められているから、各サンプルの反射率を計算することができる。

式 (A.41)、式 (A.42) より、波長 100 μm における各サンプルの反射率の膜厚依存性を求め、図 A.33 に示した。図 A.34 は、図 A.33 を拡大したものである。導電率は、表 5.2 に示した抵抗率から求めた。

金属層の厚みが 0 の場合には、すべてのサンプルの反射率は、Ge 基板によるフレネル反射率 0.36 と等しい。しかし、金属層が厚くなるにつれて反射率は増加していくことが分かる。ただし、透明電極層の厚みは 200 nm 程度であり、この膜厚における反射率は 0.4 程度である。第 5 章では、透明電極は反射に寄与しないと仮定したが、この過程はほぼ正しいことになる。

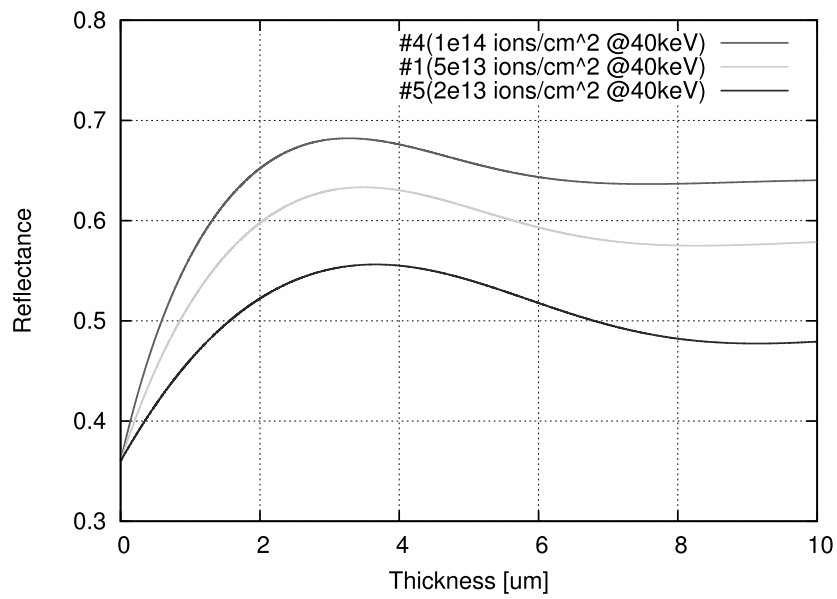


図 A.33: 反射率の膜厚依存性

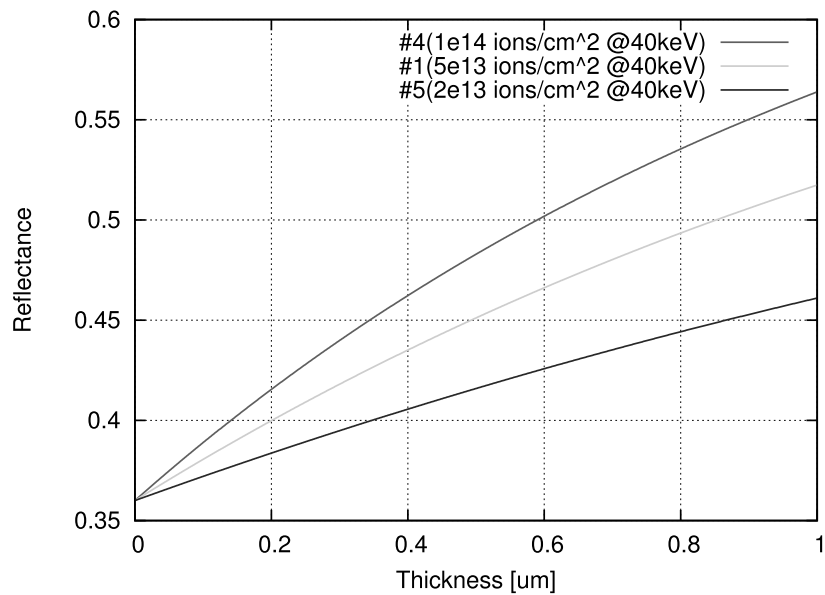


図 A.34: 反射率の膜厚依存性 (拡大図)

謝辞

まず、私を宇宙科学研究所の赤外線グループに招いて頂いた中川貴雄教授に、厚く感謝をいたします。研究を行う上で数多くのアドバイスを頂くとともに、サイエンスとは何たるかを教えていただきました。国際学会にも参加させていただき、貴重な経験を得ることができました。私にこのような研究の機会を与えてくださったことに、心よりお礼を申し上げます。

松浦周二助教には、実験からデータ解析にいたるまで、基礎から丁寧にご指導いただき、大変感謝しております。ご自身のご多忙にもかかわらず、毎日のように長時間付き切りで面倒を見ていただき、非常に多くのことを学ばせていただきました。検出器開発チームの川田光伸准教授、土井靖生助教には、豊富な知識で実験、解析をサポートしていただきました。様々な点でご迷惑をおかけしたことをお詫びすると共に、深く感謝いたします。特別研究員の白旗麻衣様には、研究生活における全ての面で大変お世話になりました。修士論文作成に当たっては、細部に至るまで丁寧にご指導を頂き大変ありがたく思っております。また、本論文に必要な実験をしていただいた修士2年の澤山君と修士1年の青野君に感謝します。

