The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	Au-SiおよびCdTeを用いた半導体検出器とその物性に関する研究
Author(s)	大羽, 克彦
Citation	大阪大学, 1991, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3055609
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

Au-SiおよびCdTeを用いた半導体検出器とその物性に関する研究

１９９１

大　羽　克　彦

Ａｕ－Ｓｉおよび ＣｄＴｅを用いた半導体検出器とその物性に関する研究

内 容 概 要

本論文は著者が東北工業大学電子工学科在職中に行った「Ａｕ-Ｓｉおよび ＣｄＴｅ半導体検出器」の研究、そして大阪大学工学部電気工学科における私学研修生(１９８５．４～１９８６．３)以来行ってきた「Ⅱ－Ⅵ族化合物半導体の物性－ＣｄＴｅのＨｇ熱処理効果」の研究成果をまとめ上げたものであり、本文６章と謝辞より構成されている。

以下、各章ごとに順を追ってその内容の概要を述べる。

第１章　序　論

本章では半導体検出器に関する研究の背景と歴史、およびＡｕ－Ｓｉ放射線検出器としての放射線照射損傷と回復、ＣｄＴｅ-γ線検出器の製作、そしてＣｄＨｇＴｅ赤外線検出器に関連した基礎的研究としてＨｇ熱処理効果について述べ、本研究の目的を明らかにする。

第２章　Ａｕ-Ｓｉ表面障壁型放射線検出器

本章ではＡｕ-Ｓｉ表面障壁型放射線検出器の動作原理と製作法について述べている。電荷型前置増幅器を用いた放射線スペクトルの測定から荷電粒子のエネルギーと出力パルス波高との比例関係を利用して、検出器の空乏層の厚さを求めることが出来ることを明らかにした。

第３章　Ａu-Ｓi表面障壁型放射線検出器の放射線損傷と熱処理効果

ＳiおよびＣdＴeを用いた半導体放射線検出器は、気体電離検出器やシンチレーション計数管に比較して、エネルギー分解能が良く、また、パルスの立ち上がり時間が早いなど優れた特徴を持っている。しかしながら、このような半導体検出器は、使用中に大線量の放射線を受けることによって検出器内部に損傷が生じ、キャリア収集効率が悪くなるなどして性能が劣化してしまうことがある。素材としてのＳiの照射損傷に関する研究は多くなされているが、ここでは検出器としての損傷と回復について述べている。

製作したＡu-Ｓi表面障壁型半導体検出器に、３ＭeＶ程度の荷電粒子(陽子、^{3}Ｈe)、あるいは^{60}Ｃo-γ線を多量に照射して、検出器の内部に故意に損傷(格子欠陥)を作り出し、Ｉ－Ｖ、Ｃ－Ｖ特性などの電気的測定、^{241}Ａm-α線のエネルギースペクトル応答、出力パルスの立ち上がり応答時間、そしてＤＬＴＳ(Deep Level Transient Spectroscopy)の測定によって損傷の影響を調べた。また、損傷を受けた検出器に対して熱処理を施した結果、種々の電気的測定と動特性において検出器性能の回復効果が見られた。

第４章　ＣdＴe結晶成長および検出器への応用

本章では、ブリッジマン法とＴＨＭ（Travelling Heater Method）によるバルクＣdＴe単結晶と、減圧有機金属化学気相法(ＭＯＣＶＤ)による(100)ＧaＡs基板上へのヘテロエピタキシャル膜、および(100)ＣdＴe基板上へのホモエピタキシャル膜の成長について述べている。ジメチルＣdとジメチルＴeを用いて、バルクＣdＴe結晶と同程度の良質の薄膜を育成できた。

また、デバイスへの応用として、バルクＣｄＴｅ-γ線検出器の製作とγ線検出特性について述べており、室温において^{241}Ａｍ-γ線の光電ピーク(59.5 keＶ)が観測できた。

第５章　ＣｄＴｅのＨｇ熱処理効果

３～５μmと１０μm帯の赤外線の検出器の材料として$Cd_xHg_{1-x}Te$(ＣＭＴ)エピタキシャル膜が用いられるが、その成分であるＨｇ原子の不安定性と挙動が問題になっている。本章ではＨｇ原子の振舞を調べるために、ＣｄＴｅバルク結晶、およびエピタキシャル膜(ＣｄＴｅ/ＣｄＴｅ、ＣｄＴｅ/ＧａＡｓ)をＨｇ中で熱処理してフォトルミネッセンスで評価した。

その結果、ＣｄＴｅ/ＧａＡｓヘテロエピタキシャル膜においては、Ｃｄ空孔とドナー不純物の複合体による1.42 eＶ帯の発光強度が増大した。これは、ＧａＡｓ基板からＧａがＣｄＴｅ膜中に拡散して行き、不純物として働いたことによるものと考えられ、ＧａＡｓ基板に直接ＣＭＴをエピタキシャル成長させても品質の良い膜が得られないことを示唆している。一方、バルクＣｄＴｅ結晶とＣｄＴｅ/ＣｄＴｅホモエピタキシャル膜においては、光学的特性と結晶性が改善されることが明らかになった。

第６章　総　括

本章では、各章で論述した内容と得られた結果をまとめている。

目　　次

第１章　序　論　1

参考文献　5

第２章　Ａｕ－Ｓｉ表面障壁型放射線検出器　7

２．１　検出器の動作原理　7

２．２　検出器の製作　9

２．３　放射線スペクトルの測定　11

２．４　検出器の空乏層の厚さ測定　14

参考文献　20

第３章　Ａｕ－Ｓｉ表面障壁型放射線検出器の放射線損傷と熱処理効果　21

３．１　荷電粒子(^{3}Ｈｅ、陽子)とγ線(^{60}Ｃｏ)による照射損傷と熱処理　21

３．２　荷電粒子線照射　23

３．２．１　電圧－電流(Ｉ－Ｖ)特性　23

３．２．２　容量－電圧(Ｃ－Ｖ)特性　24

３．２．３　Ｃ－Ｖ特性の実験値と計算値の比較　29

３．２．４　^{241}Ａｍ-α線に対するエネルギースペクトル応答　35

３．２．５　ＤＬＴＳ法による損傷分布および濃度の測定　37

３．３　γ線照射　46

３．３．１　Ｉ－ＶおよびＣ－Ｖ特性　46

３．３．２　^{241}Ａｍ-α線に対するエネルギースペクトル応答　49

３．３．３　検出器の出力パルス立ち上がり時間(Rise Time)の測定　51

３．３．４　ＤＬＴＳの測定　58

３．４　まとめ　61
参考文献　62
第４章　ＣｄＴｅ結晶成長および検出器への応用　63
４．１　ＣｄＴｅバルク結晶成長　64
４．１．１　ブリッジマン法による成長　64
４．１．２　トラベリングヒータ法（ＴＨＭ）による成長　66
４．２　有機金属気相（ＭＯＣＶＤ）法によるエピタキシャル成長　68
４．３　ＣｄＴｅ放射線検出器　72
４．３．１　ＣｄＴｅ放射線検出器の製作　72
４．３．２　γ線検出特性　73
４．４　まとめ　76
参考文献　77
第５章　ＣｄＴｅのＨｇ熱処理効果　79
５．１　Ｈｇ熱処理　80
５．２　Ｈｇ熱処理ＣｄＴｅのフォトルミネッセンスによる評価　81
５．２．１　フォトルミネッセンスの測定　81
５．２．２　バルクＣｄＴｅ結晶のＨｇ熱処理　86
５．２．３　ＣｄＴｅ/ＧａＡｓヘテロエピタキシャル膜のＨｇ熱処理効果　95
５．２．４　ＣｄＴｅ/ＣｄＴｅホモエピタキシャル膜のＨｇ熱処理効果　98
５．３　まとめ　99
参考文献　99
第６章　総　括　101
謝　辞　106
研究業績　107

第１章　序　論

半導体検出器には数多くの種類の検出器がある。例えば、光検出器、その中にも可視光線、紫外線、赤外線検出器があり、また、放射線、温度、および圧力検出器などがある。 本論文では半導体検出器として、Ａｕ－Ｓｉ表面障壁型放射線検出器とＣｄＴｅ-γ線検出器、そして赤外線検出器に関連したものを取り扱う。赤外線検出器としては、$Cd_xHg_{1-x}Te$を用いたものを考えているが、応用という側面よりもその前段階として、ＣｄＴｅ結晶をベースにした基礎的な部分について述べる。

固体を放射線検出器として使用する試みは、1940年代から行われていたが、その当時は実用的な検出器となるまでにはいたらなかった。その後、ＳｉやＧｅなどの半導体材料の開発が進み、1949年にMcKay[1]がＧｅのｐ－ｎ接合を最初に放射線検出器に用いた。続いて、1955年にはSimonがＡｕ－Ｇｅ表面障壁型検出器を開発、そして1959年にはMacKenzie[2]等によってｐ－ｎ接合半導体検出器の開発が進み、Ｓｉを母材に用いた検出器が使用できることを報告している。これらの開発によって、1960年代には半導体検出器が飛躍的に進歩し今日に至っている。このようにして、半導体(Ｓｉ,Ｇｅ)を用いた放射線検出器は、高性能荷電粒子検出器、あるいはγ線検出器として既に実用化され、市販されている。しかしながら、これらの半導体検出器は使用している中に、多量の放射線にさらされて性能が劣化してしまう場合がある。これまで、素材としてのＳｉあるいはＧｅ結晶の放射線照射損傷による格子欠陥、および熱処理による特性の変化に関する研究[3~7]は古くから数多く行われてきているが、本研究では、Ｓｉを用いた放射線検出器(デバイス)としての放射線照射による劣化と回復について述べる。

ＣｄＴｅ結晶を用いた放射線検出器は、1970年頃から研究が盛んになり、WaldとBell[8]、Siffert[9]、Zanio et al.[10]、Dabrowski et al.[11]、

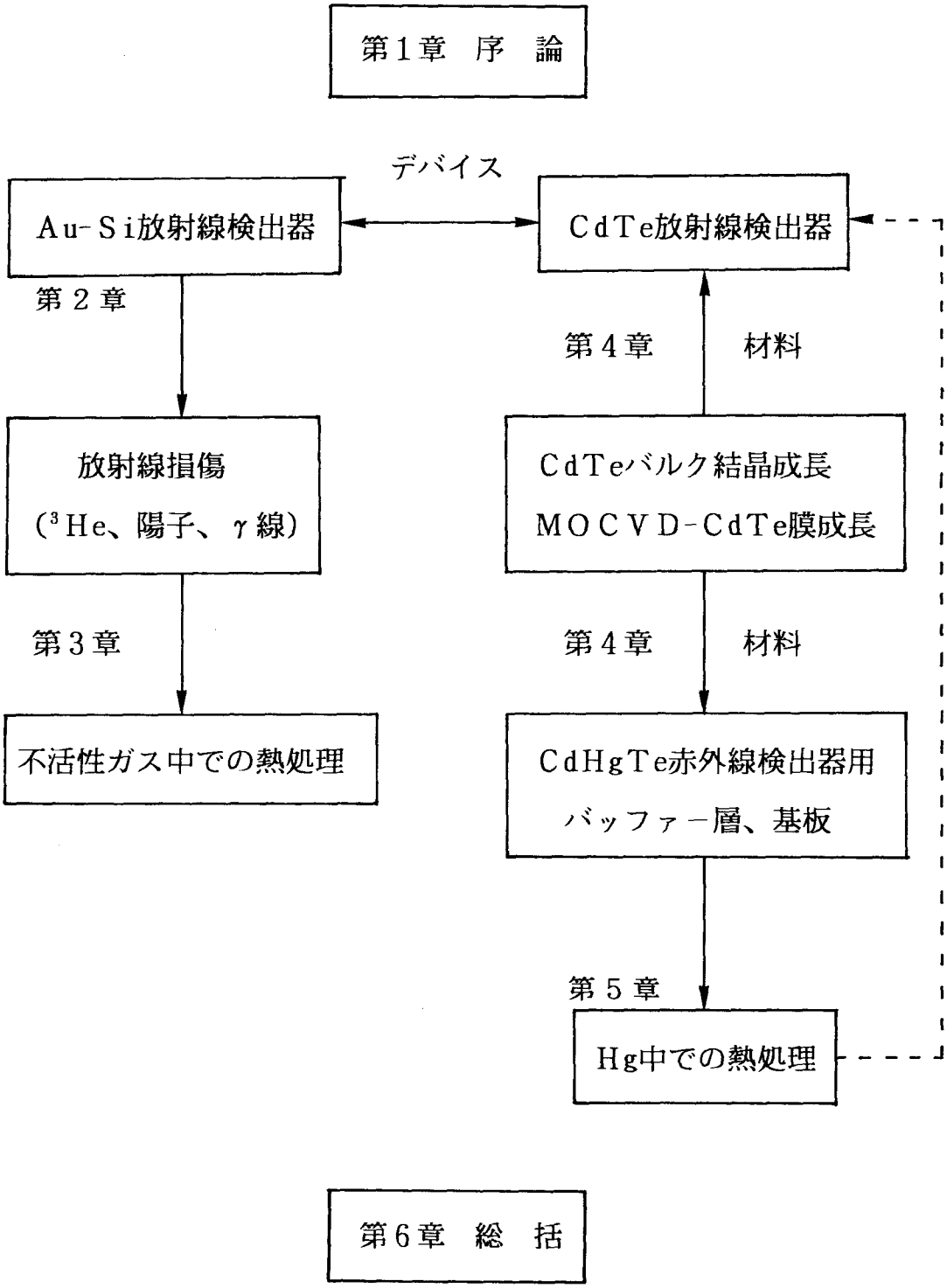
JagerとThiel et al.[12]などの研究陣が中心となって研究開発が行われて来ている。ＣｄＴｅ結晶の平均原子番号(Ｚ)は50で、ＳｉやＧｅに比較して大きく、γ線に対するエネルギー吸収率が高いこと、また、エネルギー・ギャップが室温で約1.5 eＶと大きくて漏洩電流が小さいことなどのために、ＣｄＴｅ放射線検出器は室温で使用できるγ線検出器として有望視されている。ここでは、高性能のＣｄＴｅ-γ線検出器の開発を目的とし、検出器の性能を左右する大きな要因が、素材であるＣｄＴｅの結晶性の良し悪しにあることから、ＴＨＭ(Travelling Heater Method)[13][14]による高品質のＣｄＴｅ結晶の成長から検出器の製作まで一貫して行い、γ線検出特性について調べている。

赤外線検出器に関する研究の歴史は比較的浅く、1940年代から始まり、主に軍事面に応用するために開発が進められて来た。赤外線検出器の材料として、最初はCashman[15]によるＰｂＳを用いたもの、そして1950年代のReike et al.[16]によるＩｎＳｂを用いたものと、Levinstein[17]によるＧｅに不純物を添加したＧｅ:ＡｕやＧｅ:Ｈｇへと変わってきた。ＣｄＨｇＴｅ(ＣＭＴ)が赤外線検出器材料として注目され始めたのは、1959年にLawson et al.[18]がＣＭＴについて報告して以来である。その後、研究開発が進み、1980年代には半導体の中で最も有用な材料の一つとして技術が確立されてきている。ＣＭＴのバルク結晶はブリッジマン法[19]などによって作られるが、Ｈｇの蒸気圧が高いことなどのために成長および半径方向に均質な組成のものを得るのは困難である。一方、赤外線検出器への応用の面からは、結晶の厚みは必要としない。そういう意味で現在の研究の大半は、ＣＭＴのエピタキシャル成長に向いている。エピタキシャル成長法としては、液相エピタキシャル法[20][21]、気相エピタキシャル法[22]、ＭＯＣＶＤ法[23~26]、そしてＭＢＥ法[27][28]がある。基板材料としてはＧａＡｓ、ＩｎＳｂ、Ｓｉ、サファイアそしてＣｄＴｅなどが用いられる。この中でＣｄＴｅを基板に用いるのが格子定数の整合性の

点からも最も適当と考えられるが、現在、高品質で面積の大きいＣｄＴｅ結晶は得られにくいため、ＧａＡｓが用いられることが多い。しかし、その場合、基板に直接ＣＭＴ膜をエピタキシャル成長させても、Ｈｇ原子の振舞が原因で品質の良い膜が得られないことが報告されている[29]。そこで、ＣｄＴｅ/ＧａＡｓヘテロ、ＣｄＴｅ/ＣｄＴｅホモ構造のエピタキシャル膜、およびバルクＣｄＴｅ結晶をＨｇ溶液中あるいは雰囲気中で熱処理し、4.2 Ｋの低温でのフォトルミネッセンスの測定を用いた評価法によりＨｇの影響を明らかにする。これまで、Ｈｇ熱処理を施すことによってＨｇの影響を調べた研究報告は、本論文に関連した報告[30~32]以外はされていない。

以上のような研究の背景を基にして、本研究ではＳｉ、およびＣｄＴｅなどの半導体を材料とした放射線検出器の特性評価を中心にまとめ上げた。特に、Ｓｉでは放射線照射によりデバイスに作られた欠陥の生成とその回復過程について述べ、実際に照射下で使用される検出器の劣化の問題が重要であることを指摘した。また、ＣｄＴｅについては室温用放射線検出器、およびＣｄＨｇＴｅの赤外線検出器への応用の観点から、フォトルミネッセンス法によってＣｄＴｅバルクと薄膜の光学的性質を詳細に調べた。ＣｄＴｅ結晶膜中、およびＣｄＨｇＴｅと成長基板との間でのＨｇの挙動については未知の問題が多かったが、本研究によりＨｇがＣｄＴｅ中の不純物をゲッターすることや、Ｃｄの空孔を置換することなどを明らかにし、Ｈｇの役割とそれが結晶膜の品質に対して与える効果を明白にした。

図－１．１に本研究の流れを具体的に示した。前述したように、半導体検出器材料という共通点に立って、Ｓｉ→ＣｄＴｅ→ＣｄＨｇＴｅが関係していることが示されている。


第1章　序　論
デバイス
Au-Si放射線検出器
CdTe放射線検出器
第２章
第４章
材料
放射線損傷
(³He、陽子、γ線)
CdTeバルク結晶成長
MOCVD-CdTe膜成長
第３章
第４章
材料
不活性ガス中での熱処理
CdHgTe赤外線検出器用
バッファー層、基板
第５章
Hg中での熱処理
第6章　総　括

図－１．１　本論文の構成

参 考 文 献

1) K.G.McKay : Phys. Rev. 76 (1949) 1537.

2) J.M.McKenzie and D.A.Bromley : Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 303.

3) G.D.Watkins : Jpn. J. Phys. Soc. 18 SupplII (1963) 22.

4) F.L.Vook : 'Radiation Effects in Semiconductor 1967' (Plenum Press, New York 1968).

5) N.B.Urli and J.W.Corbett: 'Radiation Effects in Semiconductor 1976' (Inst. Phys. Conf. Ser.31 1977).

6) J.H.Albany : 'Defects and Radiation Effects in Semiconductor 1978' (Inst. Phys. Conf. Ser.46 1979).

7) R.R.Hasiguti: 'Defects and Radiation Effects in Semiconductor 1980' (Inst. Phys. Conf. Ser.59 1981).

8) F.V.Wald and R.O.Bell : Nature－Phys. Sci. 237 (1972) 13.

9) P.Siffert, J.Berger, C.Sharager, A.Cornet, R.Stuck, R.O.Bell, H.B.Serreze and F.V.Wald : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976) 159.

10) K.Zanio, W.Akutagawa and R.Kikuchi : J. Appl. Phys. 39 (1968) 2818.

11) A.J.Dabrowski, J.Chawaszizewska, J.Iwanczyk, R.Triboulet and Y.Marfaing : Rev. Phys. Appl. 12 (1977) 297.

12) H.Jager and R.Thiel : Rev. Phys. Appl. 12 (1977) 293.

13) R.O.Bell, N.Hemmat and F.Wald : Phys. Status Solidi 1 (1970) 375.

14) R.Triboulet and Y.Marting : J. Cryst. Growth 51 (1981) 89.

15) R.J.Cashman : J. Opt. Soc. Am. 36 (1946) 356.

16) F.F.Rieke, L.H.DeVaux and A.J.Tuzzolino : Proc. IRE 47 (1959) 1475.

17) H.Levinstein : Proc. IRE 47 (1959) 1478.

18) W.D.Lawwson, S.Nielsen, E.H.Putley and A.S.Young : J. Phys. Chem. Solids 9 (1959) 325.

19) P.Capper and J.E.Harris : J. Cryst. Growth 46 (1979) 575.

20) R.K.Willardson and A.C.Beer : 'Semiconductors and Semimetals' Vol.18 (Academic Press, New York 1981).

21) M.A.Herman and M.Pessa : J. Appl. Phys. 57 (1985) 2671.

22) P.Vohl and C.M.Wolfe : J. Electron. Mater. 7 (1978) 659.

23) M.J.Bevan and K.T.Woodhouse : J. Cryst. Growth 68 (1984) 254.

24) J.B.Mullin, S.J.C.Irvine and J.Tunnicliffe : J. Cryst. Growth 68 (1984) 214.

25) P.Y.Lu, C.H.Wang, L.W.Williams, S.N.G.Chu and C.M.Stiles : Appl. Phys. Lett. 49 (1986) 1372.

26) W.E.Hoke and P.J.Lemonias : Appl. Phys. Lett. 46 (1985) 398.

27) J.P.Faurie and A.Million : J. Cryst. Growth 54 (1981) 582.

28) M.Boukerche, J.Reno, I.K.Sou, C.Hsu and J.P.Faurie : Appl. Phys. Lett. 48 (1986) 1733.

29) J.Giess, J.S.Gough, S.J.C.Irvine, G.W.Blackmore, J.B.Mullin and A.Royle : J. Cryst. Growth 72 (1985) 120.

30) K.Ohba, T.Taguchi, C.Onodera, Y.Hiratate and A.Hiraki : Jpn. J. Appl. Phys. 28 (1989) L1246.

31) K.Ohba, Y.Hiratate, T.Taguchi and A.Hiraki : Nucl. Instrum. Meth. A283 (1989) 265.

32) K.Ohba, C.Onodera, T.Taguchi, Y.Hiratate and A.Hiraki : Defect Control in Semiconductors II (1990) 1349.

第２章　Ａｕ－Ｓｉ表面障壁型放射線検出器

これまで、半導体放射線検出器の材料として、ＳｉとＧｅが主に用いられてきているが、Ｘ線やγ線のエネルギースペクトルを計測するには、検出有感層を広げるためにリチウムを拡散したＧｅ(Ｌｉ)[1]検出器やＳｉ(Ｌｉ)[2][3]検出器にして、液体窒素で冷却して使用しなければならないなどの不便さがある。しかしながら、α線や陽子線などの荷電粒子、および低エネルギーβ線の検出に対しては、ＧｅやＳｉを用いた半導体放射線検出器は、エネルギー分解能の良さと小型軽量の便利さなど優れた特性を持っている。

半導体検出器には有感層の作り方で、ｐ－ｎ接合型、表面障壁型、リチウム・ドリフト型、そして高純度半導体型があるが、ここでは、比較的製作が容易なＳｉを用いた表面障壁型半導体検出器について述べる。

２．１　検出器の動作原理

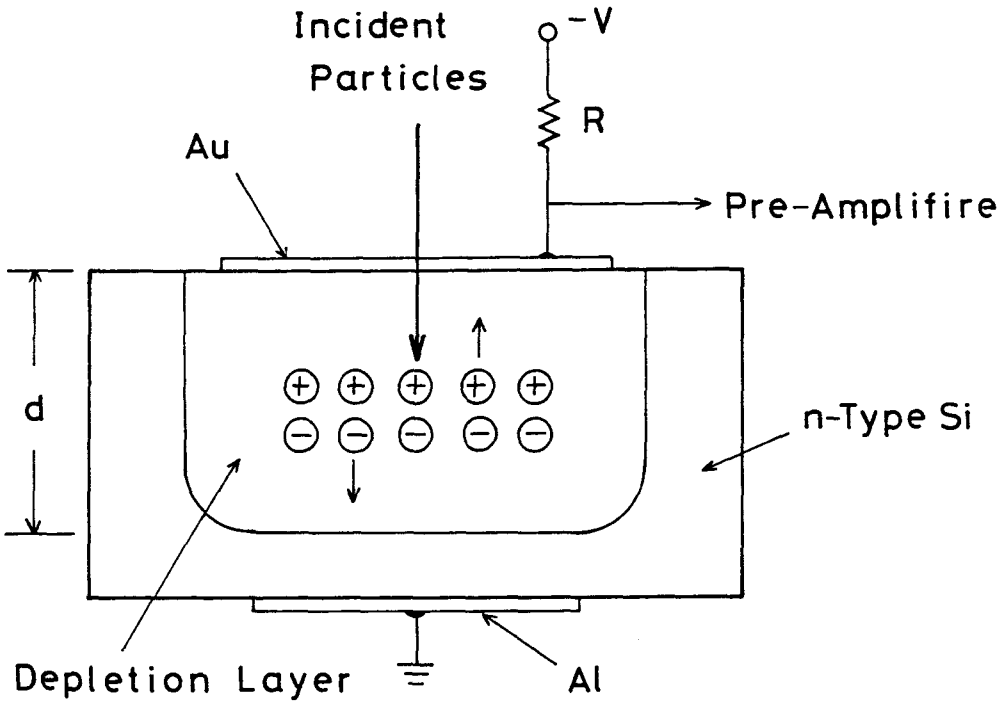
高エネルギーの荷電粒子が半導体検出器中を通過すると、電子と静電的な相互作用を引き起こす。その結果、価電子帯あるいはよりエネルギーの低い充満帯から、伝導帯あるいはそれ以上のエネルギー準位に電子を励起する。余分なエネルギーをもらった電子は、さらに他の電子を励起して電子－正孔対を生成する。このようにして一組の電子－正孔対を生成するのに必要な平均エネルギー（ε）は、次のKleinの式[4][5]

$$\varepsilon = 2.8\ Eg + (0.5 \sim 1.0)\ (eV) \qquad (2.1)$$

から、Ｓｉの場合は約3.7 eV、そしてＧｅは約2.9 eVとなる。それ故、ＥeVのエネルギーを持つ荷電粒子が入射すると、Ｅ／ε組の電子－正孔

対が生成される。つまり、発生するキャリア数は入射粒子のエネルギーに比例することになる。

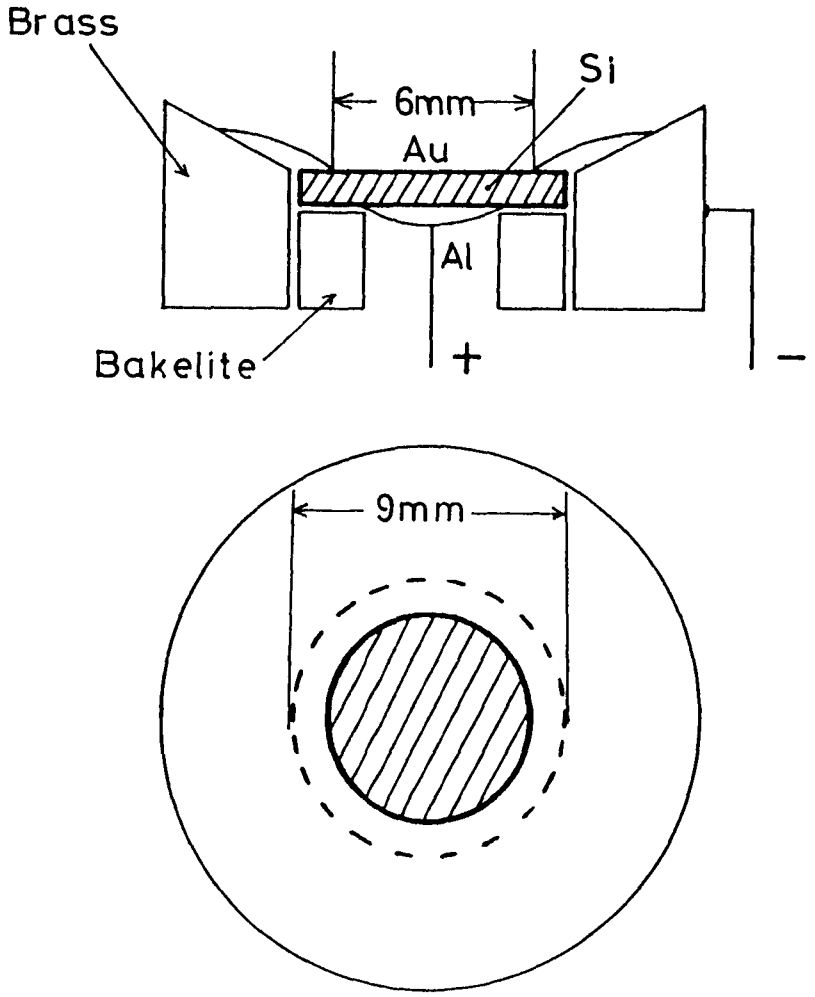
図－２．１に示すように、表面障壁型検出器の場合、上記の過程を逆バイアスを印加することによって、幅を広げた空乏層中で起こさせる。空乏層で生成された電子と正孔は、強い電界によって急速に流動し、出力電流(電圧)パルスとして外部に取り出すことができる。



図－２．１　Ａｕ-Ｓｉ表面障壁型放射線検出器の原理図

２．２　検出器の製作

検出器の製作に用いた素材は、比抵抗が約１kΩ-cm、厚さ0.4 mmの市販のＰ(リン)がド-プされたｎ型Ｓｉである。このＳｉウエファーを粒径８～１μmの溶融酸化アルミニウム(アルミナ)を用いた機械研磨によって鏡面状態にし、5 HNO_3：1 ＨＦ溶液で化学研磨を行った後、長期間空気中に放置してウエファー表面に酸化膜層を生成させた。このＳｉウエファーの片側の酸化膜面に傷がつかないように保護しながら、超音波カッターで９mmφの円形の小片に切り出した。その後、このＳｉ小片の一方の面(酸化膜を保護していない面)を粒径10 μm程度のアルミナで研磨して酸化膜を取り除き、超音波洗浄器を用いて、トリクロロエチレン→アセトン→イソプロピルアルコール→メチルアルコール→脱イオン水の順で速やかに洗浄を行い乾燥させた。引き続いて、酸化膜を取り除いた面にＡｌを真空蒸着(～10^{-6} Torr)して裏面電極(５mmφ)とし、図－２．２に示すように、スペーサーとしてベークライトあるいはガラスエポキシ等の絶縁物を用いて、Ａｌ電極面を下に向けて真ちゅうリングに装着した。この真ちゅう治具とＳｉの間にエポキシ樹脂系の接着剤を塗布し、接着剤が完全に固化するように24時間以上放置した後、上部の方から厚さ約200ÅのＡｕ膜を～10^{-6} Torrの真空度で真空蒸着(実効面積：約28 mm^2)してショットキー障壁を形成し、Ａｕ－Ｓｉ表面障壁型放射線検出器を製作した。



図－２．２　Ａｕ-Ｓｉ表面障壁型放射線検出器の構造

2.3　放射線スペクトルの測定

放射線源として^{241}Am-α線(5.48 MeV)を使用し、エネルギースペクトルの測定は、図－2.3に示すブロックダイアグラムのような測定系で行った。図中、D.B.はDetector Biass、S.S.D.はSolid State Detector(固体検出器)の略である。Heの原子核であるα線は物質に非常に吸収され易いので、α線源と検出器は真空チャンバ(～10^{-3} Torr)に入れて計測する必要がある。

α線の入射によって検出器内に発生した電荷は、電荷増幅型前置増幅器(Charge Sensitive Pre-amplifier)で電圧に変換された後、メインアンプに接続されプリアンプからの電気信号をさらに増幅する。なお、α線スペクトルのエネルギー分布は一部の狭いエネルギー領域に局在しているので、バイアスアンプとストレッチャーアンプで部分拡大した後、波高分析器(PHA)、つまりマルチチャンネルアナライザに接続されている。

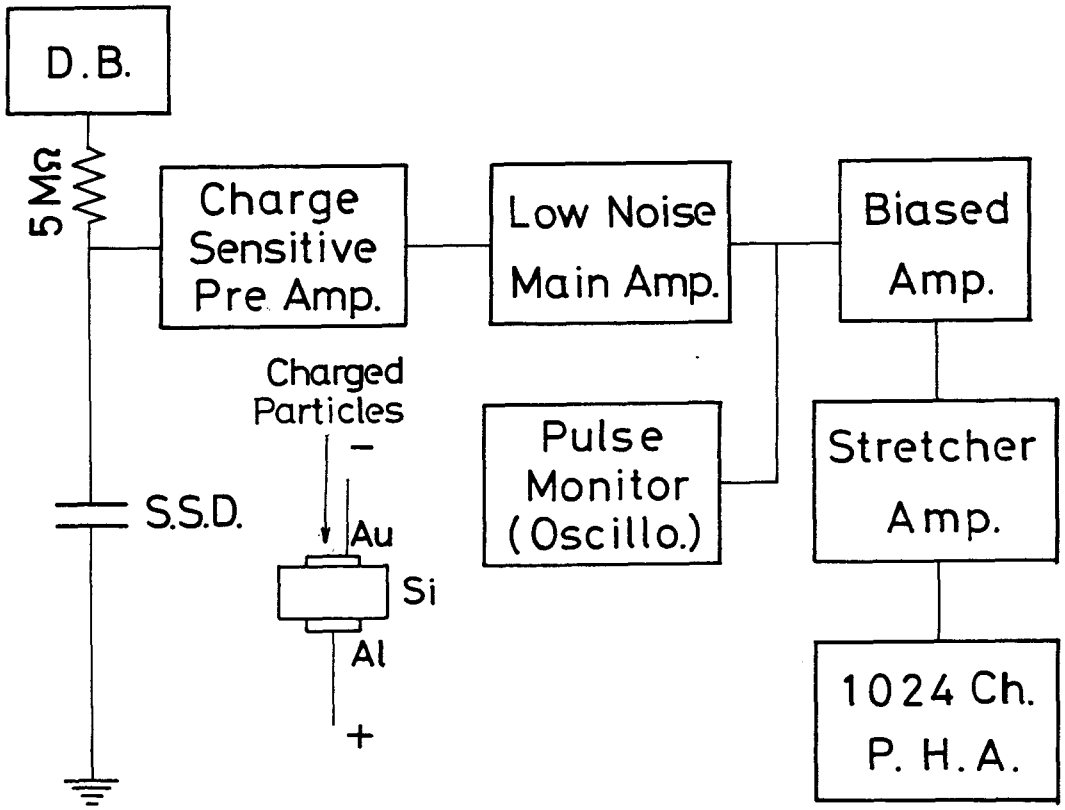
電荷型前置増幅器は、図－2.4に示す高入力・低出力インピーダンスの電圧増幅器と容量C_fの帰還回路とから成り立っている。入力電荷量をq_i、電圧利得を－Kとすると、出力電圧V_0は

$$V_0 = -\frac{1}{1/K+1}\frac{1}{C_f}q_i \fallingdotseq \frac{-1}{C_f}q_i \qquad (\because K\to\infty) \qquad (2.2)$$

となり、V_0は入力電荷量q_iに比例する。また、入力電荷量q_iが印加された際、生じる入力端子電圧V_iは、

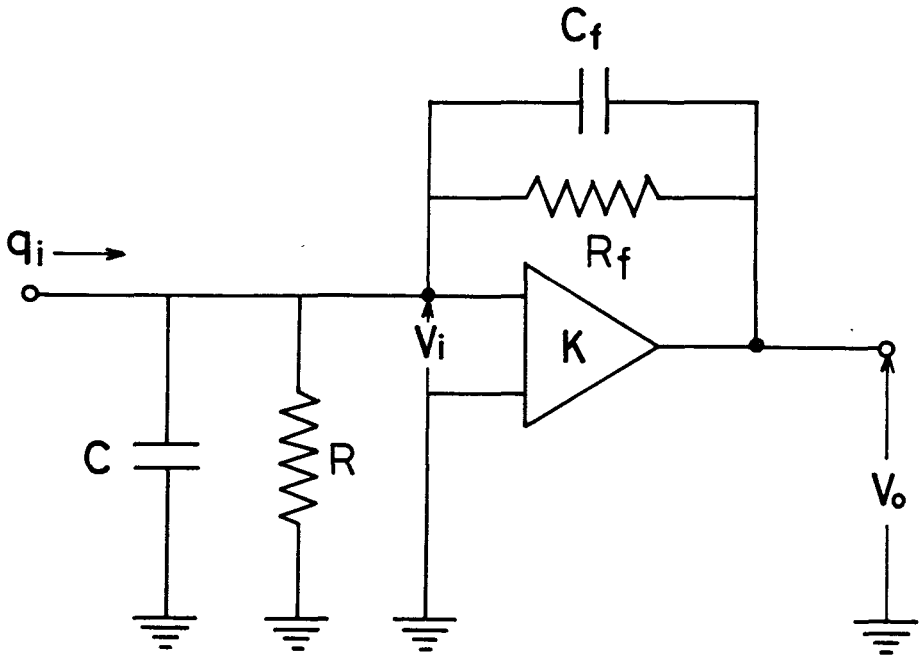
$$V_i = -\frac{1}{(1+K)C_f}q_i \fallingdotseq 0 \qquad (\because K\to\infty) \qquad (2.3)$$

となる。従って、検出器に信号(電荷)が生じた場合でも、検出器バイア



図－２．３　放射線スペクトル測定系のブロックダイアグラム

ス電圧の変化は無視できるほど小さく、空乏層の厚さは一定に保たれ、信号(電荷)q_iに比例した出力電圧V_0をうることができる。

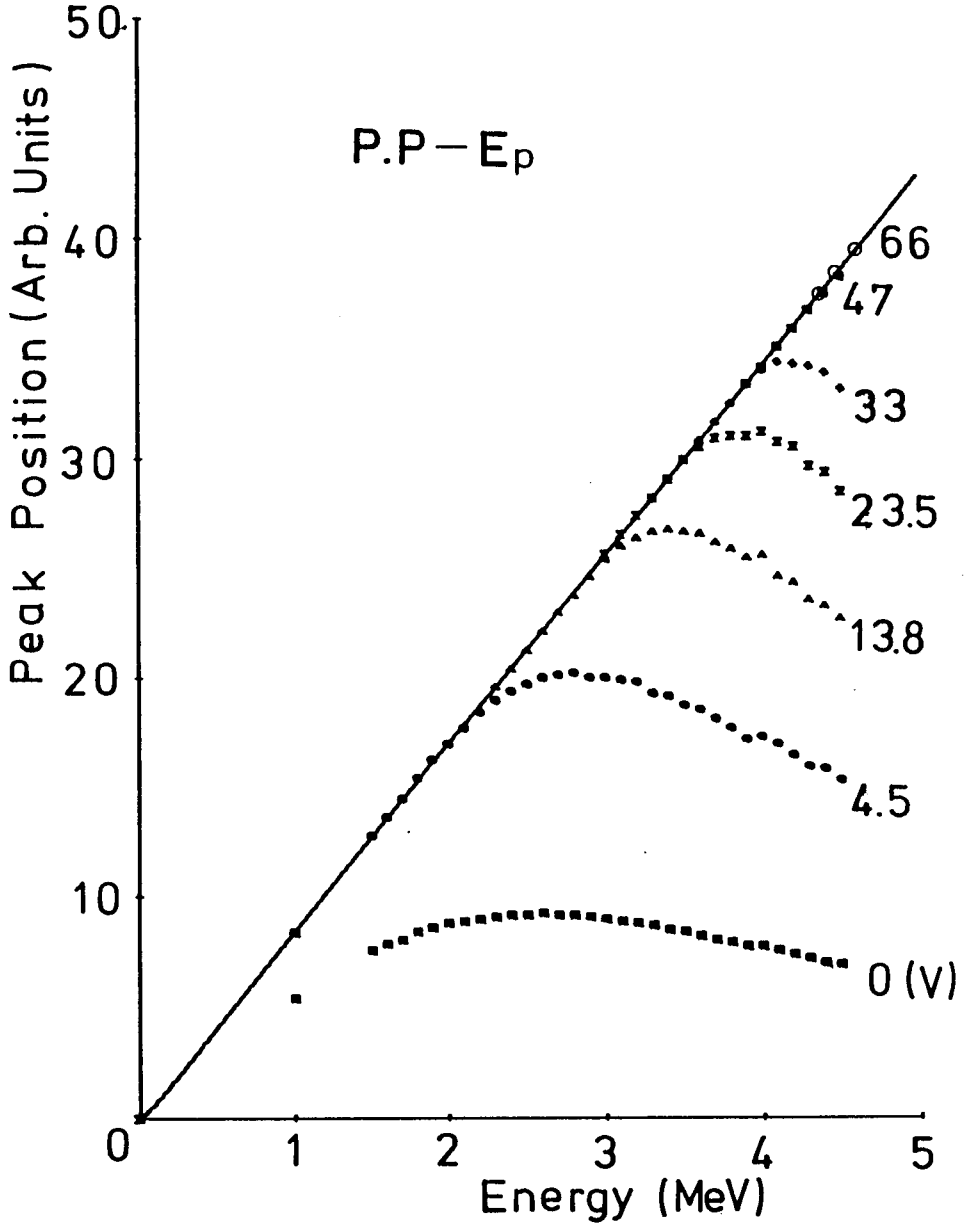


図－２．４　電荷型前置増幅器の原理図

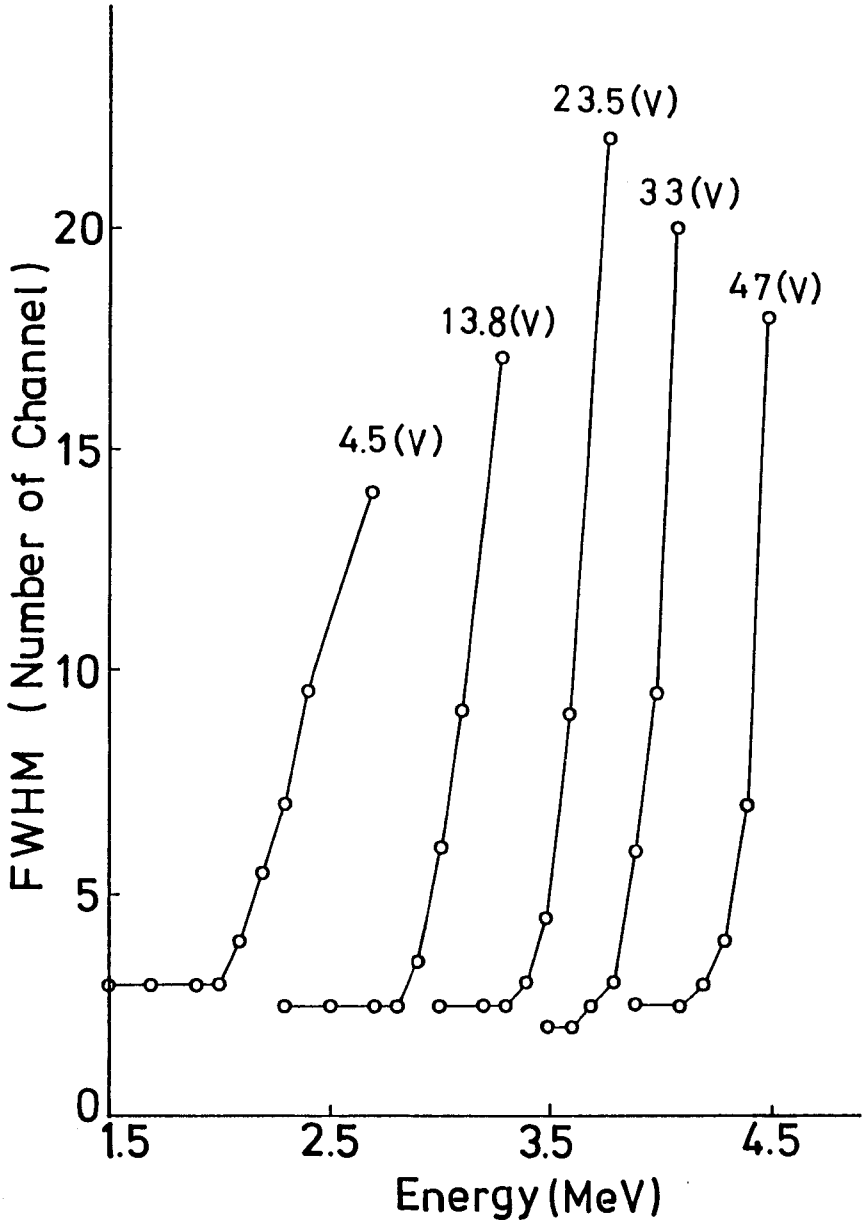
2.4　検出器の空乏層の厚さ測定

後の章で述べるように、検出器に放射線照射損傷を与えた場合の性能の変化を調べるため、検出器の空乏層内に放射線照射による欠陥を作っている。その際、空乏層の厚さを明確に測定しておく必要がある。一般に、空乏層の厚さは交流ブリッジ法を用いた静電容量の測定(C－V特性)から求められるが、ここでは、検出器を使用している動作状態での厚さを求める方法を考え、バン・デ・グラフ型加速器を用いて、加速された荷電粒子のエネルギーと出力パルス波高との比例関係[6]から厚さを求めめる方法を提案した。

荷電粒子として、Auを標的核として90°方向での弾性散乱陽子を用いた。加速された陽子がSi中で生成するキャリア量と陽子のエネルギーとの間には比例関係があることから、空乏層内での陽子エネルギーと検出器の出力パルスとの直線性の測定を行った。入射粒子の飛程がSi検出器の空乏層の幅以内であれば、その粒子によって生成されるキャリアは完全に収集されるので、粒子エネルギーと応答スペクトルのピーク位置の直線性が保たれる。ところが、入射粒子のエネルギーを大きく、すなわち飛程を長くして行くと、ついには空乏層を突き抜けてしまうので、空乏層外で生成されたキャリアが拡散して空乏層にたどり着く以外は、出力パルスとして応答せず、その結果直線性が失われてしまう。このようにして測定した陽子エネルギーとスペクトルのピーク位置の関係を図－2.5に示す。図には検出器に種々の逆バイアス電圧を加え、その各々の電圧に対する陽子エネルギー(100 keV刻み)とその出力パルスのピーク位置の関係が示されているが、印加電圧の増加(空乏層の厚さが増す)と共に直線から外れる場所が陽子エネルギーの高い方へ移動して行くのが分かる。また、以上の測定に加えて、図－2.6に示すようにエネルギースペクトルの分解能(FWHM)を調べたが、上述した関係が直



図－２．５　検出器の陽子エネルギーに対する出力パルス波高の関係



図－２．６　種々のバイアス電圧における、陽子エネルギーに対する分解能（ＦＷＨＭ）の変化

線から外れる付近でＦＷＨＭが悪くなり始めるのが分かる。これらの二つの測定結果から、陽子が空乏層を突き抜け始める時のエネルギーの値を特定した。この陽子エネルギーとＳｉ中での飛程との関係は、次に示すWilliamsonの式[7]（２．４）を用いて、東北工業大学計算センター（現情報処理研究所）のTOSBAC－3400によって求め、図－２．７に示した。

Williamsonの式は、荷電粒子が物質中を走行する時に失う平均エネルギー（阻止能）を表すBetheの式の低エネルギー領域での誤差を、半実験式で補正したもので、主として入射粒子とＫ殻、およびＬ殻電子との相互作用を考慮している。

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{4\pi z^2e^4NZ}{mv^2}\left\{\ln\frac{2mv^2}{I}-\ln(1-\beta)^2-\beta-\frac{U}{2}\right\} \qquad (2.4)$$

ここで、ｚｅ，Ｅ，ｍ，ｖは、それぞれ入射粒子の電荷、エネルギー、質量、速度を表し、$\beta=v/c$（ｃ：光速）を表している。また、Ｚは吸収物質の原子番号、Ｎは単位体積当たりの原子数、そしてＩは物質の平均電離ポテンシャルを表している。

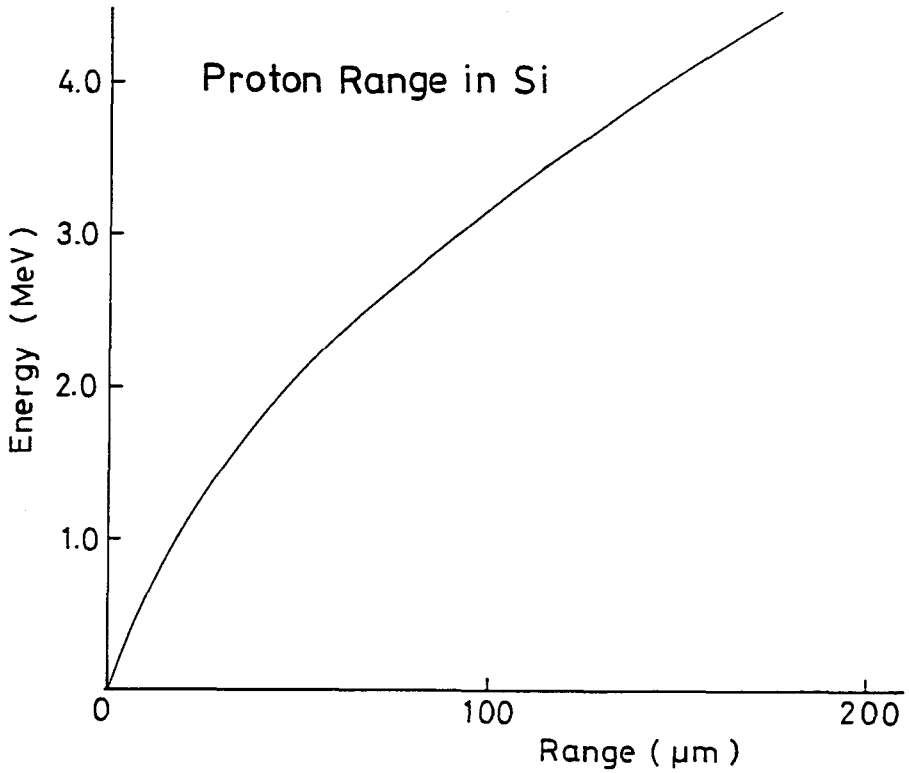
（２．４）式は、Betheの式に次の補正項を加えたものである。

$$-\frac{U}{2}=\frac{1}{Z}(C_K+C_L) \qquad (2.5)$$

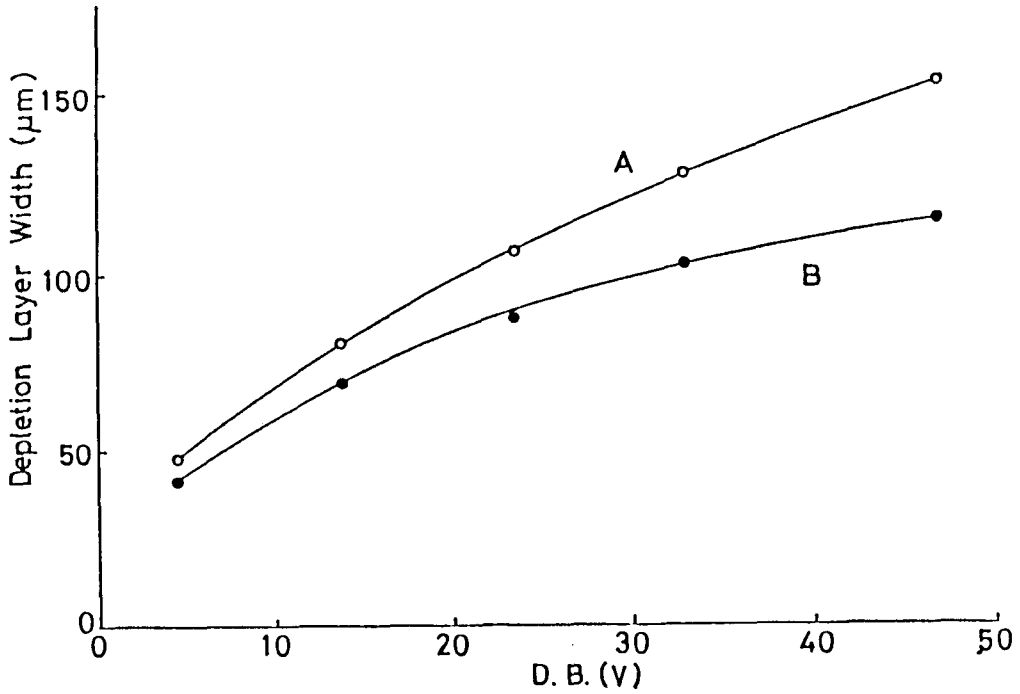
ここで、C_K、C_LはそれぞれＫ殻、およびＬ殻にかかわる半実験係数である。

図-2.7に示した結果から、図－２．８に示すような検出器バイアス電圧に対する空乏層の厚さの関係を得た。図中、曲線Ａは陽子を用いて測定した各バイアス電圧に対する検出器の空乏層の厚さで、曲線ＢはＣ－Ｖ特性から求めた空乏層の厚さを示している。これらの二つの曲線Ａ、Ｂを比べると、印加電圧の増加と共にその差が広がっている。荷電粒子

を用いた方法においては、空乏層外で生成されたキャリアも拡散によってある程度収集された結果、厚めに測定されたこと、また、逆にC－V特性の測定の方では、印加電圧の増加に伴い、電極の実効面積が増して容量が大きく測定され、結果として空乏層の厚さを薄く見積もった(検出器の電極面積は変わらないとして計算)こと等が原因と考えられる。



図－2.7　陽子エネルギーに対するSi中の陽子飛程



図－２．８　バイアス電圧に対する空乏層の厚さ変化（Ａ：陽子のＳｉ中飛程を測定して得た厚さ。Ｂ：Ｃ－Ｖ特性から求めた厚さ）

参 考 文 献

1) D.V.Freck and J.Wakefield : Nature 193 (1962) 669.

2) E.M.Pell : J. Appl. Phys. 31 (1960) 291.

3) N.A.Baily, R.J.Grainger and J.W.Mayer : Rev. Sci. Instrum. 32 (1961) 865.

4) C.A.Klein : J. Appl. Phys. 39 (1968) 2029.

5) C.A.Klein : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 214.

6) G.Dearnaley and A.B.Whitehead : AERE-R3662 (1962).

7) C.F.Williamson, J.P.Boujot and J.Picard : CEA-R3042 (1976).

第３章　Ａｕ－Ｓｉ表面障壁型放射線検出器の放射線損傷と熱処理効果

これまで、素材としてのＳｉ結晶の放射線照射損傷による格子欠陥、および熱処理による特性変化についての研究は、数多く行われてきているが、本章では、Ｓｉを用いた放射線検出器(デバイス)としての放射線照射による劣化と熱処理による検出器性能の回復に関したことを取り扱う。

半導体放射線検出器は使用中に受ける大線量の放射線によって、検出器内部に格子欠陥などの損傷が生じ、検出器としての性能が劣化してしまう[1~4]欠点がある。つまり、漏れ電流の増大に伴うエネルギー分解能の劣化、キャリア収集効率の低下、および出力パルス立ち上がり時間の増大などの特性変化が生じる。そこで、劣化した検出器の性能を回復させるために、検出器内部に実験的に損傷を作りその影響を調べ、後述する条件の下で熱処理[5]を施した。以下に検出器に放射線損傷を加える前後、および熱処理後の電流－電圧(Ｉ－Ｖ)特性、容量－電圧(Ｃ－Ｖ)特性、^{241}Ａｍ-α線のスペクトル応答、ＤＬＴＳ法による欠陥準位と濃度分布の測定、そして出力パルスの立ち上がり時間などの特性変化[6~8]について述べる。

３．１　荷電粒子(^{3}Ｈｅ，陽子)とγ線(^{60}Ｃｏ)による照射損傷と熱処理

放射線は、α線、β線、陽子線などの荷電粒子線(charged particle)と、Ｘ線、γ線などの電磁波に分けられる。荷電粒子線は物質を直接電離する能力をもっており直接電離性放射線といわれる。また、電磁波はそれ自体には電離能力はないが、物質との相互作用によって生じた、例えば電子のような荷電粒子によって電離能力をもつようになり、間接電

離性放射線といわれる。

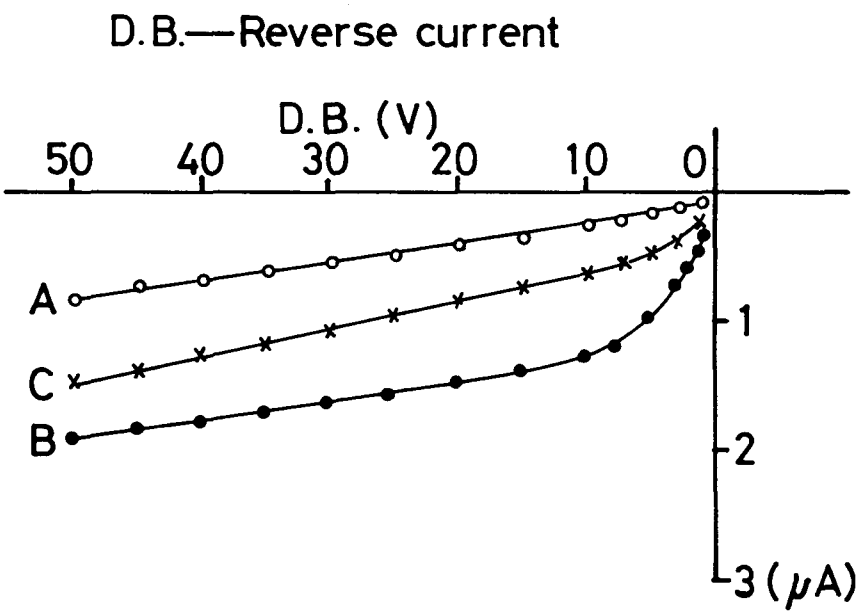
ここで検出器に放射線損傷を与えるために使用した放射線は、^{3}He、陽子などの荷電粒子、そしてγ線である。^{3}Heと陽子の照射に対しては、東京工業大学の4 MeV バン・デ・グラフ型加速器、そしてγ線照射に対しては、東北大学 ^{60}Co-γ線照射実験室の^{60}Coによるγ線を使用した。検出器の空乏層の比較的浅い部分に損傷を作り出すために、加速エネルギー3.5 MeV、粒子個数 1.6×10^{11}/cm^{2}の^{3}He（Si中飛程 約16 μm）を検出器のAu面より照射した。また、比較的深い部分に損傷を作り出すために、加速エネルギー3.2 MeV、粒子個数1.13×10^{12}/cm^{2}の陽子（Si中飛程 約100 μm)を同じくAu面より照射した。そして、検出器の母体全体へ一様な損傷を与えるために、^{60}Coによるγ線(1.33 MeV, 1.17 MeV）～$\times10^{8}$Rを照射した。

放射線照射によって損傷を受け、検出特性が劣化した検出器の性能を回復させるために、N_2ガス雰囲気中において、420 K、60分間の条件で熱処理を試みた。熱処理温度を420 Kに設定したのは、検出器の製作に比較的熱に弱いエポキシ樹脂系の接着剤、およびベークライトなどの材料を用いており、高温熱処理による劣化を防ぐためである。また、電気炉を用いた高温熱処理を行った場合、重金属などの不純物が検出器母材へ拡散して行き不純物準位を作る[9]ことが考えられるので、可能な限り低い熱処理温度に設定した。