最後に、これまで2年間研究生活を支えてくださった両親、赤外グループの皆様、数多くの方々に心から感謝をいたします。

関連図書

- 1) L. S. Sprake and J. S. Gallagher, *Galaxy in the Universe*, 291, 2007
- 2) G. Neugebauer et al., *The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission*, *ApJ*, 278, L1, 1984
- 3) M. F. Kessler et al., *The Infrared Space Observatory (ISO) mission*, *Astron. Astrophys.*, 315, L27, 1996
- 4) B.T.Soifer et al., *ARA & A*, 25, 187, 1987
- 5) R.Genzel et al., *What Powers Ultraluminous IRAS Galaxies ?*, *ApJ*, 498, 579, 1998
- 6) 家 正則他, *宇宙の観測 I*, 28, 2007
- 7) M. W. Werner et al., *The Spitzer Space Telescope Mission*
- 8) H. Murakami et al., *The Infrared Astronomical Mission AKARI*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, S369, 2007
- 9) M. Harwit, *The Herschel Mission*, *Advances in Space Research*, 34, 568, 2004
- 10) J. Wolf and D. Lemke, *Pregamon Press Ltd* 25, 327, 1985
- 11) C. A. Beichman et al., *IRAS Explanatory Supplement*, 1988
- 12) M. Kawada et al., *The Far-Infrared Surveyeor (FIS) for AKARI*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, S389, 2007
- 13) T. Onaka et al., *The Infrared Camera (IRC) for AKARI -Design and Imaging Performance*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 59, S401, 2007
- 14) S. Matsuura et al., *Monolithic Ge:Ga two-dimensional array detector for the FIS instrument on ASTRO-F*, *Proc. 2002 SPIE*, 4850, 902, 2002
- 15) M. Fujiwara, *Development of far-infrared Ge:Ga photoconductor 2D array for 3THz imaging*, *Proc. 2000 SPIE*, 4130, 2000
- 16) T.Nakagawa and H.Murakami, *Mid- and far-infrared astronomy mission SPICA*, *Advances in Space Research*, 40, 679, 2007

- 17) Kawada et al., Performance of an Imaging Fourier Transform Spectrometer with Photoconductive Detector Arrays: An Applination for AKARI Far-Infrared Instrument, Publ. Astron. Soc. Japan, 60, S389, 2008
- 18) M. Fujiwara, Development of far-infrared Ge:Ga photoconductor having a longitudinal configuration, Appl. Phys. Lett. 77, 3099, 2000
- 19) 白旗 麻衣, 東京大学修士論文, 60
- 20) Patrick et al., Low Noise, Low Power Readout Electronics Circuit development in standard CMOS technology for 4K applications, Proc. SPIE, 6275, 627516, 2006
- 21) 工藤 恵栄, 光物性基礎, 159, 1996
- 22) K. S. Mendelson and H. M. James, Wave Functions and Energies of Shallow Acceptor States In Germanium, J. Phys. Chem. Solids, 25, 729, 1964
- 23) N. F. Mott and Z. Zinamon, The metal-nonmetal transition, Rep. Prog. Phys. 33, 881, 1970
- 24) Peter Phillip Edwards and Michell J.Sienko, Universality aspects of the metal-nonmetal transition in condensed media, Phys. Rev. B, 17, 2575, 1978
- 25) S.M.Sze, Pysics of Semiconductor Devices 3rd Edition, 134, 2006
- 26) M. Shirahata et al., Pre-Flight Performance Measurements of a Monolithic Ge:Ga Array Detector for the Far-Infrared Surveyor onboard ASTRO-F, Proc. SPIE, 5487, 369, 2004
- 27) G. Rieke, Detection of Light 2nd Edition, 62, 1994
- 28) M. Watanabe et al., Electrical properties of isotropically enriched neutron-transmutation-doped ${}^{70}\text{Ge}:\text{Ga}$ near the metal-insulator transition, Phys. Rev. B, 58, 9851, 1998
- 29) K. M. Itoh et al. Hopping Conduction and Metal-Insulator Transition in Isotopically Enriched Neutron-Transmutation-Doped ${}^{70}\text{Ge}:\text{Ga}$, Phys. Rev. Let., 77, 4058, 1996
- 30) N. Hiromoto et al., Ge:Ga Far-Infrared Photoconductor with Low Compensation, Jpn. J. App. Phys., 29, 1739
- 31) J.Q. Wang et al., Optical Efficiency of far-infrared photoconductors, 25, 4127, 1986
- 32) Ernest V. Loewenstein et al., Optical Constants of Far Infrared Materials. 2:Crystalline Solids, Applied Optics, 12, 398, 1973
- 33) Rex L. Jones and P. Fisher, Excitation Spectra of Group III Impurities in Germanium, J. Phys. Chem. Solids, 26, 1125, 1965
- 34) 工藤 恵栄, 光物性基礎, 82, 1996
- 35) S.M.Sze, Pysics of Semiconductor Devices 3rd Edition, 48, 2006

- 36) W. C. Johnson, Study of Electric Transport and Breakdown in Thin Insulating Films, Tech. Rep. No.7, Princeton University, 1979
- 37) I. Hosako, Applied Optics, Vol. 42, No. 19, 2003
- 38) 小檜山光信, 光学薄膜の基礎理論, 2003
- 39) T. J. Parker, The Optical Constants of Pure Fused Quartz in The Far-Infrared, Infrared Physics, 18, 215, 1978
- 40) S.M.Sze, Physics of Semiconductor Devices 3rd Edition, 28, 2006
- 41) P.Norton, H.Levinstein, Determination of Compensation Density by Hall and Mobility Analysis in Copper-Doped Germanium, Phys. Rev. B, 6, 470, 1972
- 42) E.Conwel, V.F.Weisskopf, Phys. Rev., 77, 388, 1950
- 43) C.Erginsoy, Phys. Rev., 199, 1502, 1960
- 44) 遠藤雅守, 電磁気学 II, 2008