3．2　荷電粒子線照射

3．2．1　電流－電圧（I－V）特性

放射線損傷を与える前後、および熱処理後の検出器の逆方向バイアス電圧と電流特性を図－3．1に示す。図中、曲線Aは放射線損傷前の特性で、バイアス電圧が50 Vで逆方向電流が約0.8 μAになっている。曲線Bは3.2 MeV、$1.13\times10^{12}/cm^2$の陽子照射による損傷後の特性で、バイアス電圧が50 Vで逆方向電流が約1.9 μAになり、放射線照射前に比較して約2.4倍ほど増加している。曲線Cは陽子照射された検出器を温度420 Kで、60分間N_2ガス雰囲気中で熱処理を行った後の特性で、逆方向電流が減少し、照射前の特性に近づく様子が見られ、熱処理の効果を示している。^{3}He照射した場合のI－V特性においても、陽子照射とほぼ同様な結果を得た。



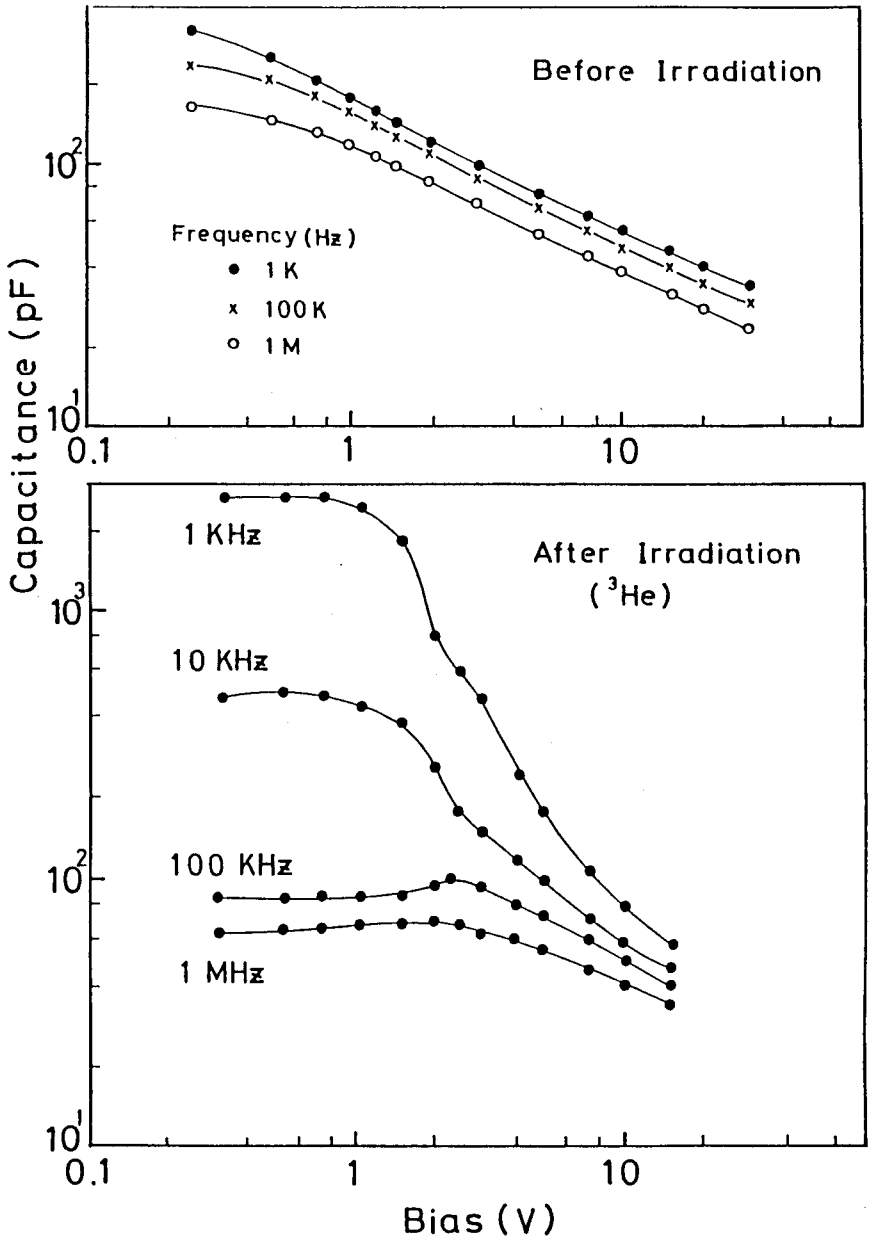
図－3．1　陽子照射による放射線損傷前(A)と損傷後(B)、および損傷を受けた検出器の熱処理後(C)のI－V特性

3.2.2 容量－電圧（C－V）特性

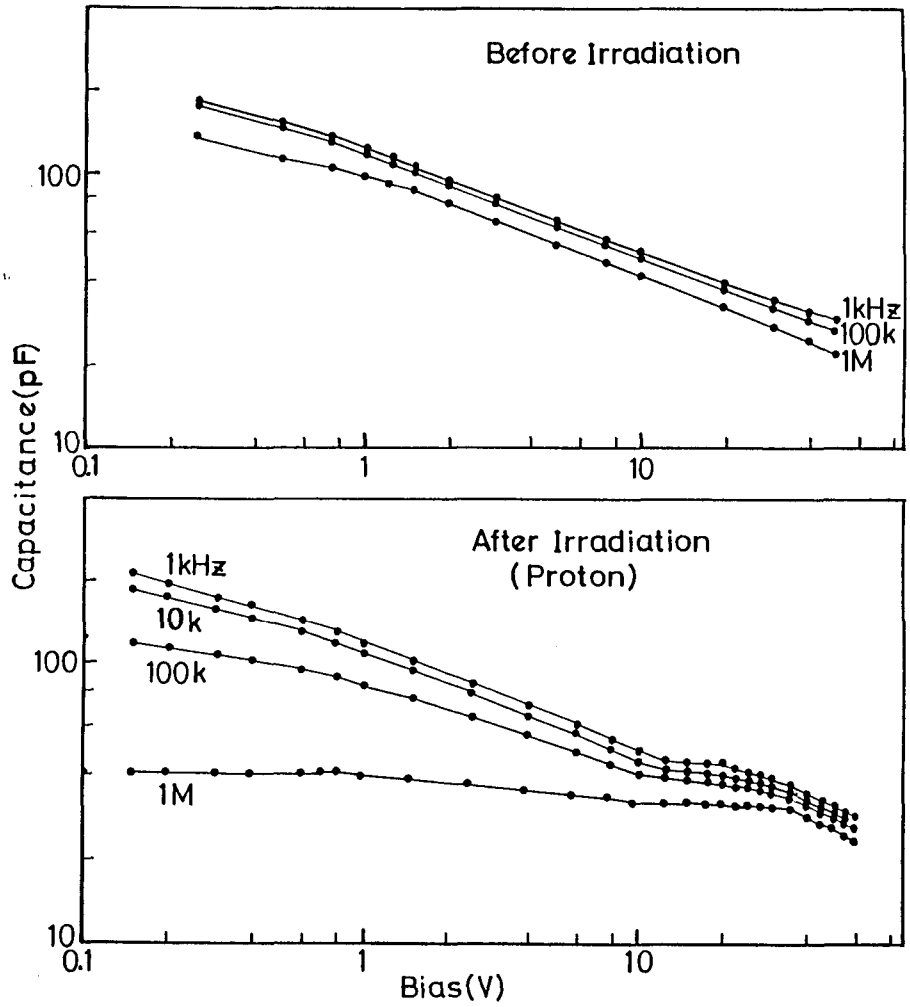
C－V特性の測定には、YHP製のオートマティック・キャパシタンス・ブリッジ model 4270Aを使用し、測定周波数とテスト電圧は、各々1kHz－0.2 V_{rms}、10 kHz、100 kHz、1MHz－0.1 V_{rms}とした。始めに、検出器に^{3}Heを照射する前後のC－V特性を図－3.2に示す。照射後のC－V特性を見ると、各測定周波数に対して、低バイアス領域で著しく変化し、その後、徐々に照射前の特性に近づいて行くのが分かる。これは、3.5 MeVの^{3}HeのSi中飛程が約16 μmであることから検出器の表面近くに損傷が作られるためである。つまり、C－V特性の測定に際し、空乏層の厚さが、^{3}HeのSi中飛程に比べて小さいか、あるいは同程度となるような低バイアスの時に、容量は損傷の影響を受けて大きな変化を生じる。また、^{3}Heの飛程よりも空乏層の厚さがはるかに大きくなるバイアス時の容量は、損傷による影響も少なくなり、照射前の値に近づくためである。測定周波数が1kHzと10 kHzのC－V特性では、照射前に比較して低バイアス領域で容量が増加し、100 kHz、1MHzでは逆に容量が減少しており、強い周波数依存性[10]が見られた。

図－3.3 には、検出器に陽子を照射する前後のC－V特性を示す。測定周波数が1kHzと10 kHzの場合、10 V以下の領域においては、照射前に比較してあまり特性の変化は見られない。しかし、10 Vを越えたバイアス領域においては照射後の容量が増加し、コブ状に変化している。これは、3.2 MeVの陽子のSi中飛程は約100 μmで、この飛程の末端に多量の放射線損傷が生じている[1]と考えられ、前述した^{3}He照射の場合と同じ機構で説明でき、陽子の飛程との兼ねあいで高いバイアス領域でC－V特性に変化が生じるためである。

測定周波数が100 kHzと1MHzのC－V特性においては、10 V以上のバイアス領域で、1kHz、10 kHzの特性と同様に容量の増加が見ら



図－３．２　加速エネルギー3.5 MeV、粒子個数$1.6\times10^{11}/cm^2$の^{3}He照射前(上図)と照射後(下図)のＣ－Ｖ特性

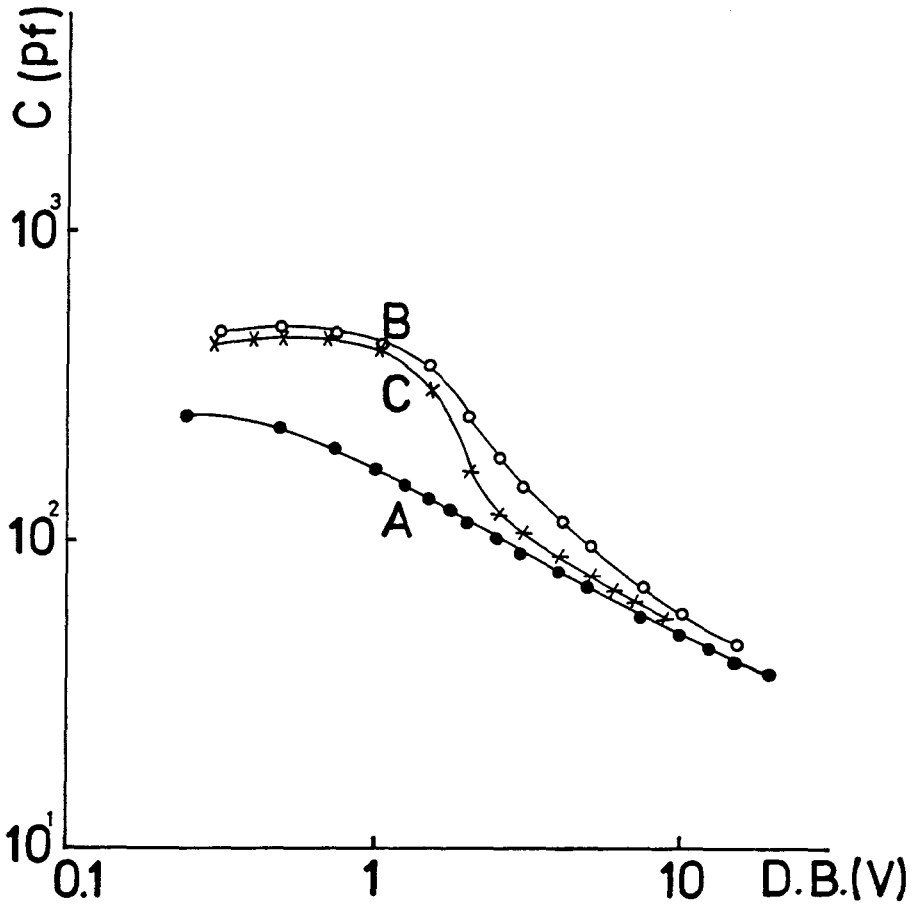


図－３．３　加速エネルギー3.2 MeV、粒子個数1.13×10^{12}/cm^2の陽子照射前(上図)と照射後(下図)のＣ－Ｖ特性

れるが、それ以下の領域では、照射前に比較して容量の減少が生じている。

これまで述べてきた^{3}Ｈｅ、および陽子照射によって損傷を受けた検出器の容量の周波数依存性について、定性的ではあるが次のような解釈ができる。つまり、放射線照射によって生じたＳｉ中の欠陥が、禁制帯中に深いレベルを作り出し、１kＨｚの測定周波数による容量測定では、その欠陥レベルでの電子の捕獲、放出が、その周波数変化に追従できるため、空乏層領域の電離電荷を増加させることになり、その結果、容量が増大する。また、測定周波数が10 kＨｚの場合には、１kＨｚに比較して、周波数に対する追従性が低くなるため、１kＨｚの場合より容量の増加の割合が小さくなる。一方、測定周波数が高くなる(100 kＨｚ, １ＭＨｚ)と、電子の捕獲、放出が周波数に追従できなくなり、容量は増加しない。

次に、Ｃ－Ｖ特性上の熱処理の効果を見るために、^{3}Ｈｅ照射された検出器を420 Ｋ、60分間N_2ガス中で熱処理した結果を図－３．４に示す。図には測定周波数10 kＨｚの場合の特性を示しており、前にも述べたとおり曲線Ａが照射前、曲線Ｂが照射後の特性である。そして、曲線Ｃが^{3}Ｈｅ照射によって損傷を受けた検出器の熱処理後の特性で、完全ではないが特に変曲点以降の部分が照射前の特性に戻る傾向が見られる。



図－３．４　^{3}Ｈｅ照射前（Ａ）と照射後（Ｂ）、および損傷を受けた検出器の熱処理後（Ｃ）のＣ－Ｖ特性

3.2.3　C－V特性の実験値と計算値の比較

これまで、^{3}Heと陽子照射による放射線損傷を受けた検出器のC－V特性の変化を見てきた。ここでは、各々の照射に対する損傷分布を仮定し、Poissonの方程式を用いて計算によって求めたC－V特性と実験値との比較について述べる。

図－3.5に、計算を行うための損傷分布のモデルと、それに応じたn型Si表面障壁型検出器のエネルギーバンド・ダイヤグラムを示す。損傷分布の仮定として、図－3.6に示したSi中の電離の割合と飛程の関係を表すBragg曲線を用いた。また、図-3.5の下図の電離電荷$\rho(x)$は、^{3}Heあるいは陽子損傷による欠陥の電離電荷と、ドナー不純物の電離電荷の和としている。

図－3.6には、Si中の陽子と^{3}Heの飛程と電離の割合を、陽子エネルギーE_p＝3.2 MeVと^{3}HeエネルギーE_{He}＝3.5 MeVの場合について示してある。この図から、荷電粒子の飛程の末端近くで、多量の電離が生じている様子が分かる。

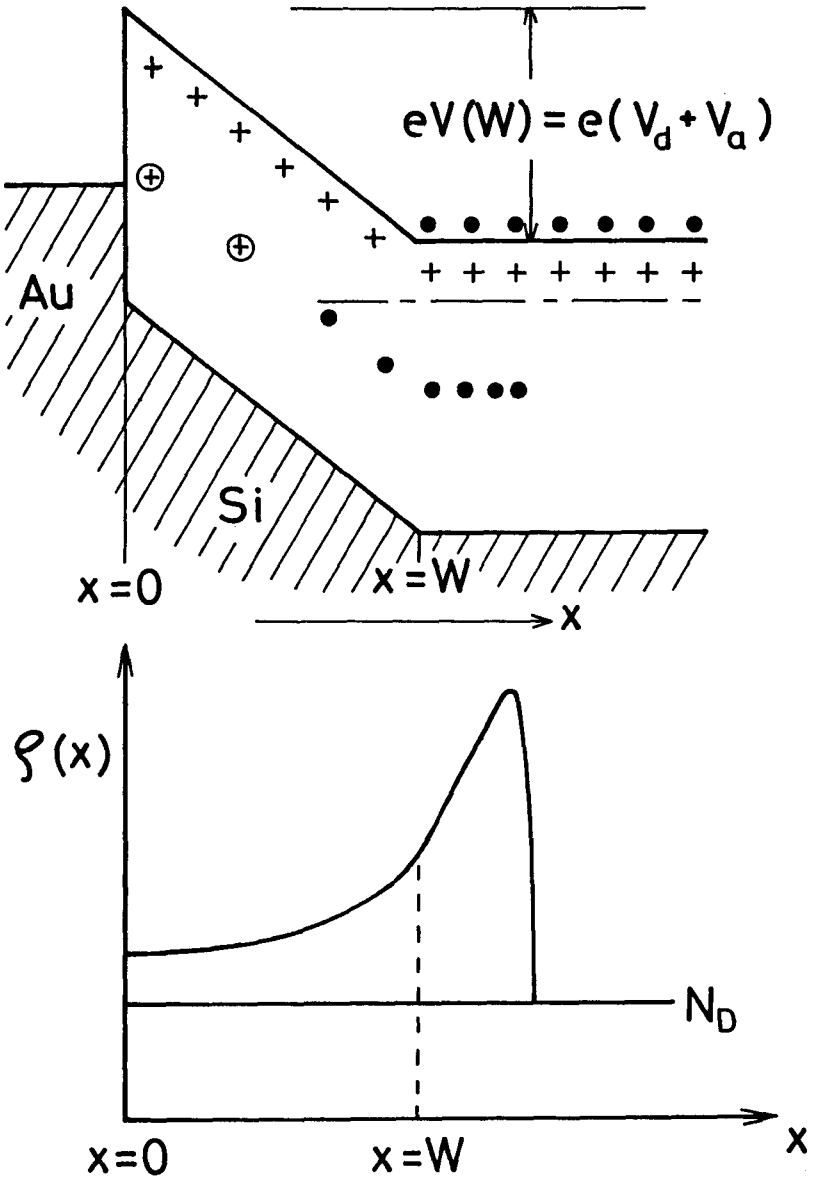
検出器の逆バイアス印加電圧V_aと障壁静電容量C(単位面積当り)の関係は、空乏層に分布する電離電荷(図-3.5)に対して適用したPoissonの方程式の解、

$$V_a+V_d=V(W)=\frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon_s}\int_0^W\int_x^W\rho(x)\,dx\,dx \qquad (3.1)$$

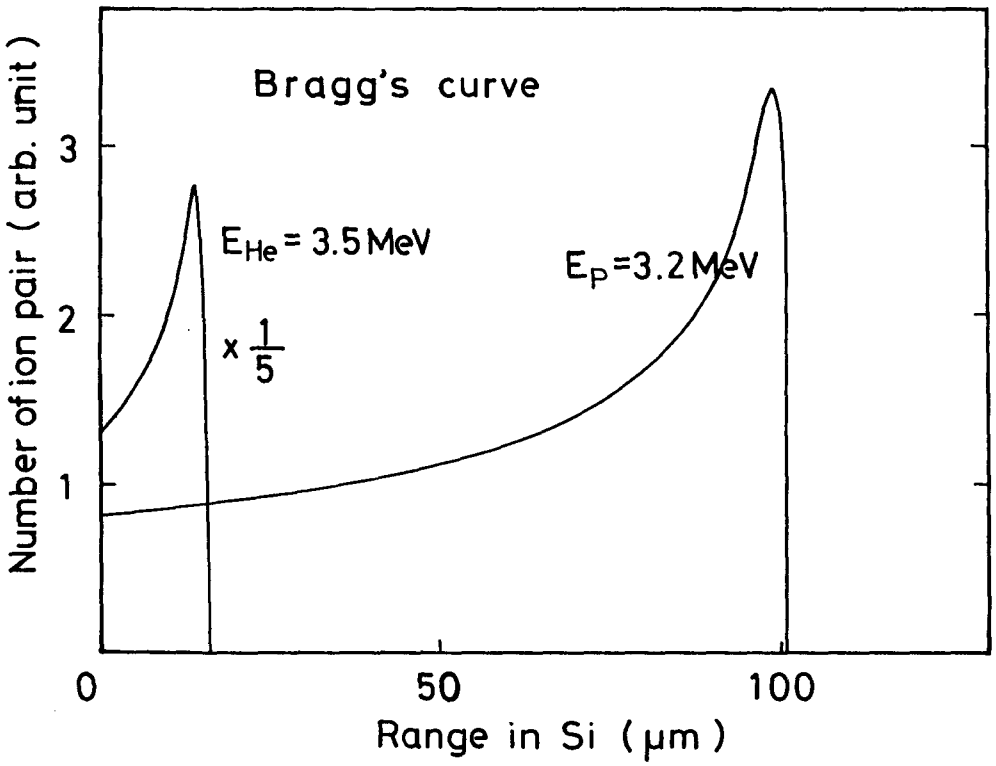
と、

$$C=\frac{\varepsilon_0\varepsilon_s}{W} \qquad (3.2)$$

とより求まる。ここで、V_dは拡散電位、Wは空乏層の幅、$\rho(x)$は電離



図－３．５　陽子照射による損傷を受けたｎ型Ｓｉを母材にした検出器のエネルギーバンド・ダイアグラム(上図)と電荷分布(下図)

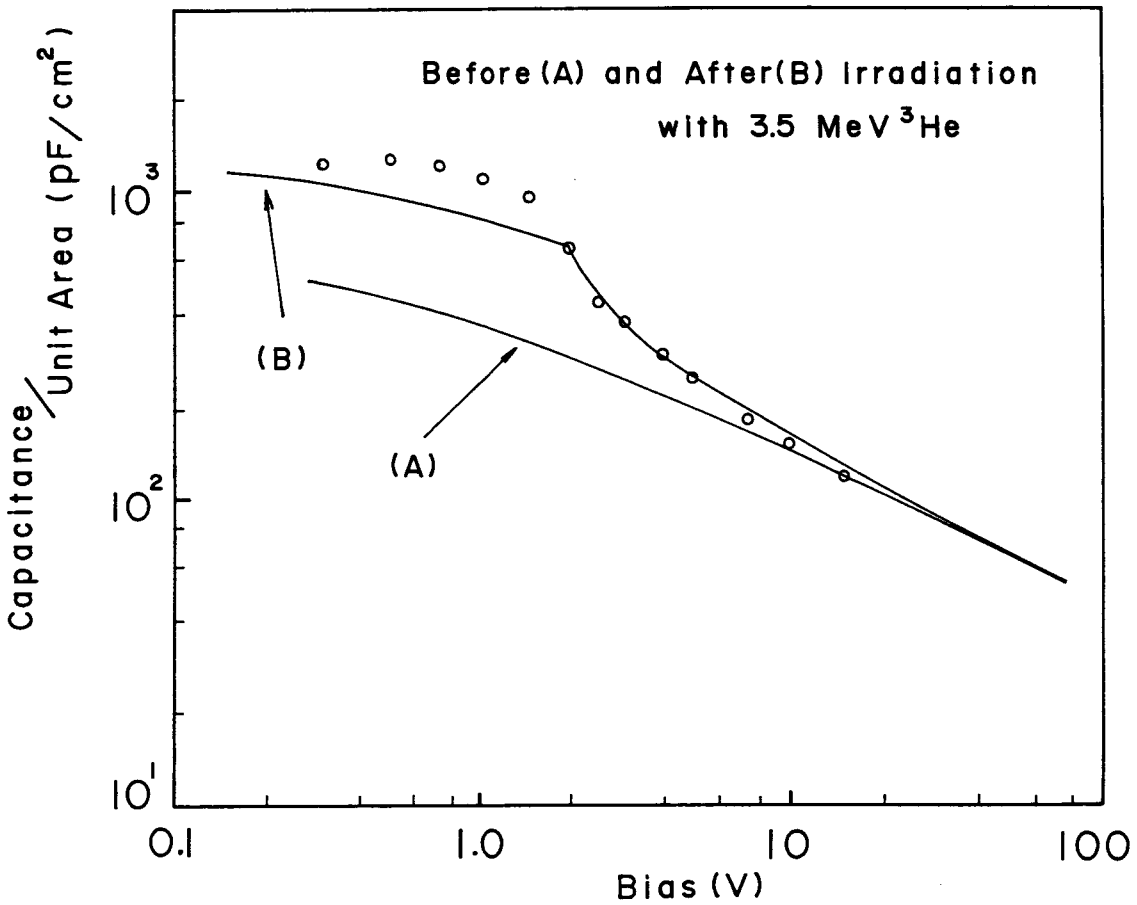


図－３．６　Ｓｉ中の陽子、および^{3}Ｈｅの飛程と電離の割合を示すBragg曲線

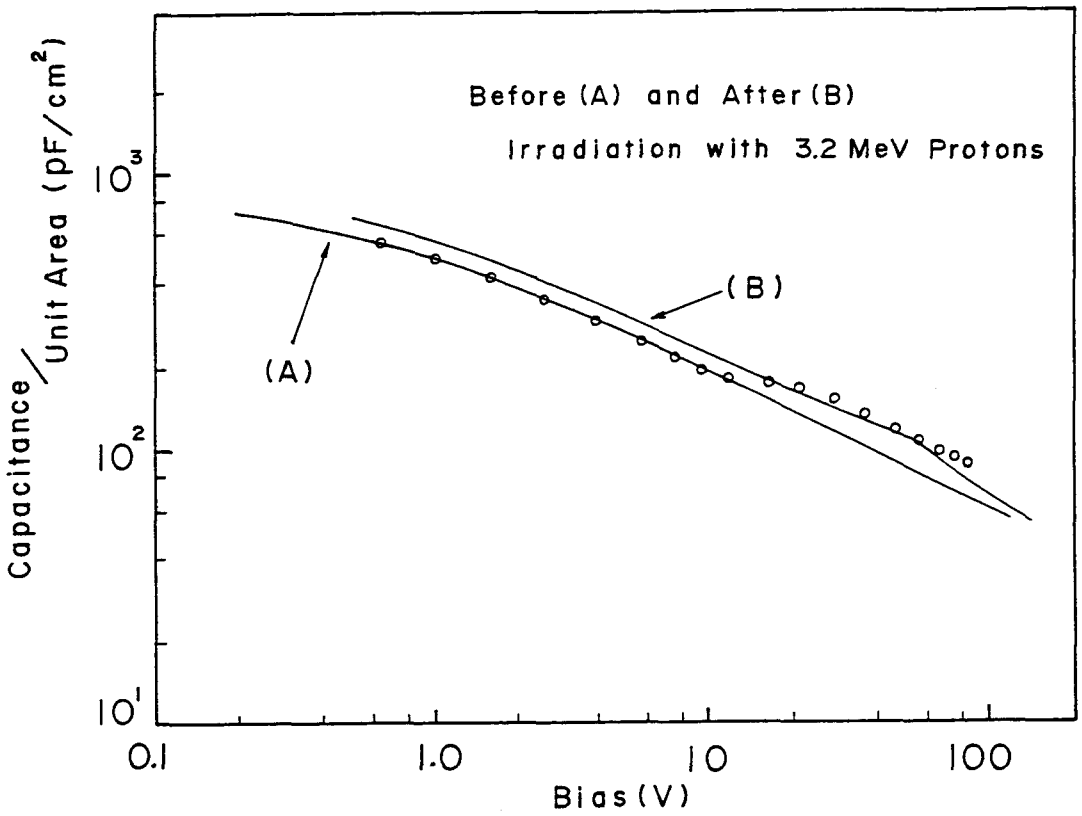
電荷の密度分布、そして、ε_0とε_sは各々、真空の誘電率とSiの比誘電率である。これより、任意の電荷分布$\rho(x)$に対するC-V特性を得ることができる。陽子、および^{3}He照射によって検出器内部に発生する放射線損傷の分布は、図-3.6に示したBragg曲線によって近似し、空乏層内の損傷およびドナー不純物は全て電離して、空間電荷の形成に寄与するとした。

以上の条件の下で、式(3.1)、(3.2)を計算機で処理し、C－V特性を求めた。^{3}He照射の場合の計算結果と実測値の比較を図－3.7に示す。図中、計算によって求めた特性は、検出器の母体(Si)の不純物濃度N_Dを$2.5\times10^{12}/cm^3$、損傷分布のピーク密度を$2.5\times10^{12}/cm^3$、V_dを0.2 Vとした場合の結果である。○印で示された値は、3.5 MeVの^{3}He、$1.6\times10^{11}/cm^2$を照射した場合の検出器容量の実測値である。

図－3.8は、陽子照射の場合の計算結果と実測値の比較を示している。母体の不純物濃度は^{3}Heの計算に用いたのと同じで、損傷分布のピーク密度を$8\times10^{12}/cm^3$とした場合の結果である。○印で示された値は、3.2 MeVの陽子、$1.13\times10^{12}/cm^2$を照射した場合の検出器容量の実測値である。以上の比較より、計算によるC－V特性と、実測によるC－V特性は傾向的に一致しているのが分かる。つまり、陽子および^{3}HeのSi中の飛程と損傷分布の相対的関係は、仮定したBragg曲線の形に対応していることを示している。



図－３．７　^{3}Ｈｅ照射によるＣ－Ｖ特性の変化。実線（Ａ），（Ｂ）は計算によって求めた特性で、○印は実測値を示す

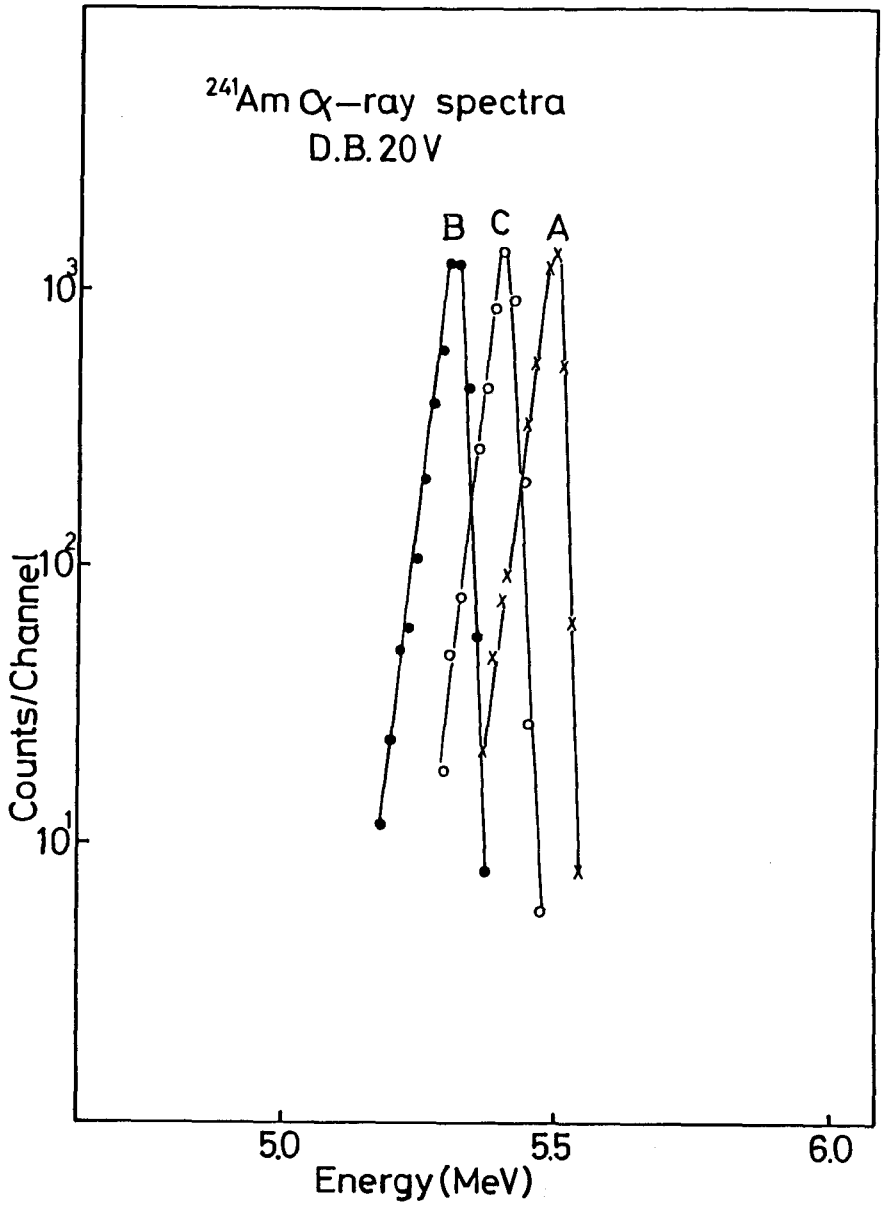


図－３．８　陽子照射によるＣ－Ｖ特性の変化。実線（Ａ），（Ｂ）は計算によって求めた特性で、○印は実測値を示す

3.2.4 ^{241}Am-α線に対するエネルギースペクトル応答

実際に放射線検出器として動作させた時、放射線照射損傷を与える前後、および熱処理後ではα線の検出特性において、どのような変化を示すのかを見るため、^{241}Am-α線(5.48 MeV)のエネルギースペクトルを測定した。なお、このエネルギースペクトルの測定は、(2.3)節で示した測定系で行った。検出器に導入されたEeVのα線が作り出すキャリア数はE/εとなり、α線のエネルギーの大きさに比例する。正常な検出器の場合、この発生したキャリアは100 %収集されて電気信号に変換される。ところが、多量の放射線照射を受けて検出器内部に格子欠陥などの損傷が生じた場合、発生したキャリアはこの深い欠陥準位に捕獲されたり、再結合する確率が高くなる。その結果、エネルギースペクトルにおいて、分解能が悪くなったり、ピーク位置の低エネルギー側への移動が起こり、正確な放射線の検出が行われなくなる。このように、荷電粒子に対するスペクトル応答を調べることによって、検出器の劣化、つまり深い欠陥準位の存在を確かめることができ、検出器の動特性が計測できる。

図－3.9に、加速エネルギー3.2 MeV、粒子個数$1.13\times10^{12}/cm^2$の陽子による放射線照射前(A)と照射後(B)、そして照射損傷を受けた検出器の熱処理後(C)のα線スペクトルを示す。(B)において収集効率の低下を示すスペクトル・ピーク値の低チャンネル側への移動が見られる。収集効率の低下は、損傷によってできた欠陥がα線によって生成されたキャリアを捕獲したり、再結合中心として働いたことによって起こると考えられる。損傷を受けた検出器を420 K，60分間の条件で熱処理すると、(C)に示す様に照射前の状態(A)に近づく傾向を示す。これは、熱処理によって欠陥濃度が減少したことに起因する。



図－３．９　陽子照射による放射線損傷前（Ａ）と損傷後（Ｂ）、および損傷を受けた検出器の熱処理後（Ｃ）の^{241}Ａｍ-α線に対するエネルギースペクトル応答

3.2.5 DLTS法による損傷分布および濃度の測定

DLTS(Deep Level Transient Spectroscopy)法はLang[11]によって提案されたもので、温度を変化させながら試料の容量変化を観測し、深いエネルギー準位や欠陥の濃度分布の測定に利用される。

今、検出器にある一定の逆方向バイアスを加えておき、それに順方向パルスを重畳すると、接合容量が変化する。この容量変化中の時刻t_1とt_2における値の差を温度を変えながら観測すると、図－3.10(c)に示すようなスペクトルが得られる。つまり、順方向パルスが加えられている間、空乏層の幅は小さくなり(容量は大)、深い準位は多数キャリアである電子で満たされる。この直後に逆方向バイアス状態にすると、空乏層が広がり(容量は小)、深い準位に捕獲されていた電子が徐々に伝導帯に放出されるのに従って、容量も徐々に増加して行き定常状態の容量値に近付く。図－(b)に示すように、温度を低い方から高い方に変化させると、電子の放出速度が増して容量変化の割合が速められる。この過渡的な容量変化を測定して、以下に示す式を通して深い準位の活性化エネルギーE_tなどが求められる。

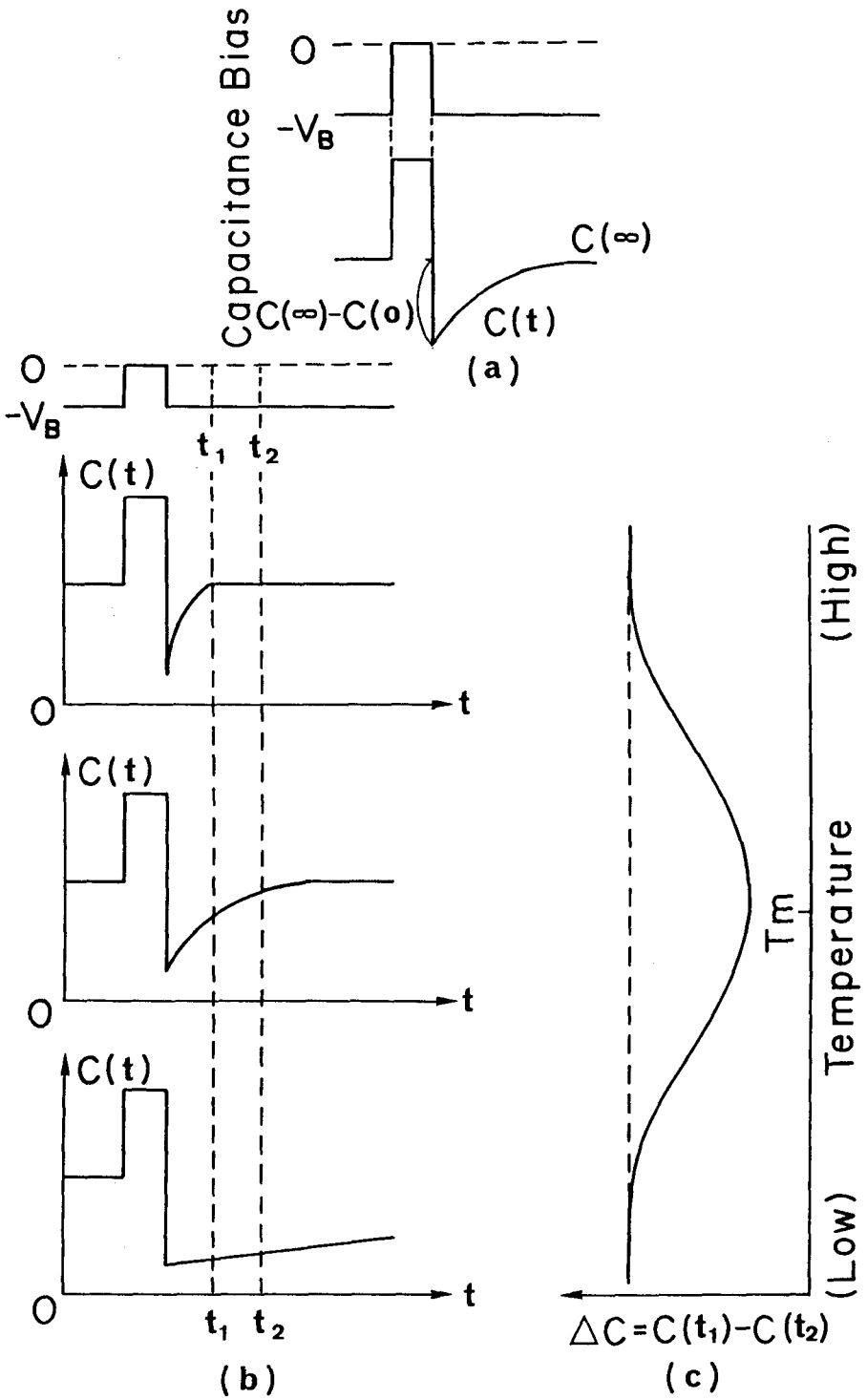
図－(a)に示すように、パルス電圧が順方向から0 Vに切り替わった直後を基準にした、ある時刻tでの検出器の空乏層の容量C(t)は、

$$C(t)=C(\infty)-\{C(\infty)-C(0)\}\exp(-e_n t) \qquad (3.3)$$

で表せる。ここで、C(0)は時刻t＝0での容量であり、C(∞)は定常状態での容量である。また、e_nは深い準位(Deep Level)に捕獲されていた電子が伝導帯に放出される割合(emission rate)である。

図－(b),(c)に示されている時刻t_1とt_2での容量差ΔCは、

$$\Delta C=C(t_1)-C(t_2) \qquad (3.4)$$



図－３．１０　ＤＬＴＳ法の動作原理図

と表せる。

このように、あるサンプリング時刻 t_1 , t_2 を決めて、温度を低温から高温にスキャンして行くと、ΔCは図(c)に示すように温度と共に変化し、ある温度 T_m で最大値をとる。温度Tに対するΔCの変化は、式(3.3)と(3.4)から、

$$\frac{\partial \Delta C}{\partial T} = \{C(\infty) - C(0)\}\{t_1 \exp(-e_n t_1) - t_2 \exp(-e_n t_2)\} \frac{\partial e_n}{\partial T} \quad (3.5)$$

と表せる。

ΔCが極大値をとる温度 T_m において、$\partial \Delta C / \partial T_m = 0$ となるので、式(3.5)より、

$$e_n = \frac{1}{t_2 - t_1} \ln \frac{t_2}{t_1} \quad (3.6)$$

となり、T_m における e_n の値が測定結果から求められる。

一方、放出割合 e_n は、

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_c g^{-1} \exp(-E_t / kT)$$
$$= K \exp(-E_t / kT) \quad (3.7)$$

で与えられる。　ここで、σ_n：捕獲断面積、v_{th}：電子の熱運動速度

N_c：伝導帯の実効状態密度、E_t：Deep Levelの活性化エネルギー

g：Deep Levelの縮退度である。

故に、式(3.6)と(3.7)より、N_c と v_{th} の温度依存性を考慮して、

$$e_n \cdot T_m^{-2} \propto \exp(-E_t / kT_m) \quad (3.8)$$

となる。この(3.8)式を用いて、深い準位のエネルギー E_t は、t_1 と t_2 のいくつかの組み合わせに対するDLTSスペクトルから T_m と e_n

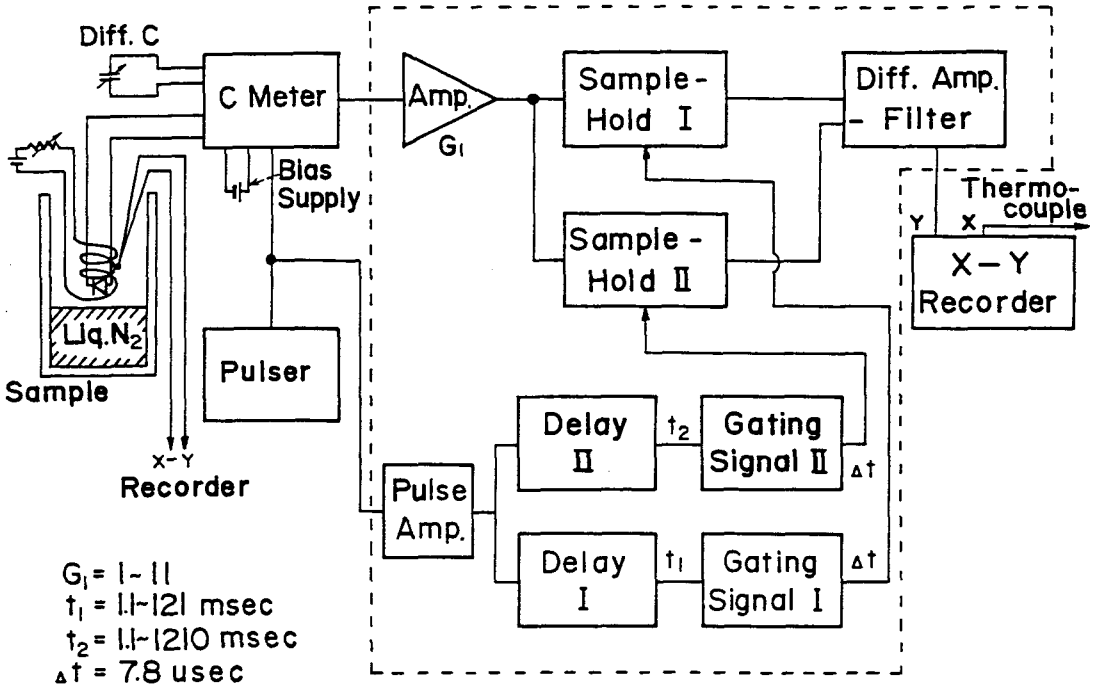
を求め、$\log(T_m^{-2} e_n)$を$1/T_m$に対してアレニウスプロットすることによって、その傾きから求めることができる。以上がＤＬＴＳ法の測定原理である。

図－３．１１に、本実験で用いたＤＬＴＳの測定系[12]を示す。測定系の主な装置は、試料を保持し温度を与える温度可変(140～350 K)クライオスタット、高速応答キャパシタンスメータ(Boonton 72ＢＤ、測定周波数 １ＭＨz)、二つの自作のサンプルホールド回路(サンプリング回数10/sec)、差動増幅器($C(t_1)-C(t_2)$)、そしてＤＬＴＳのスペクトルを記録するＸ－Ｙレコーダである。

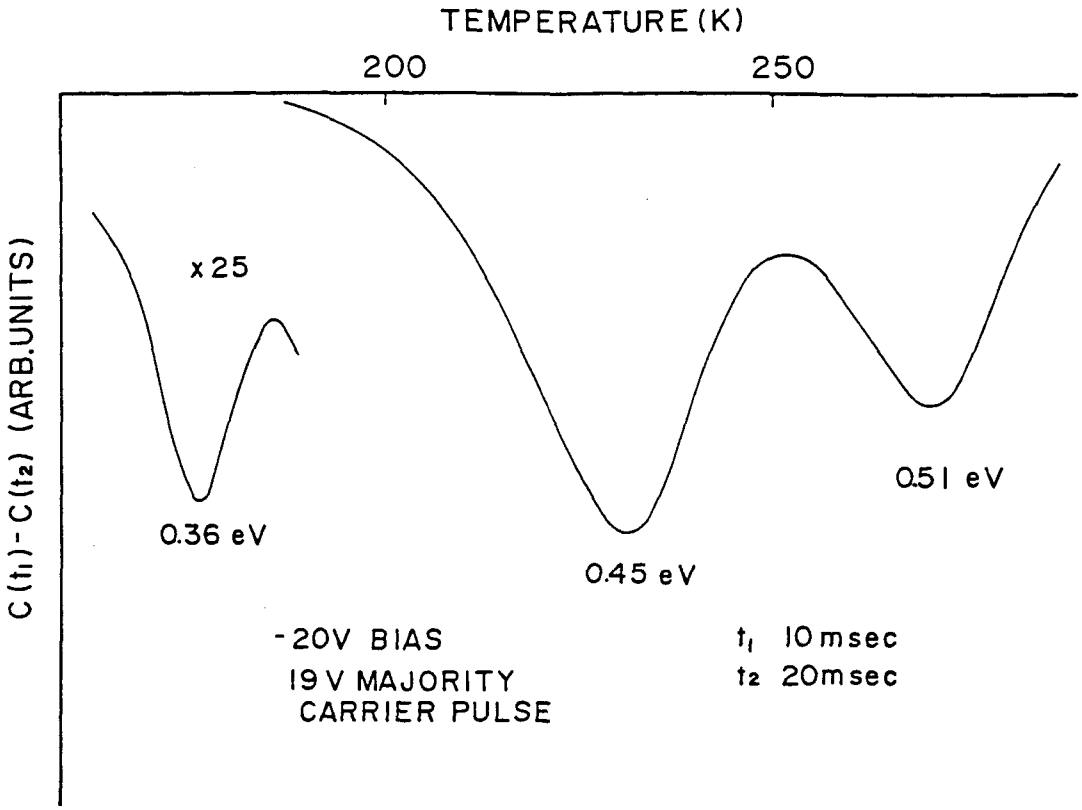
図－３．１２は陽子照射された検出器で観測されたＤＬＴＳスペクトルを示している。図から分かるように三つのピークが観測され、各々伝導帯の下0.36 eV，0.45 eVそして0.51 eVのエネルギーレベルに対応している。

次に、上記のエネルギー値を求めるために用いた、ＤＬＴＳスペクトルのピーク温度の逆数($1/T_m$)に対する、キャリアの熱的放出割合(e_n)のアレニウス・プロットを図－３．１３に示す。各々の直線の傾きからトラップ・レベルE_tが求まり、図に示したような値になる。0.45 eVの準位は、陽子照射によって生じた格子欠陥(空孔)と母材Ｓiのドーパントであるリン（Ｐ）との相互作用による準位と言われているが、他の二つのレベルに対する起源は今のところはっきりしていない。

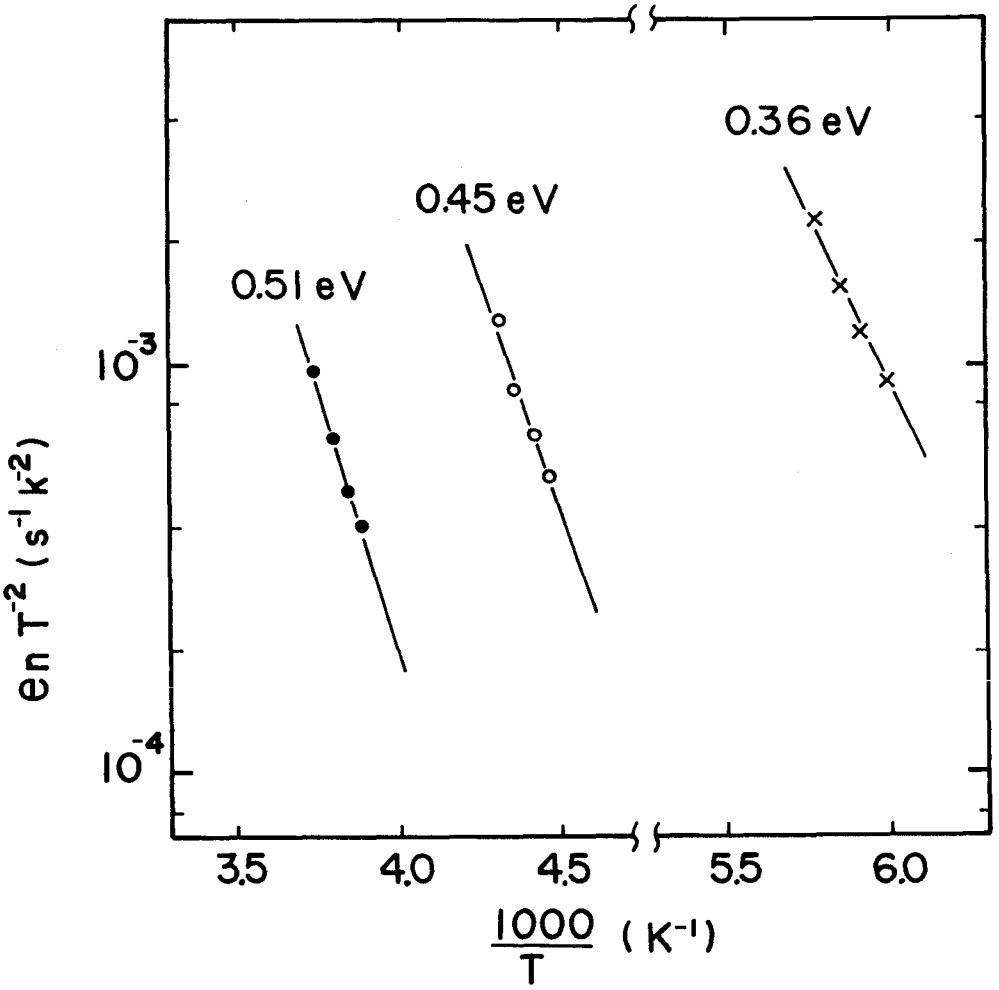
図－３．１４は、Ｅc－0.45 eVとＥc－0.51 eVの二つの準位の空間密度分布を求めるためのＤＬＴＳスペクトルを示している。これはバイアス電圧を－35 Ｖに固定しておき、パルス電圧を2 Ｖから34 Ｖの間において数種類の値をとり、各々のパルス電圧値に対して繰り返し温度掃引して得たスペクトルである。



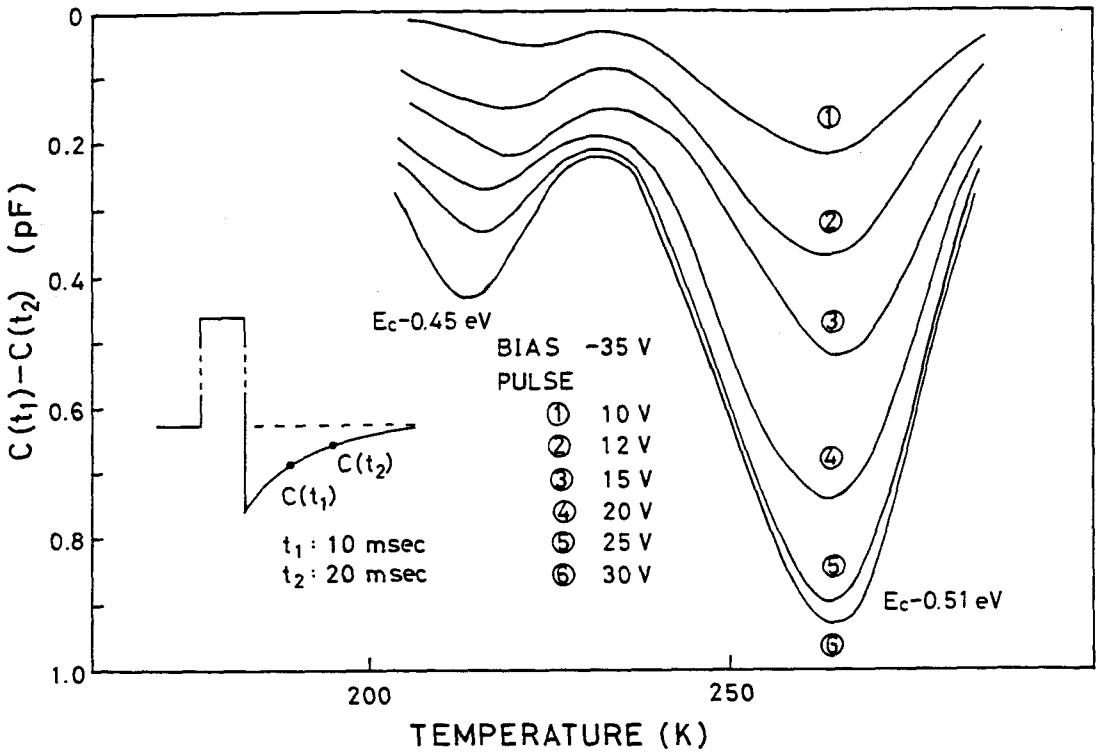
図－３．１１　ＤＬＴＳ測定系のブロックダイアグラム



図－３．１２　陽子照射を受けたＡu-Ｓi検出器の典型的なＤＬＴＳ
スペクトル



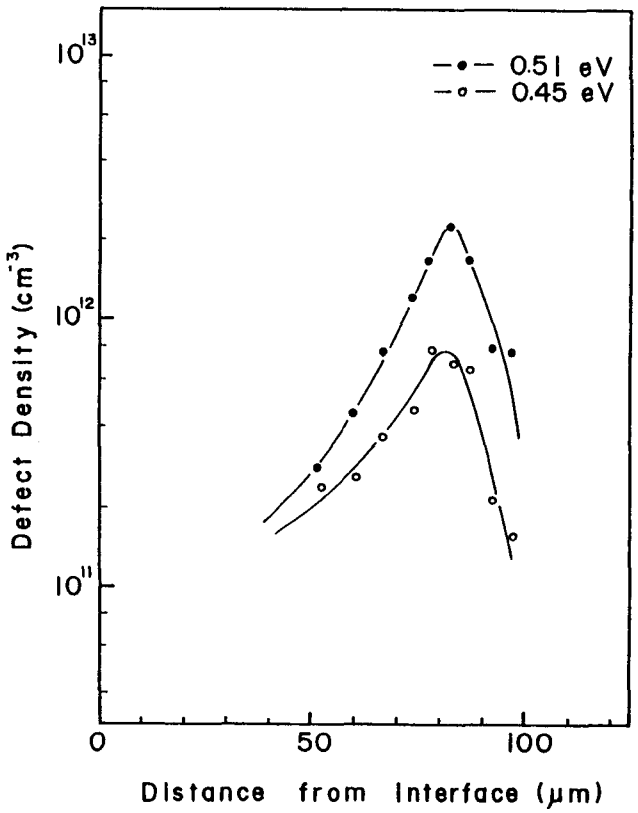
図－３．１３　欠陥準位を求めるためのアレニウス・プロット



図－３．１４　0.45 eVと0.51 eVの準位の空間濃度分布を求めるためのＤＬＴＳスペクトル

これらのＤＬＴＳスペクトルから得られたデータを元に、Kukimoto et al.[13]とLang[14]による式を参考にして計算した結果、図－３．１５に示すような各々の準位の濃度に対する空間分布が求められた。ここで、Ｅc－0.51 eVの準位を例にとって詳しく見てみると、ピークでの濃度は約$2.3\times10^{12}/cm^3$で、これはＳｉ母材中の不純物濃度に匹敵する。また、ピークの位置は約85 μmで100 μmまで尾を引いており、陽子のＳｉ中飛程と同程度である。このことは、飛程の末端近くで多量の損傷が生じているということを示している。

ここまでは陽子照射によて生じた損傷の濃度分布について述べてきたが、^{3}Ｈeについては、^{3}Ｈeによる損傷が狭い領域(16 μm以内)で発生しており、測定が困難なため、濃度分布に関しては言及しない。



図－３．１５　0.45 eVと0.51 eVの準位の空間濃度分布

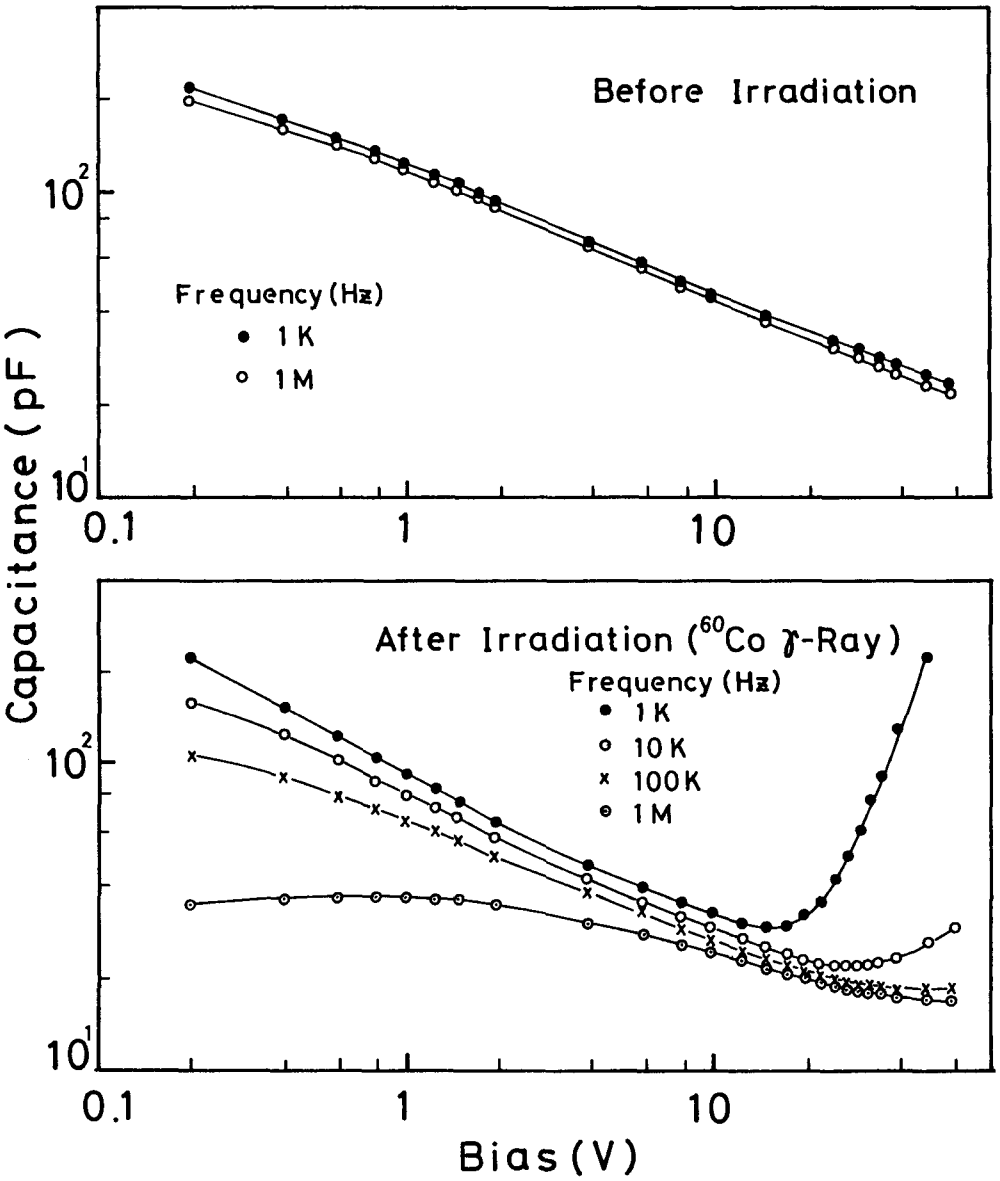
3.3　γ線照射

3.3.1　I－VおよびC－V特性

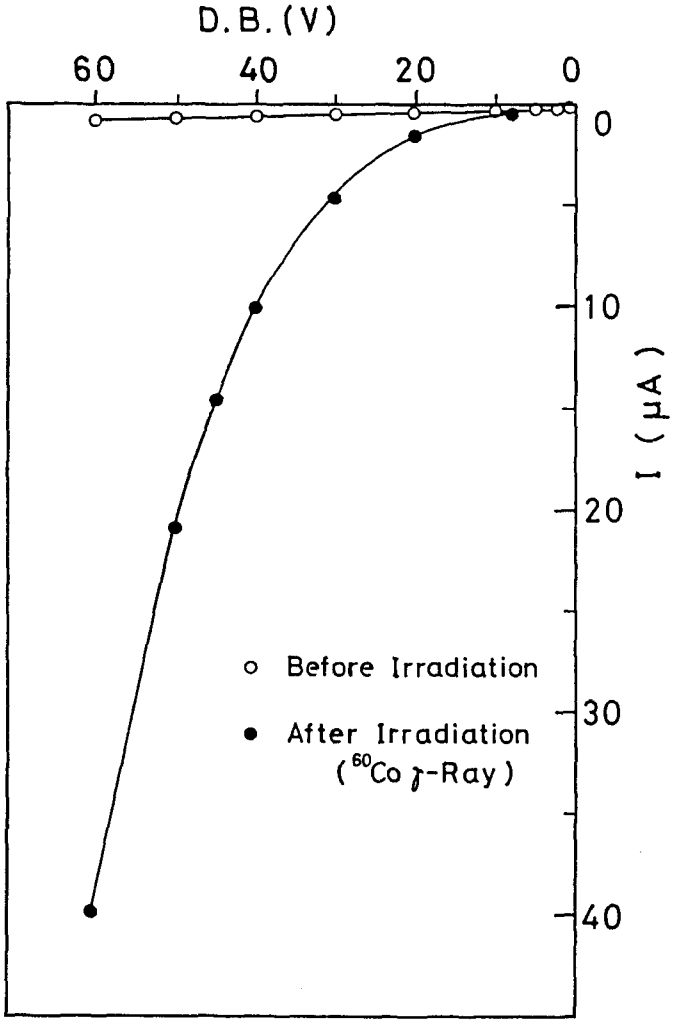
^{60}Co-γ線（1×10^{8} R）の照射前後の検出器のC－V特性とI－V特性を、各々図-3.16、図－3.17に示す。図示してないが、I－V特性において、γ線照射量の増加とともに逆方向電流が少しづつ増加する傾向が見られた。γ線照射による検出器内部の損傷分布は、^{3}He、および陽子照射によって発生する局部的な損傷分布とは異なり、母体全体に分布している。

C－V特性を見ると、低バイアス領域において、γ線照射前の容量に比較して、照射後の容量は全般的に低い値を示している。しかし、測定周波数1kHzの場合、10 Vを越えたバイアス領域で急激な容量の増加傾向が見られる。これは、図－3.17に示したI－V特性のブレークダウン的現象が始まる電圧にほぼ一致している。また、他の測定周波数においても、高バイアス領域で容量の増加傾向が見られる。

γ線照射の場合の検出器容量の周波数依存性については、先に述べた陽子や^{3}Heに対する周波数依存性の解釈の他に、放射線損傷が検出器の母体全体にほぼ一様に生じるため、検出器内部の直列抵抗の増加が容量測定に影響を及ぼす等の原因が考えられるが、現在の所、はっきりした解釈はできていない。



図－３．１６　^{60}Co-γ線、１×10^{8} R照射前(上図)と照射後(下図)のＣ－Ｖ特性

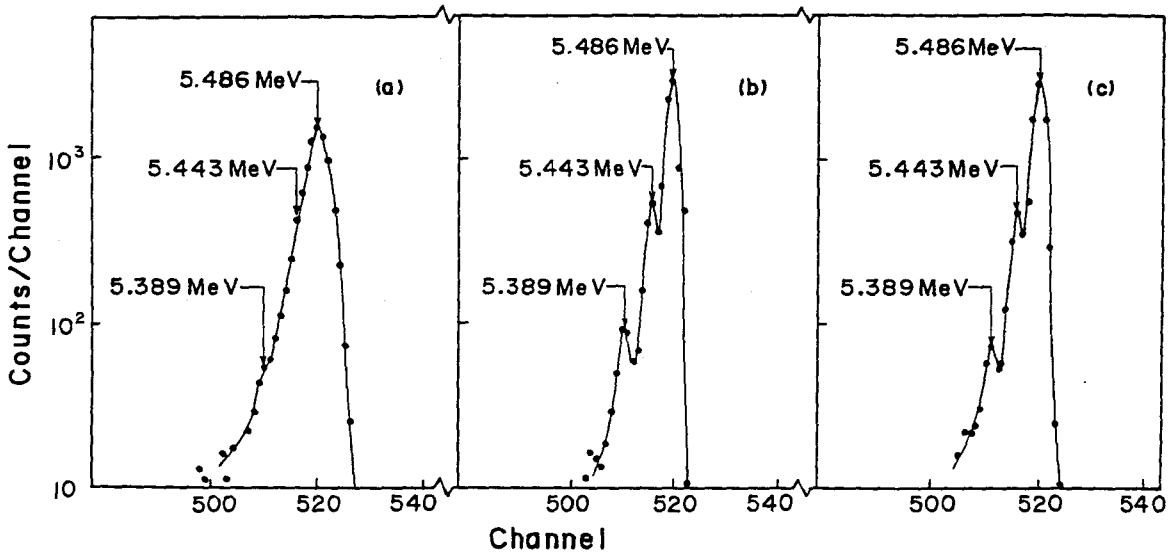


図－３．１７　1×10^{8} Ｒのγ線照射前(○)と照射後(●)のＩ－Ｖ特

3.3.2 ^{241}Am-α線に対するエネルギースペクトル応答

図－3.18は、γ線照射前後、および熱処理後の^{241}Am-α線に対する検出器のエネルギースペクトル応答を示している。図中(a)は、線量1×10^{7}Rのγ線を照射した後、(b)は熱処理後、そして(c)は照射前のスペクトルを示している。照射前のスペクトル(c)を見ると、α線源から出ている5.486 MeVの主ピーク(存在比：86 %)の他に、二つの弱いピークが5.443 MeV(同：12.7 %)と5.389 MeV(同：1.3 %)のところに観測される。ところが、γ線が照射された検出器のスペクトル(a)では、損傷の影響で二つのピークはほとんど観測されなくなる。さらに、損傷を受けた検出器を熱処理すると(b)、ほとんどγ線照射前の特性に近づくのが分かる。また、スペクトルのFWHM (Full Width at Half Maximum、半値幅)は、照射前のスペクトルにおいては26 keV、そしてγ線照射後のスペクトルでは58 keVと約倍の大きさに広がっており、エネルギー分解能が悪くなっていることを示している。

先に、(3.2.4)節において荷電粒子を照射した場合の^{241}Am-α線に対するスペクトル応答について述べたが、それと比較すると、荷電粒子照射後のα線スペクトルにおいては、FWHMの変化はほとんどなく、欠陥準位での再結合に起因したキャリアの消滅によるピーク位置の低エネルギー側への移動が顕著に表れた。一方、γ線照射においては、欠陥準位でのキャリアの捕獲と再放出によるキャリア収集時間が不揃いのため、FWHMの広がりが生じたが、ピーク位置の移動は観測されない。これは、荷電粒子照射によってできた損傷は局部的に分布し、γ線の場合は母体全体に分布している違い、そして損傷密度の違いによることが原因と考えられる。

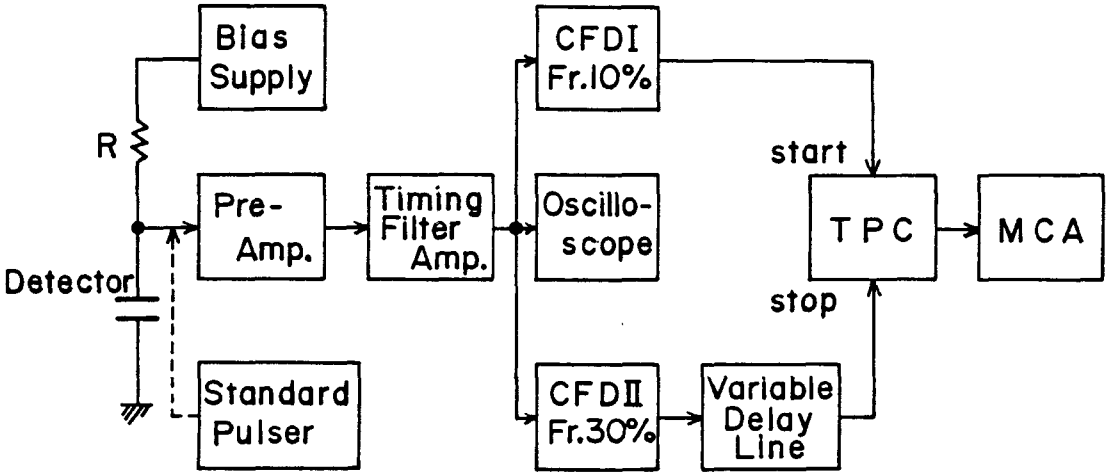


図－３．１８　1×10^{7} Ｒのγ線照射後（ａ）と熱処理後（ｂ）、そして照射前（ｃ）の検出器の^{241}Ａｍ-α線に対するエネルギースペクトル応答

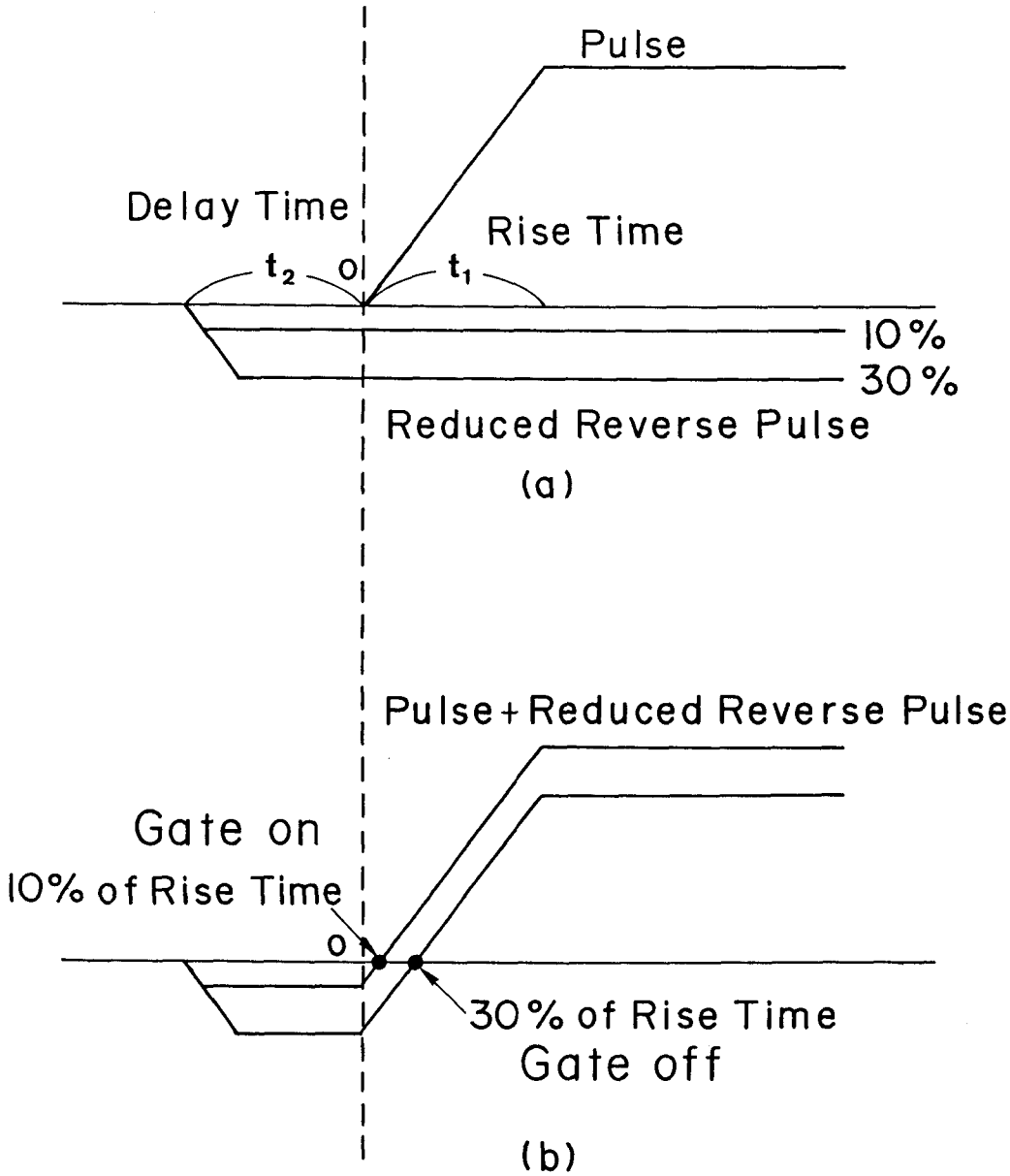
3.3.3 検出器の出力パルス立ち上がり時間(Rise Time)の測定

近年、検出器の出力パルス立ち上がり時間についての研究が報告されているが、これらは写真観測[15)16)]によるものであるため、立ち上がり時間の分布は測定されていない。我々はマルチ・チャンネル・アナライザ(MCA)の応用により測定系を構成し、γ線照射で損傷を受けた検出器の立ち上がり時間の分布をデジタル的に測定した。使用した測定装置のブロック・ダイアグラムを図－3.19に示す。

逆バイアスを印加した放射線検出器と^{241}Am-α線源を真空チャンバ(～10^{-3} Torr)にいれて、約1mmφにコリメートされたα線を検出器にあてている。検出器の電極に集まった電荷は、電荷型前置増幅器で電圧パルスに変換し増幅した後、タイミング・フィルタ増幅器に接続されている。この増幅器の微分時定数と積分時定数の設定は、オフ状態にしてある。コンスタント・フラクション弁別器I(CFDI)は、入力パルス信号が波高値の10 %(Fr.=10 %)の値になる時にトリガーパルスを発生する。また、CFDIIは、Fr.=30 %に設定してあり、同じく波高値の30 %の値の時にトリガーパルスを発生するようにしてある。この様子を図－3.20に示す。図－3.20(a)の横軸より上側のパルスは、時間t_2だけ遅延させた入力パルス信号を表し、下側のパルスは信号を反転させて10 %、もしくは30 %減衰させたものである。時間遅延には10 mの同軸ケーブル(RG58－U)を用いて約50 ns遅延させており、この値は入力パルスの立ち上がり時間に比して十分に大きく設定している。図－3.20(b)は、反転して減衰させた信号(図－(a)の下側のパルス)と、元の入力パルス信号を遅延させた信号(図－(a)の上側のパルス)を加え合わせたパルスを表しており、この加算パルスはゼロ交叉を持つ信号となる。一方は波高値(立ち上がり時間)の10 %の時に、もう一方はその30 %の時にゼロ交叉する。このゼロ交叉した時にCF



図－３．１９　検出器の立ち上がり時間測定系のブロックダイアグラム



図－３．２０　立ち上がり時間測定の原理図

Ｄにおいてトリガパルスが発生するようになっている。

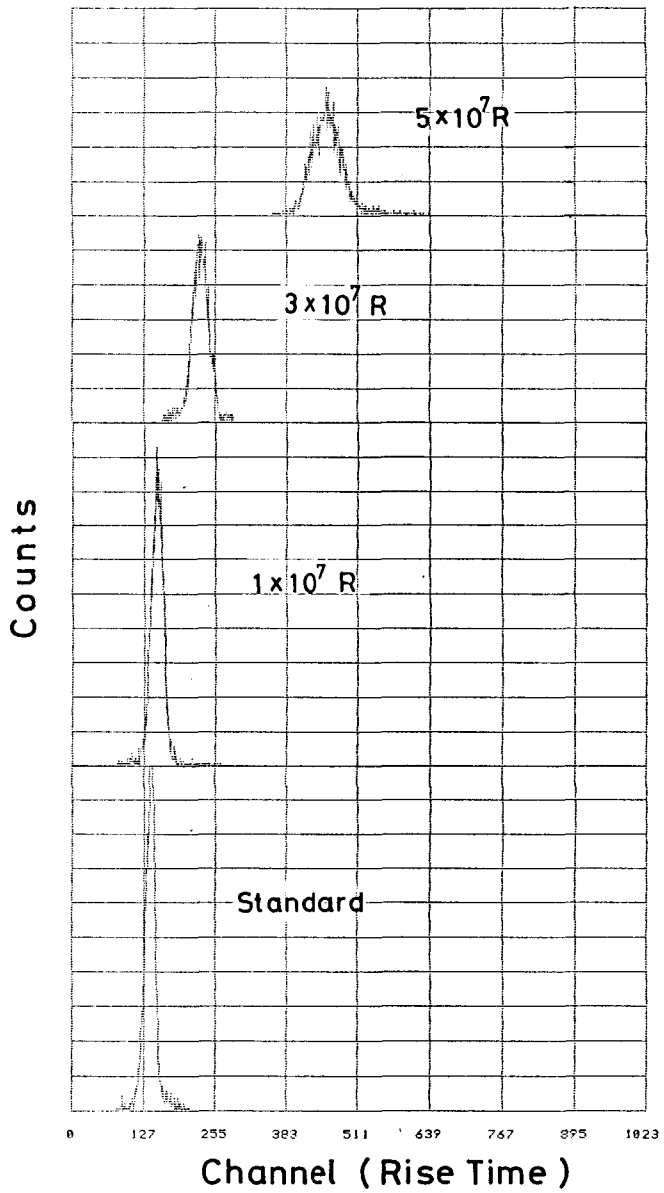
このようにして、ＣＦＤＩのトリガーパルスをスタートパルス(Gate on)、そしてＣＦＤⅡのトリガーパルスをストップパルス(Gate off)として、時間－波高変換器(ＴＰＣ)に接続し、パルス間の時間差に応じた波高のパルスを作り、ＭＣＡの入力としている。

立ち上がり時間は一般に、波高値の10 %から90 %に達するまでの時間と定義されている、しかし、我々の手持ちの装置では、上に述べたように設定可能な値が最大30 %のため、10 %－90 %の値が得られるように標準パルサの出力を前置増幅器の前に接続して、測定系の較正を行っている。

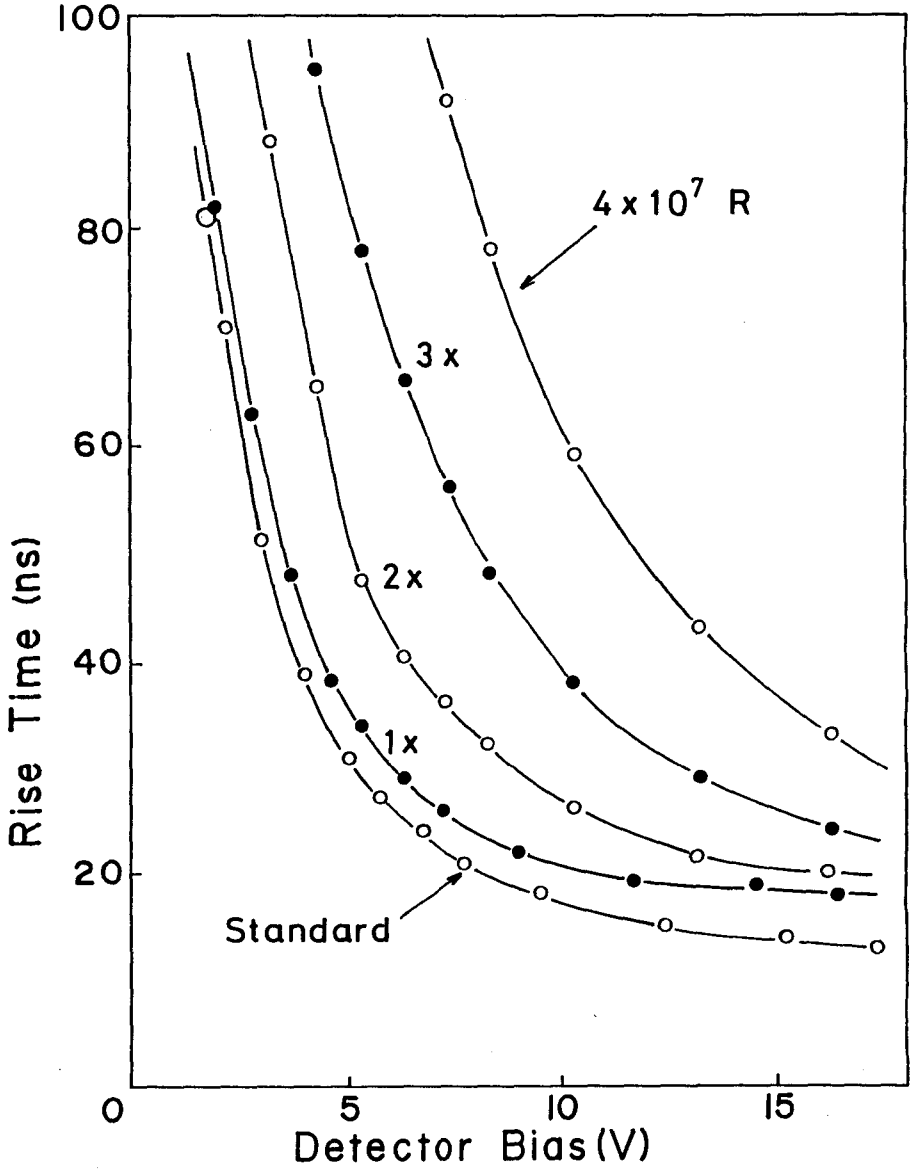
次に、実際に測定した立ち上がり時間について、γ線照射量との関係、バイアス電圧との関係、そして熱処理の影響に関して見てみる。図－３．２１にγ線照射量を１，３，５×10^7Ｒと増加していった場合の立ち上がり時間の変化を示している。横軸にはＭＣＡのチャンネル数(Rise Time)を目盛ってある。左下のstandardと示している曲線は、γ線照射前の検出器の特性を示している。この特性を基準にして他の特性を見ると、照射量が増すごとにピーク位置が右の方に、つまり、Rise Time が大きくなる方に移動するとともに、ＦＷＨＭも大きくなっているのが分かる。このことは、γ線照射によって結晶中に欠陥準位が作られ、それがトラッピングセンタとして働き、キャリアの収集時間との関係で立ち上がり時間が遅くなることを示している。

図－３．２２は検出器のバイアス電圧と立ち上がり時間を、γ線照射量をパラメータにして測定した結果を示している。当然ながら、バイアス電圧が高くなるに従って、立ち上がり時間も早くなっている。また、図-3.21の説明のところでも述べたが、照射量の増加とともに立ち上がり時間も大きくなっている様子がはっきりと示されている。

図－３．２３は、５×10^7Ｒのγ線を照射した検出器に対して、420 K、

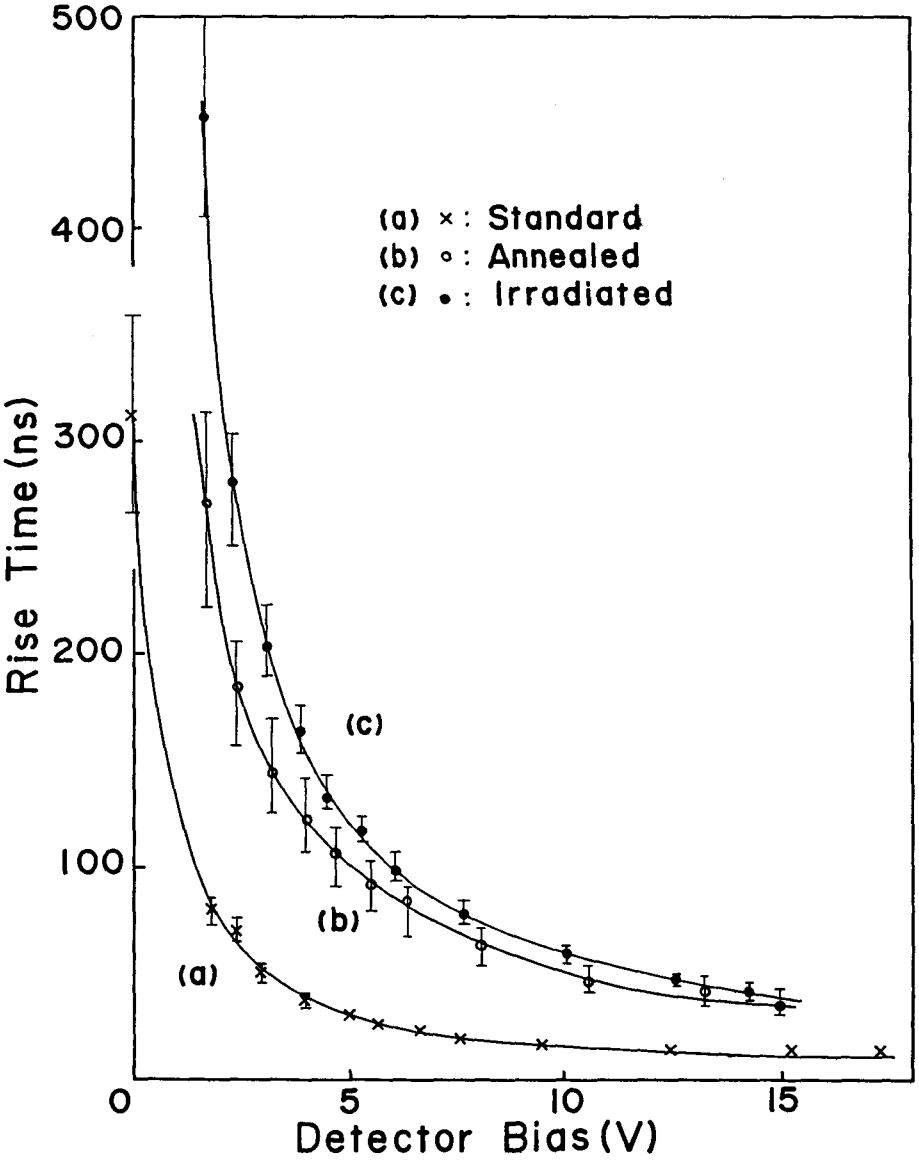


図－３．２１　γ線照射前と照射量を１，２，５×10^7 Ｒとした場合の立ち上がり時間の変化



図－３．２２　γ線の照射量をパラメータにした検出器のバイアス電圧と立ち上がり時間の関係

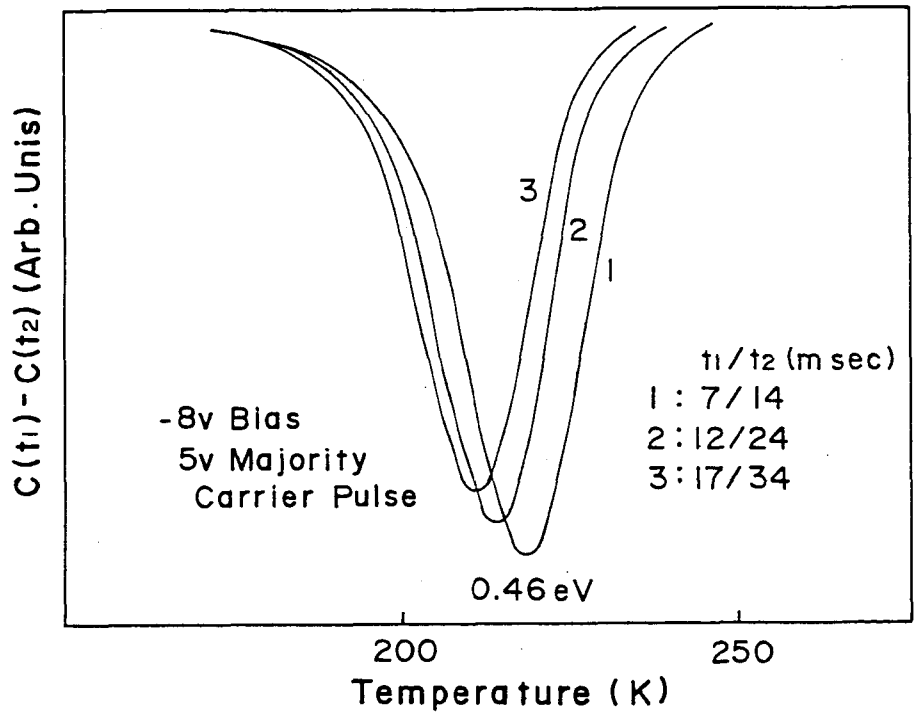
60分間の条件で熱処理を施したときの影響を、立ち上がり時間に関して調べた結果を示している。図中(a)は、γ線照射前の検出器の特性を示しており、(c)が照射後の特性で、(a)に比較して、立ち上がり時間が可なり遅くなっているのが分かる。そして、(b)が熱処理後の特性で、完全ではないが、照射前の特性(a)に近付く傾向を示している。



図－3.23　γ線照射前(a)、照射後(c)、そして熱処理後(b)のバイアス電圧に対する立ち上がり時間の変化

3.3.4　DLTSの測定

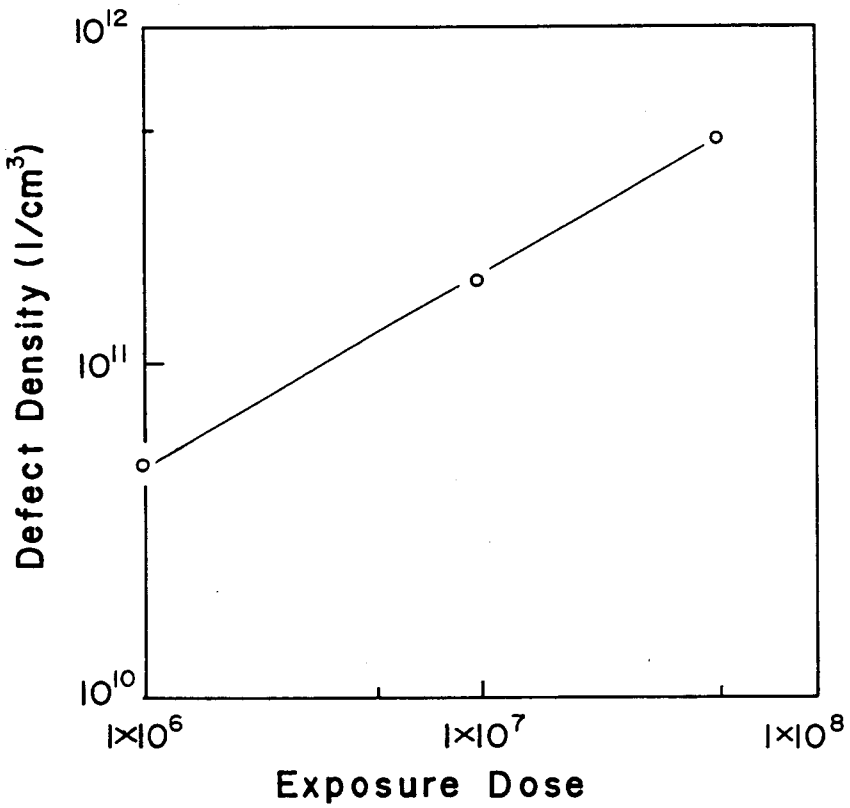
DLTSの測定は、3.2.5で説明した荷電粒子に対するものと同じ測定系で行った。図－3.24は、5×10^{7}Rのγ線照射された検出器の典型的なDLTSスペクトルを示している。γ線照射によって生じる準位は図にも示してある通り、$E_c-0.46$ eVのところに一つの準位だけが観測された。この準位は、先の荷電粒子照射によって観測された準位の一つ、P(リン)－格子欠陥（空孔）の準位($E_c-0.45$ eV)と非常に類似している。



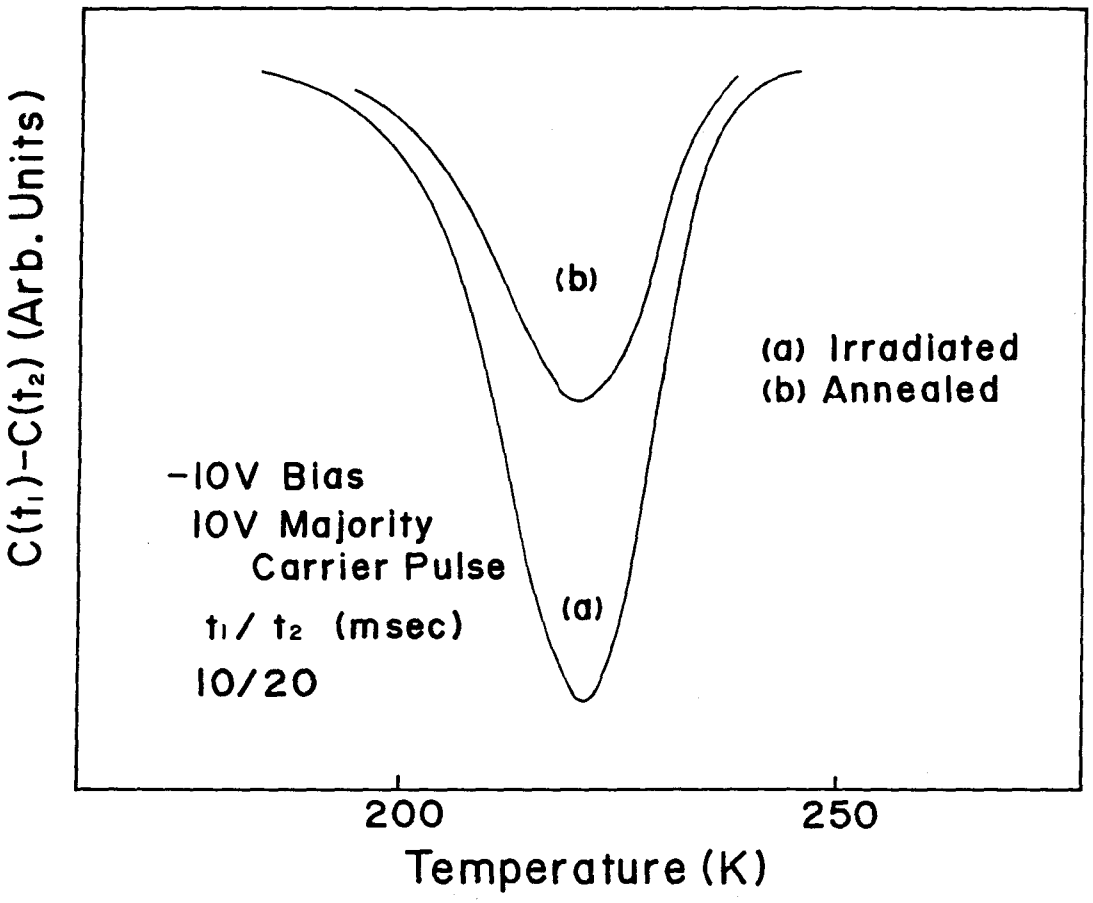
図－3.24　γ線照射された検出器の典型的なDLTSスペクトル

図－３．２５は照射量と欠陥濃度の関係を示したもので、照射量の増加とともに欠陥濃度も直線的に増加しており、欠陥導入率と比例関係にあることを表している。

次に、１×10^7Ｒのγ線照射した検出器を、420 K，60分間の条件で熱処理した場合のＤＬＴＳスペクトルの変化の様子を示しているのが、図－３．２６である。曲線(ａ)が照射後、そして(ｂ)が熱処理後のスペクトルを示している。このスペクトル変化から、熱処理によって欠陥濃度がほぼ半分に減少したと考えられる。



図－３．２５　γ線の照射量と欠陥濃度の関係



図－３．２６　γ線照射された検出器の熱処理前（ａ）と処理後（ｂ）の
ＤＬＴＳスペクトル

3.4 まとめ

本章では製作したAu-Si半導体検出器に加速エネルギー3.5 MeV、粒子個数$1.6\times10^{11}/cm^2$の^3He、同じく3.2 MeV、$1.13\times10^{12}/cm^2$の陽子、或は線量10^6～10^8Rの^{60}Co-γ線(1.33 MeV、1.17 MeV)を照射することによって、検出器内に損傷を作り出し、I－V、C－V特性などの電気的測定、^{241}Am-α線のエネルギースペクトル応答、出力パルスの立ち上がり時間、そしてDLTSの測定を行った。また、損傷を受けた検出器に熱処理を施して、検出器性能の回復を試みた。

その結果、荷電粒子を照射した場合、I－V特性においては逆方向電流の増加、C－V特性においては、検出器の母材であるSi結晶に対する入射粒子の飛程に応じた位置付近で容量変化が生じた。^{241}Am-α線のエネルギースペクトル測定では、ピーク位置の低エネルギー側への移動が観測された。そして、DLTSの測定から、陽子照射で検出器に導入された欠陥準位、Ec－0.36 eV、Ec－0.45 eVとEc－0.51 eVの三種類が求められた。また、その中のEc－0.45 eVとEc－0.51 eVの二つの準位に対する濃度分布を求めた。^{60}Co-γ線を照射した場合、I－V特性での逆方向電流の増加が見られた。検出器の出力パルス立ち上がり時間の測定では、γ線の照射線量の増加と共に立ち上がり時間が大きくなった。また、DLTSの測定から、欠陥準位がEc－0.46 eVと特定できた。

荷電粒子およびγ線照射によって損傷を受けた検出器を熱処理した後、上述した種々の測定を行った結果、各々の測定において検出器の特性が照射前の特性に近付く、つまり、検出器性能の回復効果が見られた。

参 考 文 献

1) J.A.Coleman, D.P.Love, J.H.Trainor and D.J.Williams : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 363.

2) Y.M.Liu and J.A.Coleman : IEEE Trans.Nucl.Sci.NS-18 (1971)192.

3) H.Chisaka : Jpn. J. Appl. Phys. Vol.12 (1973) 439.

4) H.W.Kraner : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-29 (1982) 1088.

5) L.C.Kimerling, H.M.DeAngelis and J.W.Diebold : Solid State Commun. Vol.16 (1975) 171.

6) K.Ohba, T.Shoji, S.Ito and Y.Hiratate : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30 (1983) 371.

7) S.Ito, K.Ohba, T.Shoji, H.Koga and Y.Hiratate : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-31 (1984) 353.

8) K.Ohba, T.Shoji, H.Koga, S.Ito and Y.Hiratate : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 (1985) 492.

9) C.Kim, H.W.Kraner, D.Itoh, K.Husimi, S.Ohkawa and F.Shiraishi : Nucl. Instrum. Meth. 196 (1982) 143.

10) Y.Zohta : Solid-State Electron. Vol.16 (1973) 1029.

11) D.V.Lang : J. Appl. Phys. Vol.45 (1974) 3023.

12) S.Ito, K.Ohba, I.Hayasaka and H.Koga : Memoirs Tohoku Inst. Tech. Ser.I (1983) 19.

13) H.Kukimoto, C.H.Henry and F.R.Merritt : Phys. Rev. B7 (1973) 2486.

14) D.V.Lang : J. Appl. Phys. Vol.45 (1974) 3014.

15) H.M.Mann, J.W.Haslett and G.P.Lietz : IRE Trans. Nucl. Sci. NS-8 (1961) 151.

16) 中谷秀夫：学位論文、大阪大学 (1988) 40.

第４章　ＣｄＴｅ結晶成長および検出器への応用

第２章で述べたように、ＳｉやＧｅを素材に用いた半導体検出器は、Ｘ線やγ線を検出するには、Ｌｉを拡散してリチウムドリフト型Ｇｅ(Ｌｉ)、およびＳｉ(Ｌｉ)検出器にして、液体窒素で冷却しなければならず、保守管理上、ならびに使用に際して大変不便である。それに対して、近年、冷却の必要なく室温中で使用できる、ＣｄＴｅ[1~3]、ＧａＡｓ[4~6]、そしてＨｇＩ$_2$[7~9]を素材にした化合物半導体検出器が開発されてきている。これらの素材の中、Ⅱ-Ⅵ族化合物半導体であるＣｄＴｅ[10]は、平均原子番号(Ｚ)が50であり、Ｓｉの14やＧｅの32に比較して大きい。そのため、γ線などの電磁放射線に対するエネルギー吸収率が高いこと(光電効果のおこる確率はＺ^{5}に比例する)、また、禁制帯幅Ｅgが室温で約1.5 eVと大きく、室温での漏洩電流が小さいなど、Ｘ線やγ線の検出器材料として優れた特性を持っている。それに加え、ＣｄＴｅは$Cd_xHg_{1-x}Te$(ＣＭＴ)赤外線検出器[11]の基板、あるいはバッファー層材料として注目されており、ブリッジマン法[12]やトラベリングヒータ法(ＴＨＭ)[13]でバルク結晶が、そして有機金属化学気相法(ＭＯＣＶＤ)[14][15]や分子線エピタキシー法(ＭＢＥ)[16]で薄膜が育成されている。

ここでは主として、バルクＣｄＴｅ結晶成長と、減圧ＭＯＣＶＤによるＣｄＴｅ/ＧａＡｓヘテロエピタキシャル、およびＣｄＴｅ/ＣｄＴｅホモエピタキシャル成長、およびＣｄＴｅ-γ線検出器の製作とγ線検出特性について述べる。

4.1　CdTeバルク結果成長

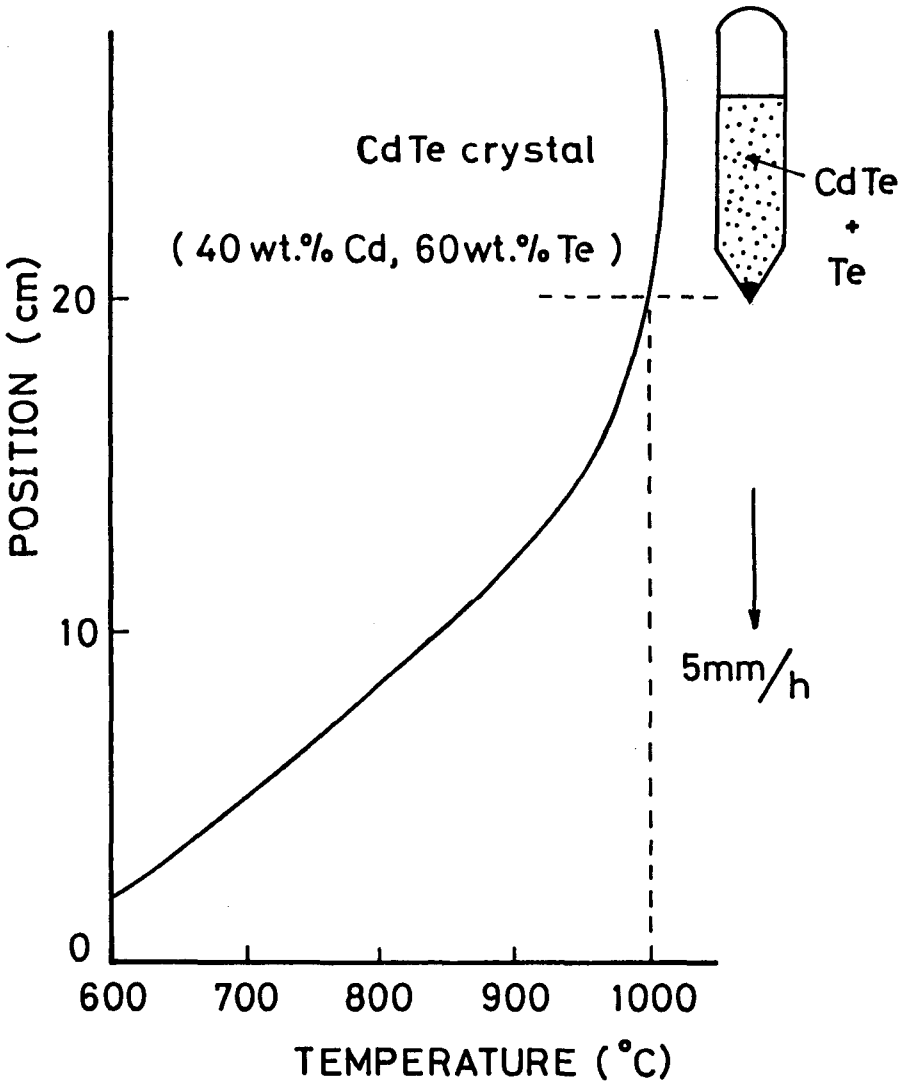
4.1.1　ブリッジマン法による成長

ブリッジマン法は、単結晶化させようとする試料を、石英アンプルに入れてその試料の融点より100 ℃程度高い温度で溶融し、温度勾配のある炉の中をゆっくり移動させ(20～30 ℃/cm)、先端部分から結晶化して行く方法で、種々の半導体や金属材料の結晶育成に利用されている。

本実験で用いた原料は、純度６ＮのＣｄとＴｅで、Ｃｄはショット状、Ｔｅはインゴットを縦横１～5 mm程度に砕いたものである。アンプル材料としては、内径8～10 mmφの透明石英管を用いた。ＣｄＴｅが固化する時に石英管を引き込んで破損させることもあるので、アンプルの内壁にはベンゼンの熱分解によるカーボンコーティングを施している。アンプルにＣｄとＴｅ原料を入れる際、ＣｄＴｅの溶融温度を下げるためにＴｅを過剰にし、重量比でＣｄ：Ｔｅ＝２：３にした。これによって、ＣｄＴｅの融点1092 ℃より低い約1000 ℃で溶融することができる。また、ＣｄとＴｅの反応をしやすくするため、8～12の層になるように交互に入れた。

このアンプルを排気装置に接続し、約10^{-6} Torrの真空度で封じ切りした後、図－４.１に示すように、電気炉のほぼ中央に吊り下げる。この状態のままで温度を徐々に上昇させ、ＣｄとＴｅが反応する温度、700～800℃で5～10時間一定に保つ。この温度では反応したＣｄＴｅは多孔質の固体状態なので、完全に反応させ、また、混じり合わせるために、さらに温度を1000 ℃まで上げて10時間ほど保持する。その後、3～5 mm/hの速度でアンプルを降下させてゆき、先端部分から結晶化させる。このようにして育成したＣｄＴｅ結晶を(110)へき開面でカットし、酸化アルミニウム(アルミナ)で機械研磨した後に表面を観察すると、ほとんどの結晶において、2～3に分かれた双晶になっている。この双晶の部分を切

り離し、単結晶片として取りだして実験試料として用いる。ブリッジマン法によって得られたＣｄＴｅ結晶の比抵抗 $\rho = \sim 10^4\ \Omega$-cmであった。

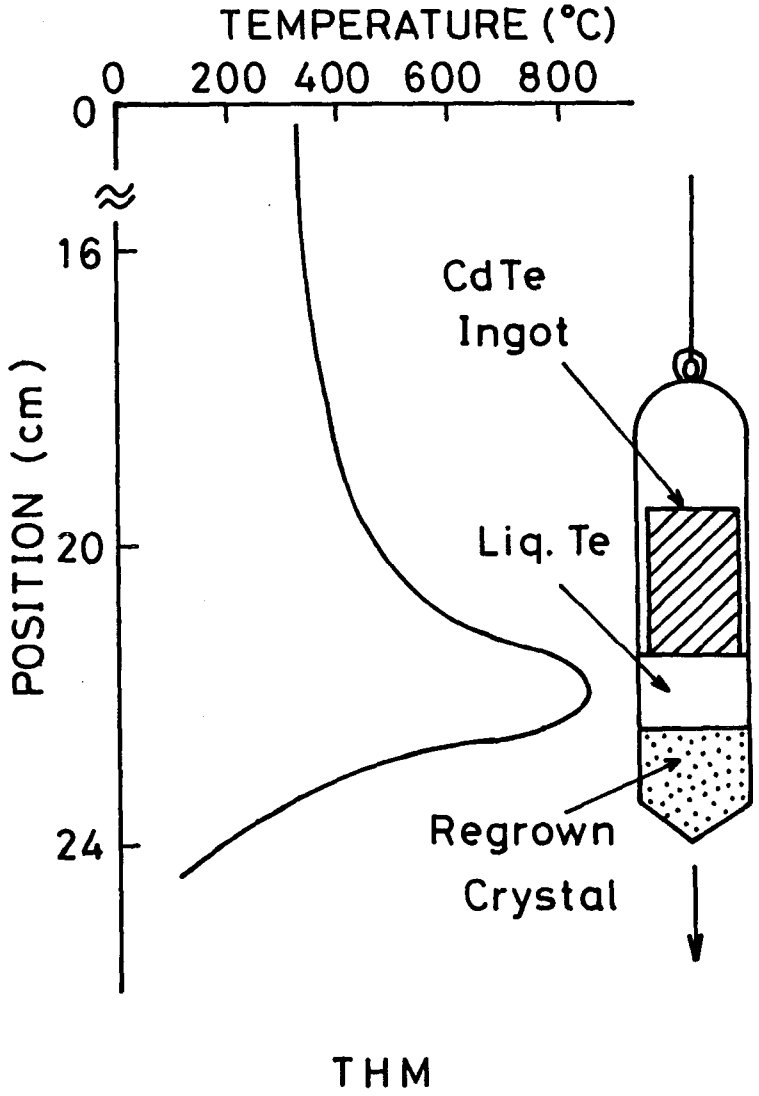


図－４．１　ブリッジマン法によるＣｄＴｅ結晶成長と炉の温度分布

4.1.2 トラベリングヒータ法(THM)による成長

THM(Travelling Heater Method)による結晶成長は、図－4.2に示されているように、急峻な温度分布を持つ二段電気炉中で行った。図中、右側に示す成長アンプルは、カーボンコーティング処理を施した後、まず、溶融した時にアンプル中で、約1cmの融帯になるような量のTeを入れ、続いて、その上にブリッジマン法で作成した長さ3 cm程度のCdTe結晶を入れ、～10^{-6} Torrの真空度で封じ切りしている。

始めに、そのアンプルの先端部分、つまり、Teが入っている部分を急峻な温度分布(700～800 ℃)の所にくるように装着し、徐々に温度を上げて24時間程度そのままの状態を保持する。その間に、CdTeがTe溶液の上の方に溶け込み始め、Te溶液全体に充分拡散させ、CdTeが飽和状態になるようにする。その後、5 mm/dayのゆっくりとした速度でアンプルを降下させて行くと、下方先端部分からCdTeが再結晶化してきてCdTe単結晶が成長する。ブリッジマン法によって結晶成長させる場合、CdTeを溶融するために1000～1150 ℃の高温にしなければならず、アンプルからの不純物の混入や、Cd空孔の発生による格子欠陥で結晶内部に歪みが生じやすい。それに比べてTHMによる成長は、800 ℃前後の比較的低い温度から成長させるため結晶の歪みが少ない。また、Te融帯をCdTeが通過する際、結晶中に含まれている不純物がTe溶液中に偏析する、一種のゾーン精製作用が生じ、高純度の単結晶が得られる。このTHMによって得られた結晶の比抵抗ρ＝～$10^{6}\Omega$-cmであった。



図－４．２　ＴＨＭによるＣｄＴｅ結晶成長と炉の温度分布

4.2　有機金属化学気相法(MOCVD)によるエピタキシャル成長

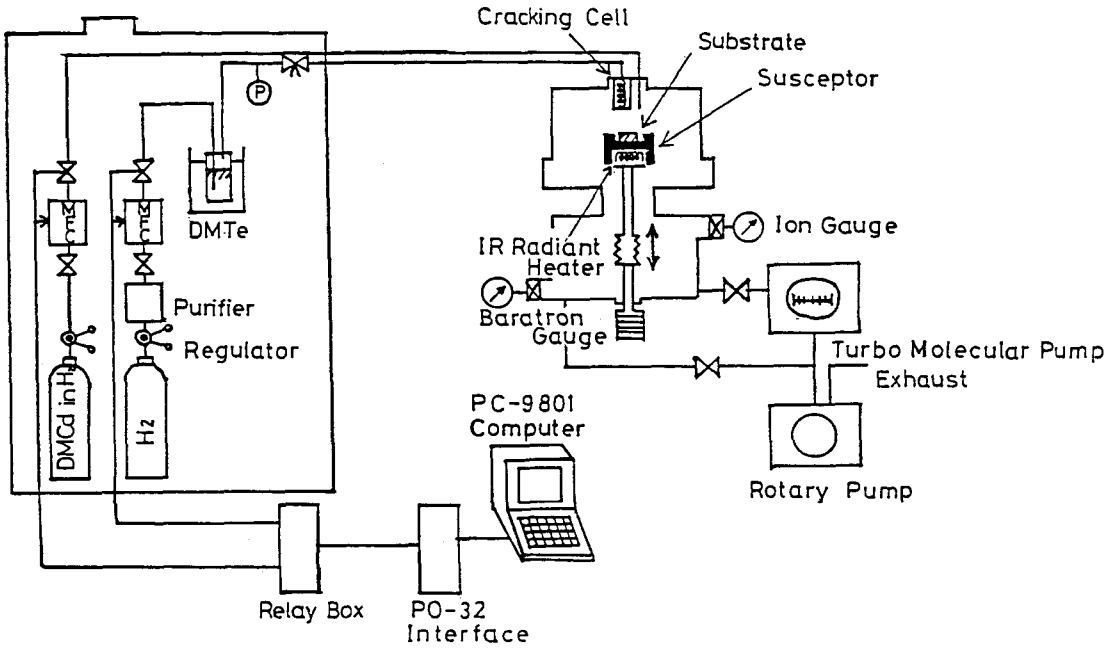
MOCVD(Metal Organic Chemical Vapor Deposition)法は、成長させようとする化合物半導体の構成元素を含む有機、あるいは水素化合物を基板上で、もしくは直前に熱分解し、所定の基板に化合物半導体をエピタキシャル成長させる[17]ものである。

II-VI族化合物半導体の構成元素、例えば、II族のZnやCdは金属性が強く、有機化合物とくにアルキル化合物にして原料ガスに使われる。また、VI族のS、SeあるいはTeは非金属性が強く、主に水素化合物の形で使われる。ただし、本実験ではTeの水素化合物H_2Teは不安定なため、Teのアルキル化合物を用いた。また、基板材料として二種類、GaAs(100)、CdTe(100)を使用した。

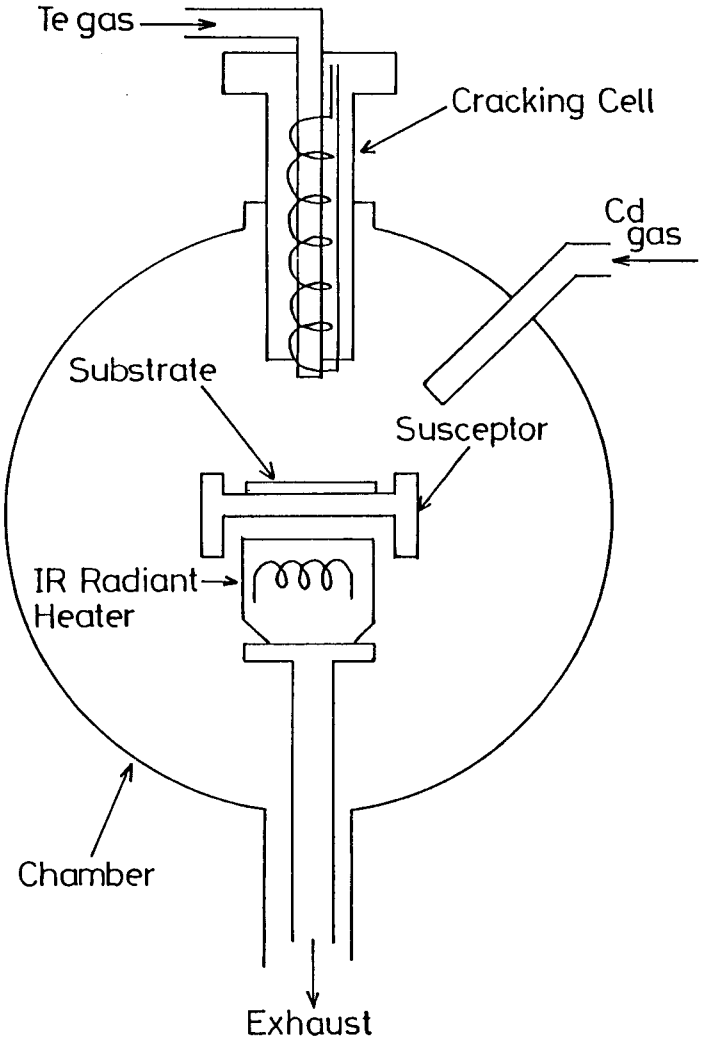
図-4.3に、減圧MOCVD装置のブロック図を示す。この装置は大阪大学・工学部のもので、試料作成に使用させていただいた。また、チャンバーの部分を拡大したのを図-4.4に示す。チャンバーはAlを材料として作られ、成長膜との反応を防ぐためにTiN膜が内面にコーティングされている。また、成長を始める前に、チャンバー内を約10^{-8} Torrの真空度にし、空焼きを施している。基板は化学エッチングによって表面処理をした後、直にチャンバーにセットするが、それでも基板表面はわずかに酸化される。その酸化部分を取り除くため、H_2ガスを流しながら、550 ℃で熱処理を行っている。

このような成長工程前の準備の後、Cdに対する原料ガスとして、Heで約0.13 %に希釈されたジメチルCd〔$(CH_3)_2Cd$, DMCd〕が、そしてTeに対する原料として、ジメチルTe〔$(CH_3)_2Te$, DMTe〕がコンピュータに制御された流量でチャンバー内に導入される。

表-1に成長条件が示されているが、基板は赤外線輻射ヒータによって350 ℃の温度に保たれている。しかし、この温度ではDMTeは熱分



図－４．３　ＭＯＣＶＤ装置のブロックダイアグラム



図－４．４　ＭＯＣＶＤ装置のチャンバー部分の拡大図

解しないため、図-4.4に示されているように、400～500 ℃の温度のクラッキングセルの中を通し、熱分解させて、基板上でＣｄと反応するようにしている。また、成長中のチャンバー内の圧力は約5 Torrに減圧し、Ⅵ-Ⅱ（〔ＤＭＴｅ〕/〔ＤＭＣｄ〕）比は約２の条件で成長させた。

Growth Conditions	
Cd Source	DMCd
Te Source	DMTe
Substrate	GaAs(100), CdTe(100)
Substrate Temp.	350 ℃
Cracking Temp.	300 ~ 500 ℃
Flow Rate of Cd gas	5.8×10^{-6} mol/min
Flow Rate of Te gas	$(2.9 \sim 17.4) \times 10^{-6}$ 〃
Pressure	1 ~ 5 Torr

表－１　ＣｄＴｅ膜の成長条件

4.3　CdTe放射線検出器

4.3.1　CdTe放射線検出器の製作

検出器の製作に用いたCdTe単結晶は、4.1.2節で述べたように無添加のTHMで育成した比抵抗ρが～$10^6\Omega$-cm程度の結晶である。これらの結晶から、8×5×1～2 mm^3の大きさに整形した試料を取り出し、アルミナで機械研磨を行い、Br－メタノール(1：10)エッチング液で化学研磨した後、速やかに脱イオン水で洗浄を行った。この試料の両面に～10^6 Torrの真空度で数百Åの厚さのAuを蒸着して電極とし、M-S-M(Metal-Semiconductor-Metal)型のCdTe放射線検出器を製作した。室温において三種類の検出器(#1，#2，#3)のI－V特性を測定したが、これらの検出器に用いたCdTe結晶は同じ成長条件の下で製作したにもかかわらず、各々のI－V特性に不揃いが見られた。これは、THM結晶成長の不安定性によるものか、あるいは結晶の表面状態の違いによるものと考えられる。最も逆方向電流の少ない検出器(#1)では、約10^{-8}Aの逆方向電流が観測された。

CdTe検出器を製作する際、CdTe結晶表面処理と電極付けが検出器の性能を左右する大きな要因になっている。そこで、Au電極とCdTeとの界面状態を調べるために、IMA(Ion Microprobe Mass Analyzer)の測定を行った。その結果、Au電極表面と電極中にCdイオンの混入が観測された。このCdイオンはCdTe結晶の表面処理条件、およびAuを蒸着する際の真空条件に強く依存することが分かっている。Siffert[18]そしてAkobirova等[19]は電極と結晶の界面にn^+層を形成するCdOイオンを観測しているが、我々が行ったIMAの測定からはCdOイオンに関連したスペクトルは観測されなかった。これは、CdOイオンのスペクトルがTeイオンのすぐ近くにあるため、区別が困難なことにもよる。

また、質量数が約134と138の位置に二つのスペクトルが観測されたが、今の所、その起源ははっきりしていない。しかしながら、これらのスペクトルは金属酸化物によるものと考えられる[20]。

4.3.2 γ線検出特性

始めに述べたようにγ線やX線は、それ自体には吸収物質中で電離する能力はないが、そのエネルギーを荷電粒子(電子)に与え、荷電粒子が電離作用をおこす機構があり、結果として電離作用を行うことになる。この機構には数種類あるが、(1) 光電効果(photoelectric effect)、(2)コンプトン散乱効果(Compton scattering effect)、(3) 電子対生成効果(pair cleation effect)の三つの効果が重要である。ここでγ線のこの三つの効果について簡単に説明する。

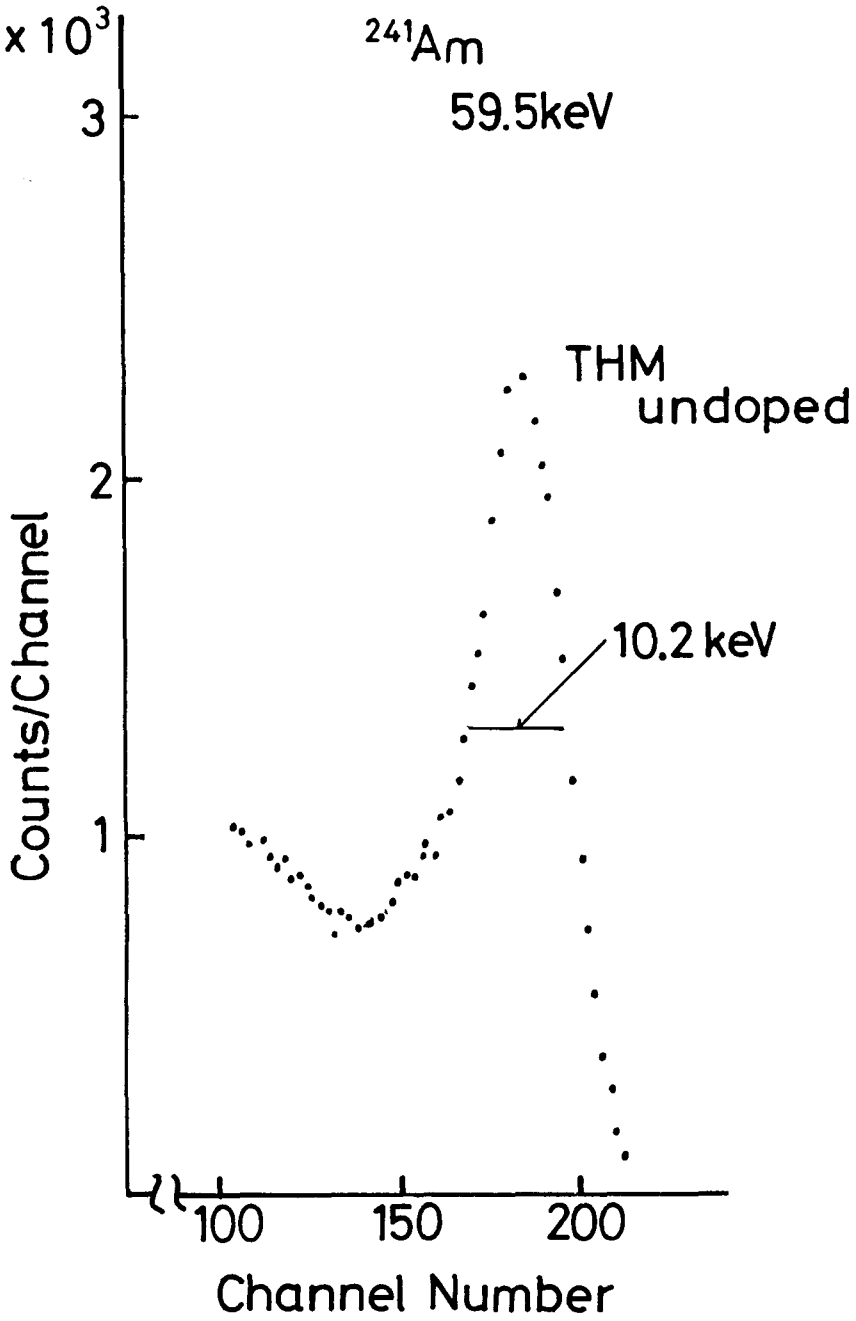
光電効果は、γ線がその全エネルギーを軌道電子(K殻、L殻電子)に与える現象である。光電効果がおこる確率は、低エネルギーのγ線に対して、吸収物質の原子番号(Z)の5乗(Z^5)に比例し、γ線のエネルギー(E_γ)の−3.5乗($E_\gamma^{-3.5}$)に従って減少する。この光電効果によって生じるスペクトルのピークは光電ピークと呼ばれ、そのピーク位置からγ線のエネルギーが求められる。コンプトン散乱効果は、γ線が吸収物質の外殻電子にエネルギーの一部を与え、散乱される現象である。コンプトン散乱の確率は、0.5 MeV以上のγ線エネルギーに対してZに比例し、E_γ^{-1}にほぼ従って減少する。このコンプトン散乱によるスペクトルは台地状の連続分布となり、これから直接γ線のエネルギーを得ることはできない。電子対生成は、1.02 MeV以上のエネルギーを持ったγ線が原子核のクーロン場と作用して消滅し、電子と陽電子の対を作る現象である。電子対生成が生じる確率は、Z^2に比例し、4 MeVまでは

E_γに、それ以上のエネルギーでは$\ln E_\gamma$に比例する。電子対生成効果はγ線のエネルギーが1.5 MeV以下の場合には確率が低く、スペクトル上では目立たない場合が多い。

以上より、原子番号が大きい物質程、γ線のエネルギー吸収が大きいことから、γ線検出器の材料として高原子番号のものを用いることの必要性が分かる。

次に、CdTe検出器によるγ線検出特性について述べる。 測定の際、CdTe放射線検出器は真空クライオスタットの中に設置し、γ線の線源として^{241}Am (59.5 keV)を用いて検出器との距離を約1cmとした。また、γ線検出の測定系はAu-Si検出器用いたものと同じであるが、バイアス抵抗Rは300 MΩとした。これまで、室温で測定された^{241}Am-γ線のエネルギースペクトルにおいて、光電ピークの低エネルギー側に尾を引く現象が観測されることが報告されている。Zanio[21]は、この現象が検出器の電子および正孔の$\mu\tau$積(μ：移動度、τ：平均寿命)が低い場合に生じることを示している。図－4.5に、製作したCdTe放射線検出器によって計測された、^{241}Am-γ線のエネルギースペクトルを示している。測定条件は、検出器バイアス電圧が100 V、温度は室温、そしてγ線は検出器の正電極側から入射させている。このスペクトルにおいても、59.5 keVの光電ピークの低エネルギー側に尾を引く現象が見られる。また、得られた検出器のエネルギー分解能(FWHM)は約10 keVであった。エネルギー分解能とキャリアの収集効率は、検出器の素材であるCdTeの結晶性($\mu\tau$積の大小)に大きく依存する。#1以外の検出器#2，#3では59.5 keVの光電ピークは観測されず、コンプトン散乱スペクトルのみであった。これは、検出器#1，#2の製作に用いたCdTe結晶の$\mu\tau$積の値が小さかったことによると考えられる。また、前にも述べたが、THMによって同じ条件下で作ったCdTe結晶であっても、結晶育成上まだ十分安定していなく、結晶性に不揃いがある

ことを示している。しかしながら、ＴＨＭによる結晶成長によって、ブリッジマン法では得られない高比抵抗の単結晶ができ、無添加のＣｄＴｅ結晶でも放射線検出器の素材として使用できる可能性を示した。



図－４．５　検出器バイアス１００Ｖで測定した^{241}Ａｍ－γ線スペクトル

4.4 まとめ

本章では、ブリッジマン法とＴＨＭによるバルクＣｄＴｅ単結晶、およびＭＯＣＶＤ法によるＧａＡｓ基板上へのヘテロエピタキシャルとＣｄＴｅ基板上へのホモエピタキシャル膜の成長について述べた。また、デバイスへの応用として、ＴＨＭで成長したＣｄＴｅ結晶を用いてＭ-Ｓ-Ｍ型のＣｄＴｅ放射線検出器を製作し、Ｉ－Ｖ特性、^{241}Ａｍ-γ線(59.5 keＶ)の検出特性、およびＡｕ電極とＣｄＴｅとの界面状態を調べるためのＩＭＡの測定を行った。

その結果、ブリッジマン法によって比抵抗ρ＝～10^4Ω-cmのＣｄＴｅ単結晶を得、さらにＴＨＭによってρ＝～10^6Ω-cmの比較的高い比抵抗の単結晶を得た。また、ジメチルＣｄとジメチルＴｅを用いたＭＯＣＶＤ法により、ρ＝～10^5Ω-cmの表面状態の良いＣｄＴｅ膜を得た。ＴＨＭで成長させたＣｄＴｅ結晶を用いて製作した三個の検出器のＩ－Ｖ特性において、電圧に対する電流変化の形はほぼ同じであったが、電流の大きさに不揃いが見られた。ＩＭＡの測定では、Ａｕ電極表面と電極中にＣｄイオンの混入が計測されたが、ＣｄＴｅ結晶とＡｕ電極の間にn^+層を形成し、検出器の性能を左右すると言われているＣｄＯは観測されなかった。^{241}Ａｍ-γ線の検出特性においては、約10 keＶのエネルギー分解能の特性を得た。

参 考 文 献

1) R.O.Bell : Nucl. Instrum. Meth. 93 (1971) 341.

2) P.Siffert : Nucl. Instrum. Meth. 150 (1978) 1.

3) R.C.Whited and M.Schieber : Nucl. Instrum. Meth. 162 (1979) 113.

4) W.Akutagawa, K.Zanio and J.W.Mayer : Nucl. Instrum. Meth. 55 (1967) 383.

5) J.E.Eberhardt, R.D.Ryan and A.J.Tavendale : Appl. Phys. Lett. 17 (1970) 427.

6) T.Kobayashi, I.Kuru, A.Hojo and T.Sugita : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976) 97.

7) W.R.Willing : Nucl. Instrum. Meth. 96 (1971) 615.

8) H.L.Malm, T.W.Randorf, M.Martini and K.R.Zanio : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20 (1973) 500.

9) M.Schieber : Nucl. Instrum. Meth. 213 (1983) 1.

10) K.Zanio : 'Semiconductors and Semimetals Vol.13' (Academic Press, New York 1978).

11) E.R.Gertner, S.H.Shin, D.D.Edwall, L.O.Bubulac, D.S.Lo and W.E.Tennant : Appl. Phys. Lett. 46 (1985) 851.

12) O.Oda, K.Hirata, K.Matsumoto and I.Tsuboya : J. Cryst. Growth 71 (1985) 273.

13) R.Triboulet and Y.Marfaing : J. Cryst. Growth. 51 (1981) 89.

14) C.H.Wang, K.Y.Cheng, S.J.Yang and F.C.Hwang : J. Appl. Phys. 58 (1985) 757.

15) I.B.Bhat and S.K.Ghandhi : Appl. Phys. Lett. 44 (1984) 779.

16) N.C.Giles-Taylor, R.N.Bicknell, D.K.Blamks, T.H.Myers and J.F.Schetzina : J. Vac. Sci. Technol. A3 (1985) 76.

17) M.Ekawa, Y.Kawakami, T.Taguchi and A.Hiraki : J.Cryst. Growth 93 (1988) 667.

18) P.Siffert, J.Berger, C.Scharager, A.Cornet, R.Stuck, R.O. Bell, H.B.Serreze and F.V.Wald : IEEE Trans. Nnucl. Sci. NS-23 (1976) 159.

19) A.T.Akobirova, L.V.Maslova, O.A.Matveev and A.Kh.Khusainov : Sov. Phys. Smicond. 8 (1975) 1103.

20) T.Shoji, T.Taguchi, K.Ohba and Y.Hiratate : Phys. Status Solidi 57 (1980) 765.

21) K.Zanio : Rev. Phys. Appl. 12 (1977) 343.

第５章　ＣｄＴｅのＨｇ熱処理効果

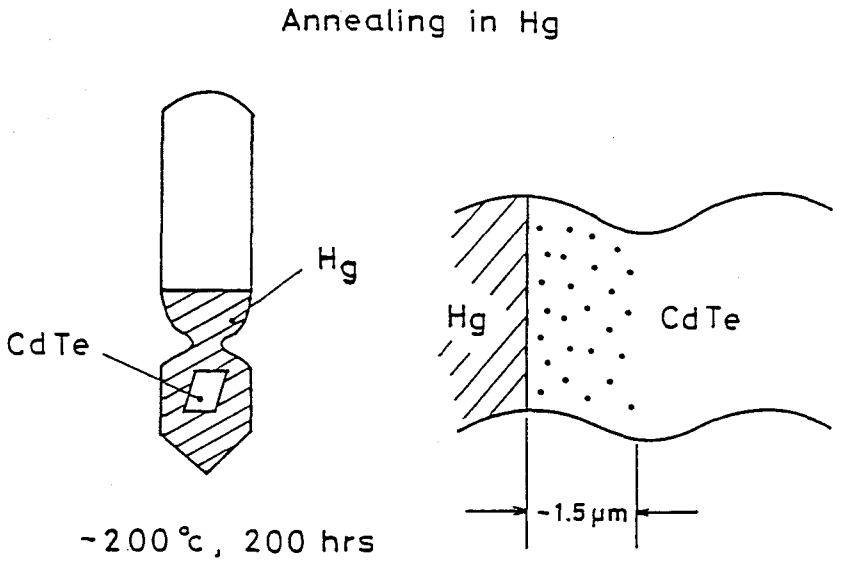
高品質$Cd_xHg_{1-x}Te$(ＣＭＴ)膜のエピタキシャル成長は、大面積で高性能の赤外線検出器の製作にとって欠かせないものである。第４章でも述べたように、エピタキシャル膜の成長技術には、液相エピタキシー(ＬＰＥ)、気相エピタキシー(ＶＰＥ)、そして分子線エピタキシー(ＭＢＥ)などがある。基板材料としてはＧａＡｓ、ＩｎＳｂ、Ｓｉ、サファイアそしてＣｄＴｅなどが用いられている。この中でＣｄＴｅを基板に用いるのが、格子定数の整合性から見て最も適当と考えられるが、高品質で面積が大きいＣｄＴｅ基板は現在の所、得られにくい状況であり、ＧａＡｓが用いられることが多い。ＧａＡｓを基板として用いた場合、基板に直接ＣＭＴ膜をエピタキシャル成長させても、高品質の膜が得られないことが報告されている[1)]。これは、ＣＭＴ中のＨｇ原子が膜と基板との界面にかなりの量で蓄積され[2)]、ＧａＡｓ基板からＧａ原子を逆拡散させられることが原因と考えられる。そのため、ＣｄＴｅとＧａＡｓの間に、格子定数に大きな不整合(14.6 %)があるにも拘わらず、ＣＭＴの成長にはＣｄＴｅがバッファー層として使われ、ＣｄＴｅ/ＧａＡｓヘテロ構造を採用をしている。

このように、Ｈｇ原子の振る舞いが重要な影響を及ぼすことが考えられるが、結晶中のＨｇの挙動に関する研究報告はほとんどない。そこで、ＣｄＴｅ/ＧａＡｓヘテロ、そしてＣｄＴｅ/ＣｄＴｅホモ構造の試料をＨｇ中で熱処理して、その影響を4.2 Ｋでのフォトルミネッセンス(ＰＬ)の測定によって調べた。また、ＣｄＴｅ中のＨｇの挙動をはっきりさせるため、バルクＣｄＴｅ結晶のＨｇ熱処理も行い、エピタキシャル膜の結果と比較している。

5.1　Hg熱処理

バルクCdTe結晶はへき開した後、3×5 mm程度の小片にし、また、MOCVD成長CdTe試料も、Hg処理用石英アンプル(内径6 mmφ)に入れることができる大きさに整形して、それぞれのアンプルにHg溶液と共に約10^{-6} Torrで真空封入した。これらの試料はHgに比べて比重が小さく、そのままではHg溶液の上に浮いてしまうので、図－5.1に示すようにアンプルにくびれを作り、CdTe結晶および膜がHg溶液に完全に侵潤するようにした。また、封入の際、Hg溶液中に空気が残留しないように充分注意しながら排気を行った。

以上のようにして真空封入したアンプルを電気炉で約200 時間、RT～300 ℃の範囲で熱処理を行った。200 時間、300 ℃の条件でHg熱処理を行った場合、Takita等[3]のRBS (Rutherford Backscattering)法の実験結果によると、バルクCdTe結晶に対して、Hgは表面から1～1.5 μm程度の深さまで拡散すること示している。この結果から、薄膜CdTeに対しても、同程度かそれ以上拡散していると考えられる。

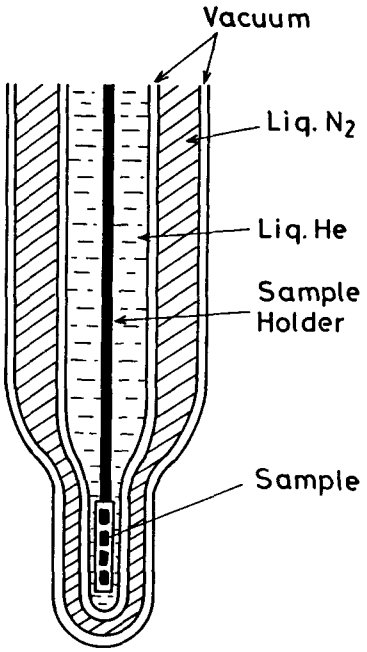


図－5.1　CdTe結晶のHg熱処理とCdTeへのHg原子の拡散

5.2　Hg熱処理CdTeのフォトルミネッセンスによる評価

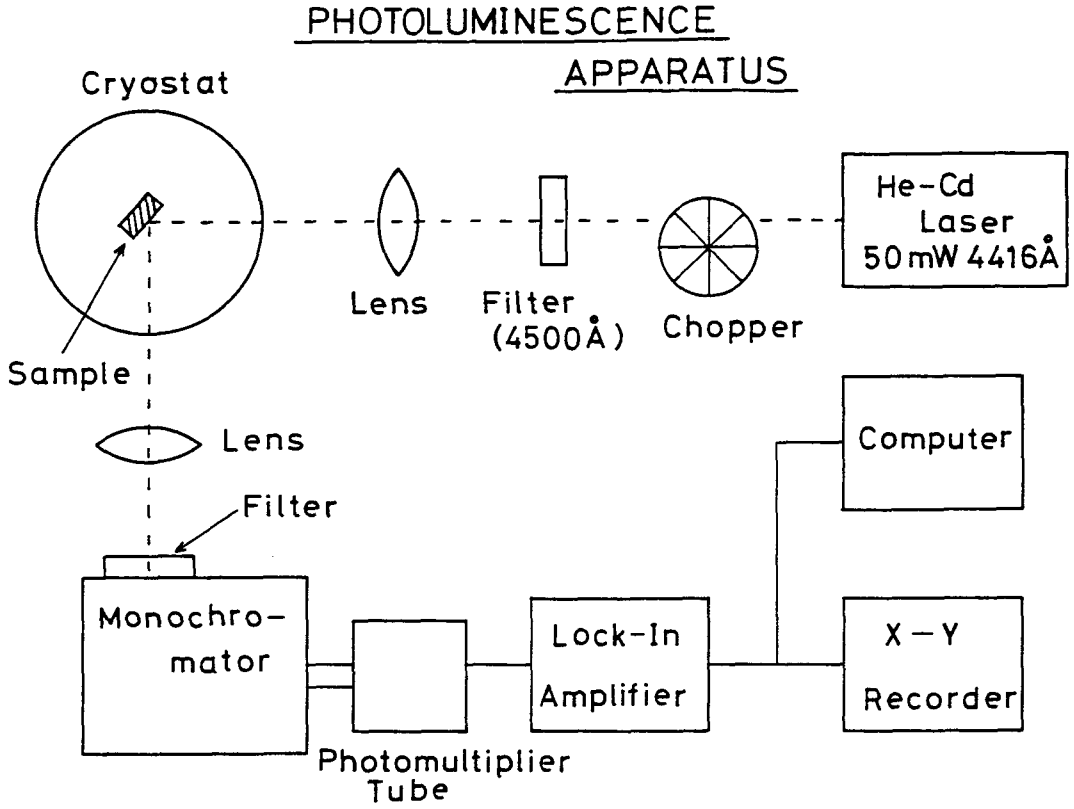
5.2.1　フォトルミネッセンスの測定

半導体結晶を評価するには種々の方法があるが、フォトルミネッセンス(PL)の測定もその一つの方法である。フォトルミネッセンスは結晶のキャリアの励起源として、レーザなどの光を用い、測定しようとしている試料に照射する。その時、励起されたキャリアがその逆過程として再結合する際に生ずるルミネッセンス、つまり、光励起による発光という意味である。この発光スペクトルを解析することによって、半導体中の不純物や欠陥などに関する情報を得ることができる。低温(4.2 K)での測定を行うため、図－5.2に示すようなガラス製クライオスタットを用いた。



図－5.2　液体Heクライオスタットの断面図

図－5.3には、フォトルミネッセンス測定系のブロックダイアグラムを示す。励起光源として、高圧水銀灯や種々のレーザが用いられるが、いずれにしても測定しようとする半導体試料のバンドギャップよりも大きなエネルギーを持った光源が必要である。本実験では、He-Cdレーザ(金門電気 CD4601R)からの4416 Å光を用いた。このレーザ光を150 Hzの光チョッパで断続し、フィルタ(東芝 KL-44)を介してクライオスタット中の試料に照射する。その結果生じた発光を集光レンズ、およびフィルタ(680～1200 nm)を通して分光器(日本分光 CT-50C、



図－５．３　フォトルミネッセンス測定系のブロックダイアグラム

回折格子ブレーズ波長 750 nm、焦点距離 50 cm)に導入し、光電子増倍管(浜松ホトニクス R636)で光検出する。この検出した信号をロックイアンプ(NF回路ブロック LI-570)で増幅し、記録計あるいはパソコンに、波長またはエネルギーに対応させた発光スペクトルとして記録させる。以上が測定の手順であるが、スペクトルの分解能をあげるには、試料からの発光を最大限集光するようにし、分光器の入射スリットと射出スリットの幅を極力狭くする必要がある。

実験結果について議論する前に、CdTeのフォトルミネッセンスの解析に必要な種々の再結合過程、つまり発光機構について簡単に述べる。図－5.4に発光機構のモデル図を示しているが、それに従って説明すると、左から、

【自由励起子〔X〕発光】：電子と正孔がクーロン力で引き付けられ、対になっている状態(自由励起子)からの再結合発光である。

発光ピークのエネルギー$E_{h\nu}$は、クーロン力による結合エネルギー分だけEgより小さくなり、

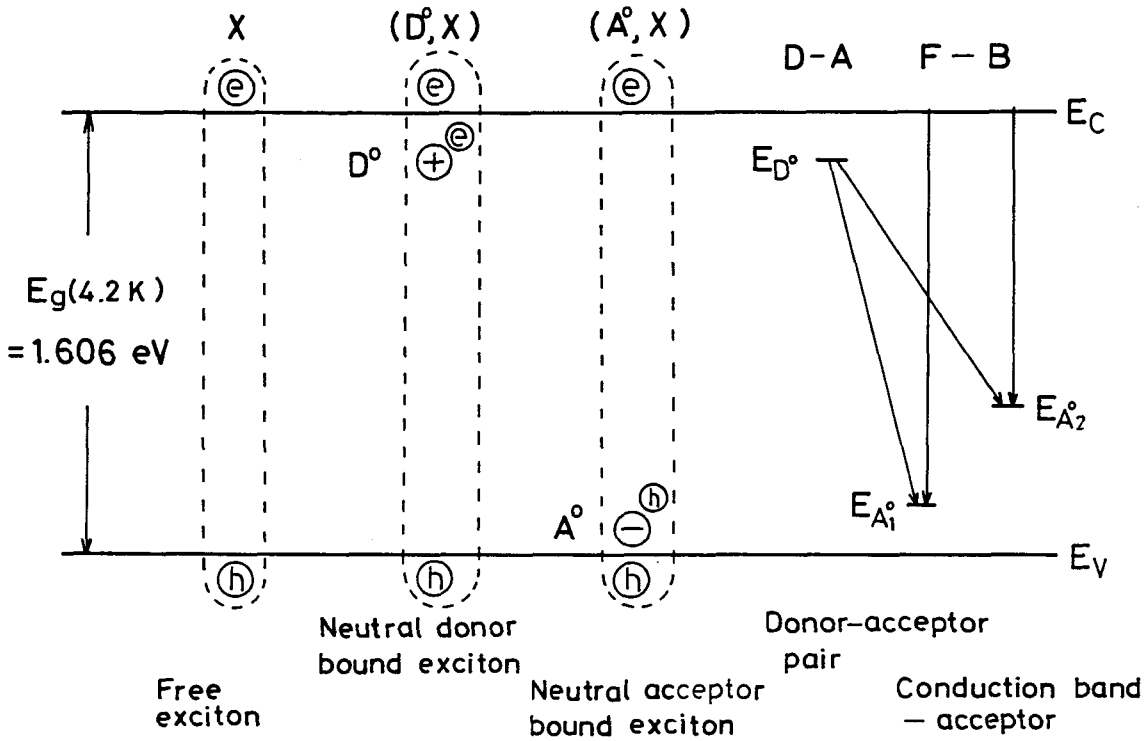
$$E_{h\nu} = E_g - E_b \qquad (5.1)$$

となる。ここで、EgはCdTeの禁止帯幅、Ebは励起子の結合エネルギーを表し、CdTeにおいては約10 meVである[4)]。

【束縛励起子〔(D^0, X), (A^0, X), (D^+, X)〕発光】：励起子が不純物や欠陥などに束縛されている状態からの再結合発光であり、(D^0, X)は中性ドナー、(A^0, X)は中性アクセプタ、そして(D^+, X)はイオン化ドナーに束縛されている状態を表している。

(D^0, X)、(D^+, X)そして(A^0, X)の発光スペクトルのエネルギーは、各々、

$$(D^0, X) : E_{h\nu} = E_g - E_b - \alpha E_D \qquad (5.2)$$



図－５．４　発光機構のモデル図

$$(D^{+}, X) : E_{h\nu} = E_{g} - E_{D} - \beta E_{D} \qquad (5.3)$$

$$(A^{0}, X) : E_{h\nu} = E_{g} - E_{b} - \gamma E_{A} \qquad (5.4)$$

で得られる[5]。ここで、E_Dはドナー準位、E_Aはアクセプタ準位を表し、α, β, γは係数である。

【ドナー・アクセプタ対〔D－A〕発光】：ドナーおよびアクセプタに束縛されている電子と正孔の再結合発光である。

発光エネルギーは、ドナーとアクセプタ間の距離rに依存し、

$$E_{h\nu} = E_{g} - (E_{D} + E_{A}) + e^{2} / 4\pi\varepsilon r \qquad (5.5)$$

となる。

【バンド・不純物間〔F－B〕発光】：伝導帯の電子とアクセプタに束縛されている正孔、あるいは価電子帯の正孔とドナーに束縛されている電子との再結合による発光である。

前者の場合の発光エネルギーは、

$$E_{h\nu} = E_{g} - E_{A} + 1/2 \cdot kT \qquad (5.6)$$

で与えられる。

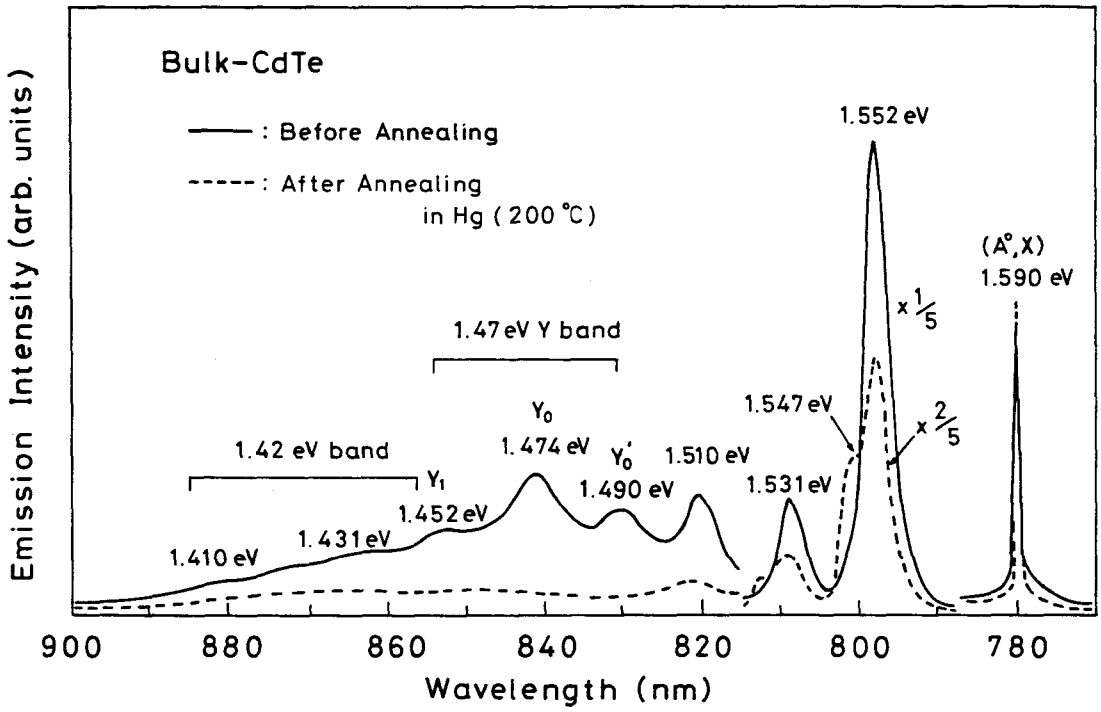
5.2.2 バルクCdTe結晶のHg熱処理効果

ブリッジマン法によって育成したCdTeバルク結晶のHg熱処理前後における、4.2 Kでのフォトルミネッセンスの典型的なスペクトルを図－5.5に示す。実線のスペクトルは処理前、そして点線のスペクトルは、200 ℃で200 時間Hg処理した後の特性を示している。

これらのスペクトルには、これまでも観測されているように、1.590 eVに束縛励起子(A^0, X)発光線、1.552 eVに端発光（D-Aペア）とそれに続く1.531 eV，1.510 eVの1LO，2LO-フォノンレプリカ、そして、それ以下にいくつかのLO-フォノンを伴った1.47 eVと1.42 eVの発光帯が見られる。

今まで、この1.47 eVと1.42 eV発光帯は区別されていなかったが、最近、弱いLO-フォノン(Y_0', Y_0, Y_1)を伴った1.47 eV発光帯（以後、1.47 eV Y発光帯という)は、1.42 eV発光帯とは別の機構による発光であると言われるようになってきた。1.42 eV発光帯は、アクセプタライクなCd空孔とドナー不純物との間の複合欠陥に関係したものであるが[6~9]、1.47 eV Y発光帯は、結晶が持つ双晶、あるいは転位などの構造的欠陥によるものではないかと言われている[10]。このY発光帯は、ZnSe結晶のフォトルミネッセンスの測定において既に観測されている[11]。

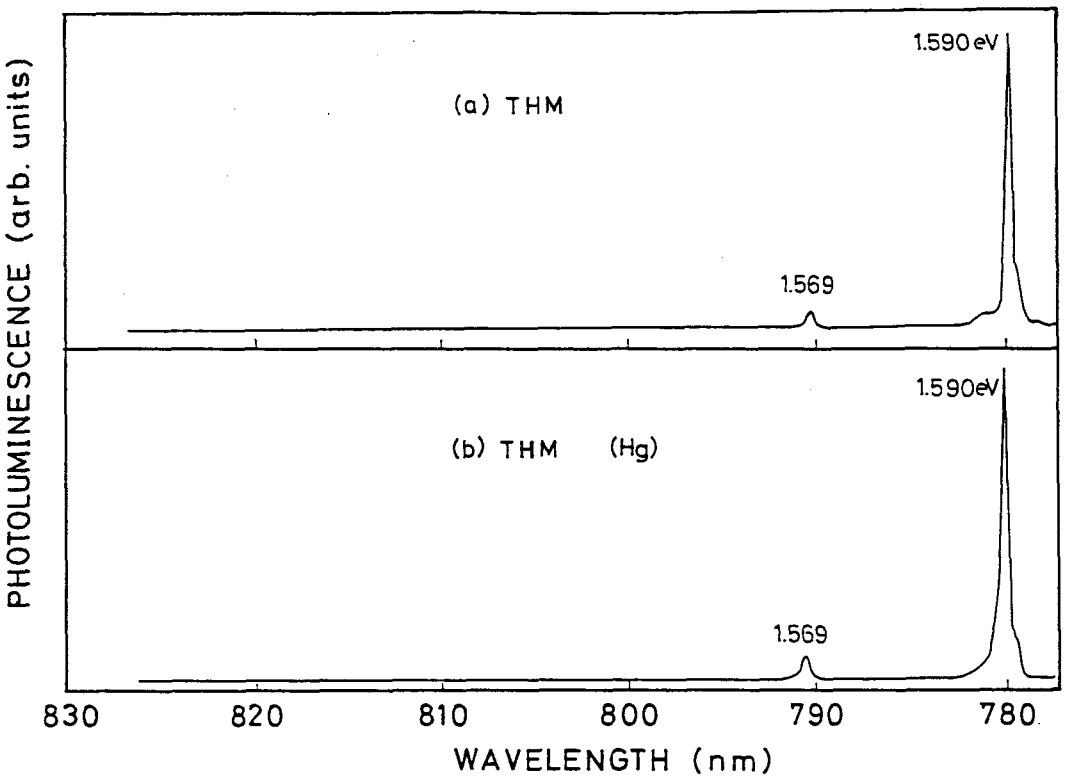
Hg熱処理後のスペクトルを見ると、端発光、1.47 eV と 1.42 eV発光帯の強度がかなり小さくなっている。これは、Hgの拡散によってCd空孔が大幅に減少したことなどによる。また、逆に(A^0, X)発光線は、よりシャープになり、発光強度が増している。これは、Hg処理によって、種々の欠陥が減り、結晶のストレスが緩和されたことによるものと考えられる。



図－５．５　ブリッジマン法によって成長したＣｄＴｅ結晶のＨｇ熱処理前後のフォトルミネッセンス・スペクトル

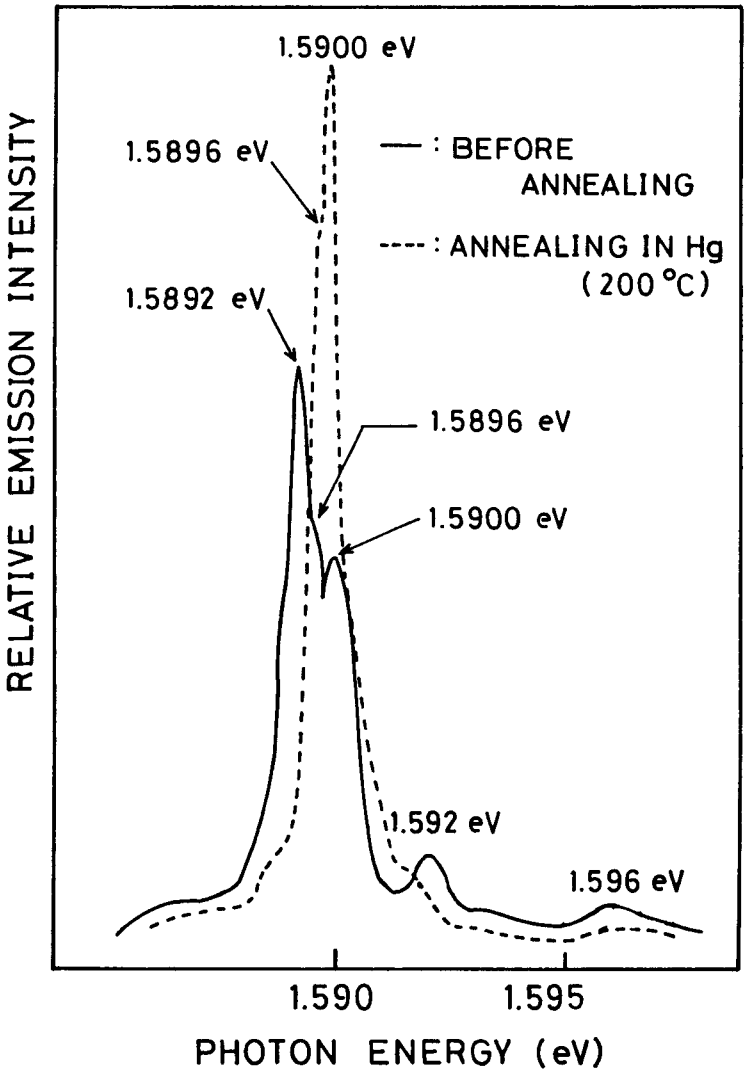
次に、図－５．６（ａ）に示すＴＨＭによって作成したＣｄＴｅ結晶のフォトルミネッセンスのスペクトルを見ると、1.590 eＶの（Ａ^0，Ｘ）発光線と1.569 eＶの1ＬＯ-フォノン線以外は観測されない。これは、“4.1 ＣｄＴｅバルク結晶成長”のところでも述べたように、Ｔｅ融帯によってドナーやアクセプタ不純物が取り除かれ、ブリッジマン法によって育成されたＣｄＴｅ結晶に見られる不純物に関係した発光が消滅してしまったことを意味する。この結晶を300 ℃で200 時間Ｈｇ処理した後のフォトルミネッセンスのスペクトルを図－５．６（ｂ）に示してあるが、（Ａ^0，Ｘ）発光線がシャープになり、強度が大きくなる程度で、（ａ）と比べて、ほとんど変化が見られなかった。このことは、ＣｄＴｅ結晶をＨｇ熱処理しても、結晶中に新たにＨｇの準位などが導入されないということを意味している。

これまでは、ＣｄＴｅ結晶のフォトルミネッセンスの全体的なスペクトルについて述べてきたが、ここで、個々の発光に関して少し詳しく述べる。図－５．７に励起子系の発光スペクトルを示す。この測定に用いた試料は、ブリッジマン法で作ったもので比較的表面状態の良い結晶片である。図の実線で示されたスペクトルは、Ｈｇ処理を施していないもので、高エネルギー側から見て行くと、1.596 eＶに自由励起子（Ｘ）発光、そして1.592 eＶに束縛励起子（Ｄ^0，Ｘ）発光と1.59 eＶ発光帯に（Ａ^0，Ｘ）が見られる。（Ａ^0，Ｘ）発光帯は0.4 meＶの間隔で1.5900 eＶ，1.5896 eＶと1.5892 eＶの２～３本にエネルギー分裂が生じており、束縛励起子の励起状態（Ｊ＝5/2，3/2，1/2）から中性アクセプタの基底状態（ｊ＝3/2）への光学遷移に対応している。これらの分裂構造については、Taguchi[12]のゼ-マン効果の実験から、結晶場の影響を強く受けることが指摘されている。この試料を200時間、200℃でＨｇ処理すると、図－５．７の点線で示すようなスペクトルになり、1.5892 eＶの発光線が弱まり、1.5900 eＶと1.5896 eＶの発光線が強くなる傾向を示した。こ



図－５．６　ＴＨＭによるＣｄＴｅ結晶のＨｇ熱処理前（ａ）と熱処理後（ｂ）のフォトルミネッセンス・スペクトル

れは、HgがCd空孔(V_{Cd})を補償し、結晶の歪みを取り除いたことと、この発光に関与するアクセプタ不純物の濃度変化によるものと考えられる。

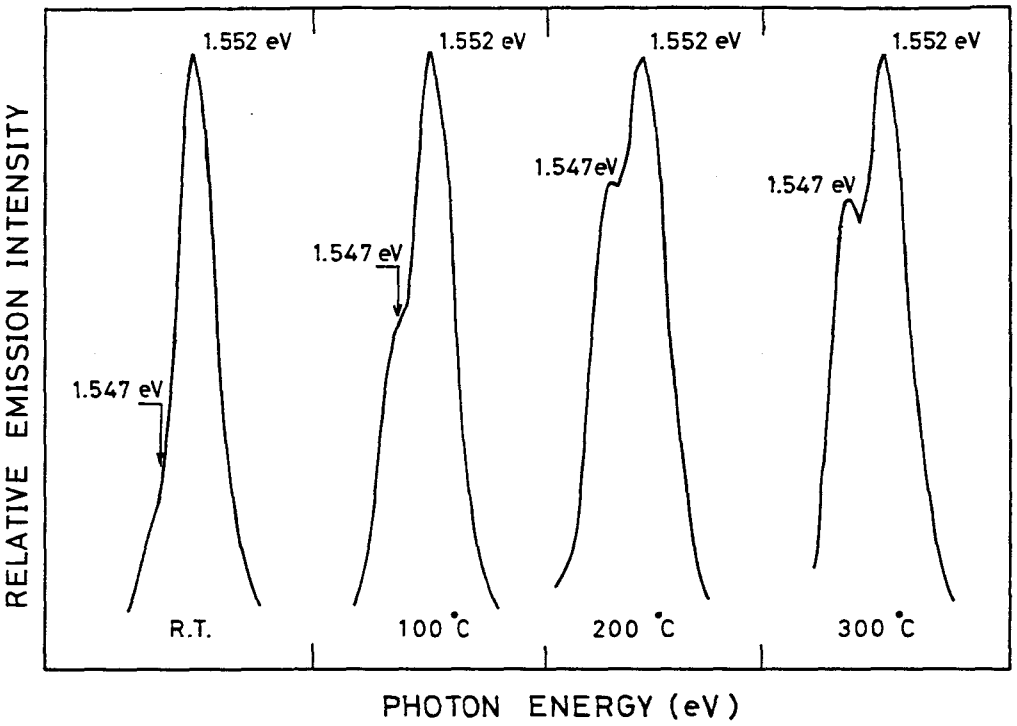


図－5.7　ブリッジマン法によるCdTe結晶の励起子系のHg熱処理前後の発光スペクトル

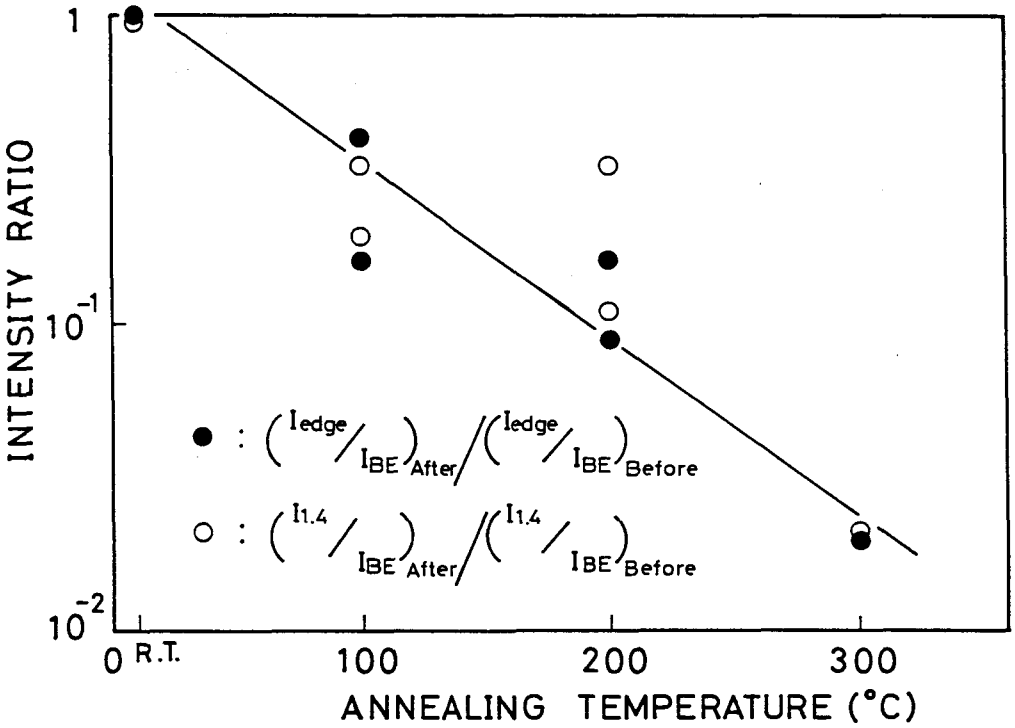
次に、端発光について考えて見る。図－５．８にＨg処理温度をパラメータにした端発光スペクトルの変化の様子を示す。左から、室温、100 ℃、200 ℃そして300 ℃に対するスペクトルを表している。

これらのスペクトルの変化から、処理温度の上昇と共に1.547 eVの肩が強まって行き、300 ℃では明白に二つに分離されたピークを持つようになるのが分かる。この図では、スペクトルの形の変化を見るために、1.552 eVの発光強度を規格化して同じ大きさにしているが、実際のスペクトルでは、1.547 eVの発光強度は余り変わらず、どちらかと言えば1.552 eVの発光強度が弱まる傾向を示している。これらの発光帯の発光起源は、励起光強度依存性の実験から、つまり、励起光強度を強くして行くと、発光ピークが短波長側へシフトするということから、Ｄ－Ａペア発光であることが分かっている。

以上、Ｈg熱処理の効果について調べてきたが、ここで各発光帯の発光強度が熱処理温度によって、どのように変化するのかをまとめてみた。本来は、発光の絶対強度を比較すれば良いのだが、実験技術上、困難な側面があるので、図－５．９に示すように、Ｈg熱処理温度に対する端発光と1.42 eV発光帯の強度変化を、束縛励起子(A^0, X)発光の強度を基準として整理してみた。図中の●印は、Ｈg処理前後の(A^0, X)発光強度〔I_{BE}〕に対する、端発光の強度〔I_{edge}〕比で、そして○印は、同じく(A^0, X)発光強度に対する1.42 eV帯の発光強度($I_{1.42}$)比の値を示している。いずれの強度比もＨg処理温度の上昇につれて、減少する傾向を示している。このような整理の仕方が物理的にどのような意味を持つかは十分議論する必要があるが、少なくとも温度上昇と共に、Ｈg熱処理の効果が増大していると考えることができる。



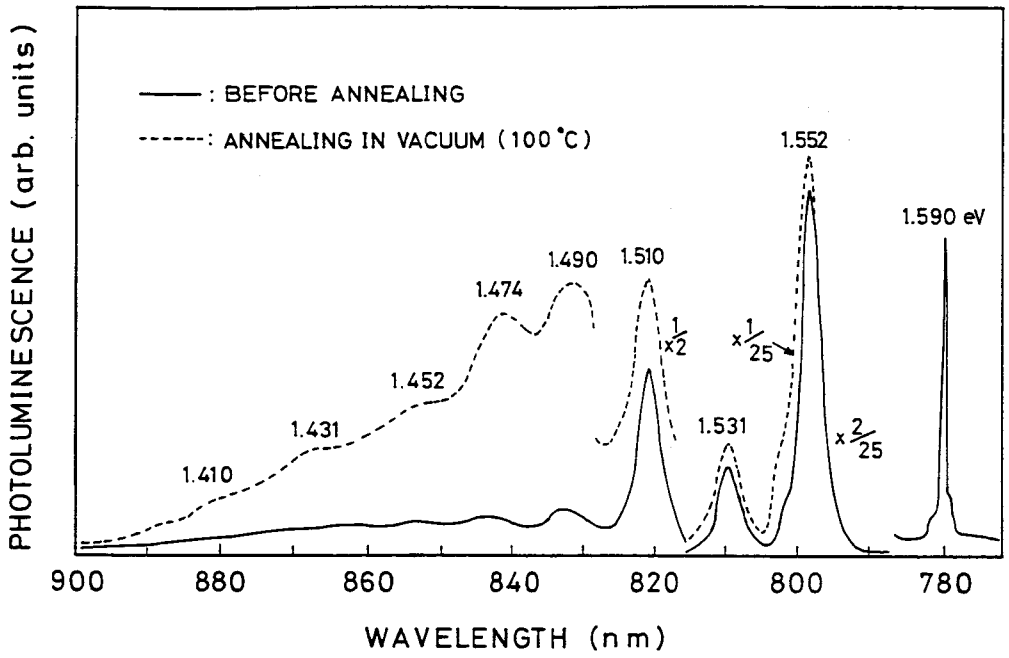
図－５．８　端発光のＨg熱処理温度依存性



図－５．９　（A⁰，X）発光に対する端発光と1.42 eV帯の発光強度比の温度依存性

ここまで、Hg熱処理効果について述べてきたが、その効果が果してHgが寄与したものなのか、あるいは熱的な効果によるものかを区別するために、CdTe結晶だけをアンプルに真空封入(10^{-6} Torr)して熱処理(100～300 ℃)を行ってみた。その結果を図－5.10に示す。この図から、(A^0, X)発光強度の変化に比較して、1.552 eVの端発光、および1.47 eVと1.42 eV帯の発光強度が極端に増大しており、前に示したCdTe結晶をHg中で熱処理した結果とは、逆の傾向を示している。このことは、Cd空孔の増加や、不純物による汚染などの可能性を示唆している。

以上のことから、Hg熱処理による効果は、単なる熱的な効果ではなく、Hgそのものの影響であることが確かめられた。また、THMによるバルクCdTe結晶のHg熱処理のところでも述べたように、結晶中に、Hgが新たな不純物準位を形成しないことも確かめられている。



図－5.10　ブリッジマン法によるCdTe結晶の真空中での熱処理前後のフォトルミネッセンス・スペクトル

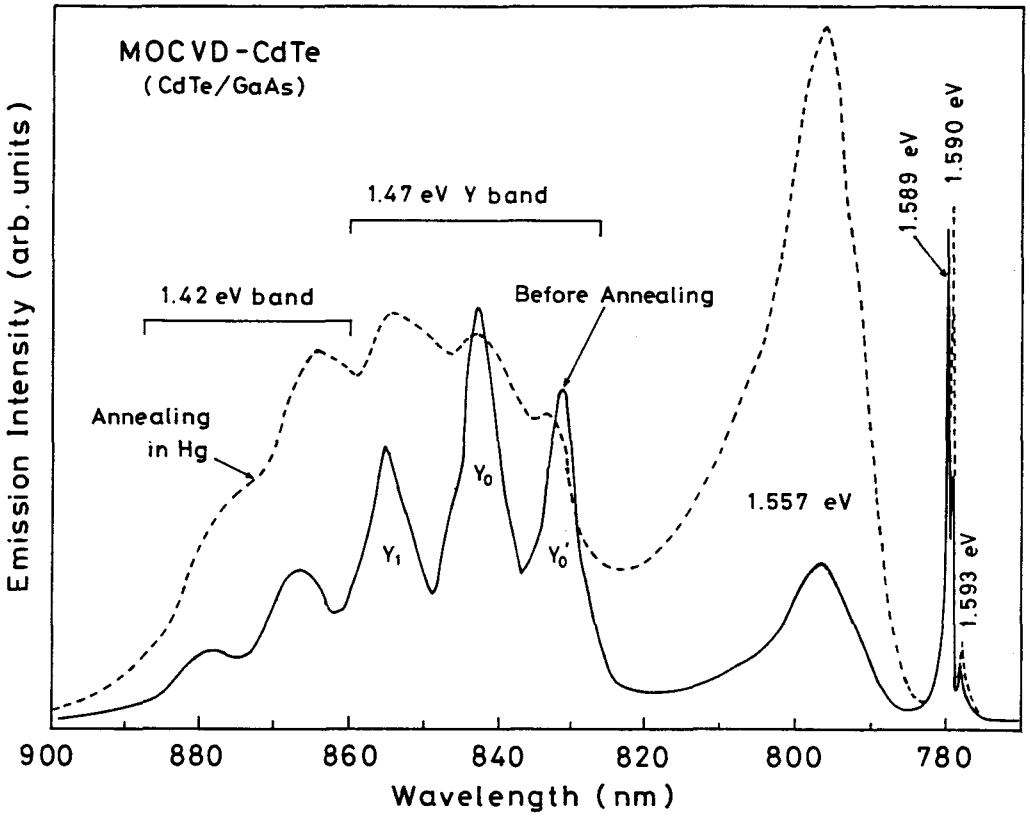
5.2.3　CdTe/GaAsヘテロエピタキシャル膜のHg熱処理効果

図－5.11にMOCVD法によって成長させたCdTe/(100)GaAsヘテロエピタキシャル膜に対する、Hg熱処理前後の4.2 Kでのフォトルミネッセンスのスペクトルを示す。実線は処理前のスペクトル、そして点線は200時間、200 ℃でHg処理した後のスペクトルを示している。

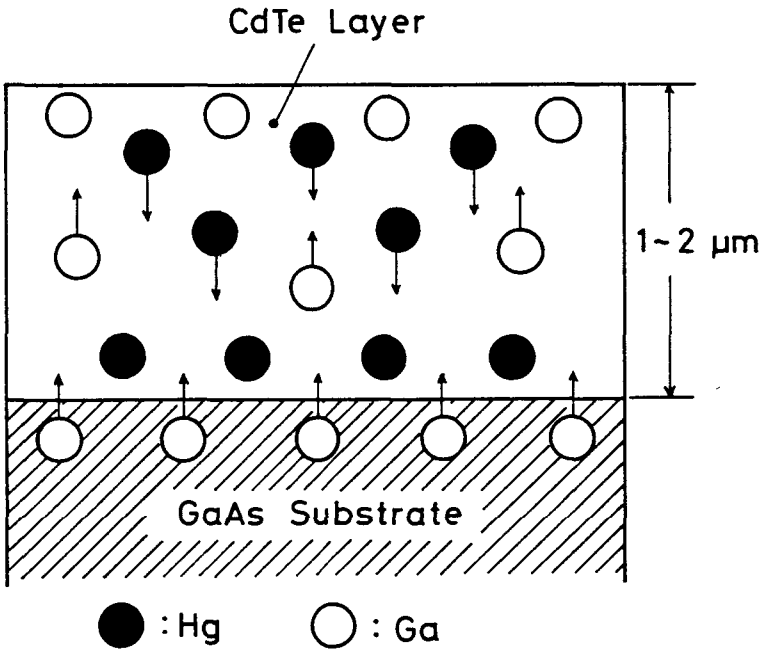
励起子領域で観測された発光線は、1.593 eVに中性ドナに束縛された励起子(D^0, X)による発光、そして1.590 eVと1.589 eVに中性アクセプタに束縛された励起子(A^0, X)による発光が見られる。それに続いて、1.557 eVに端発光、そして1.47 eV(1.47 eV Y-バンド)と1.42 eVに幅の広い発光帯が観測される。

Hg処理すると、スペクトル全体の発光が強められ、特に、1.557 eVと1.42 eVの発光帯の発光強度の増加が著しい。1.47 eV Y発光では、スペクトルが若干ブロードになるが、発光強度はそれほど増していない。1.557 eV端発光と1.42 eV帯の発光強度の増加は、GaAs基板からGaがCdTeエピタキシャル膜に拡散してきて、ドナー不純物として働くことによると考えられる。Giess等[1]は、GaAs基板に直接CMTをエピタキシャル成長させて、Gaがエピタキシャル層に拡散する様子をSIMS(Sec-ondary Ion Mass Spectrometry)を用いて確かめている。

図－5.12は、Hg処理によってどのようにGaが拡散するのかを簡単に図説している。図中、●がHg原子、○がGa原子を表している。始めに、HgがCdTeエピタキシャル層に拡散して行き、GaAs基板との界面に到達し、そこにHgが溜まる。それによってGaがGaAs基板からゲッターされて、逆にCdTe層に拡散して行きCdの格子点に置換される。これらのGaはバンドギャップ中に不純物としてドナー準位を形成し、結果として1.42 eV発光帯の強度を大きくすることになる[13]。なお、HgもGaもCd空孔(V_{Cd})を介して拡散する。



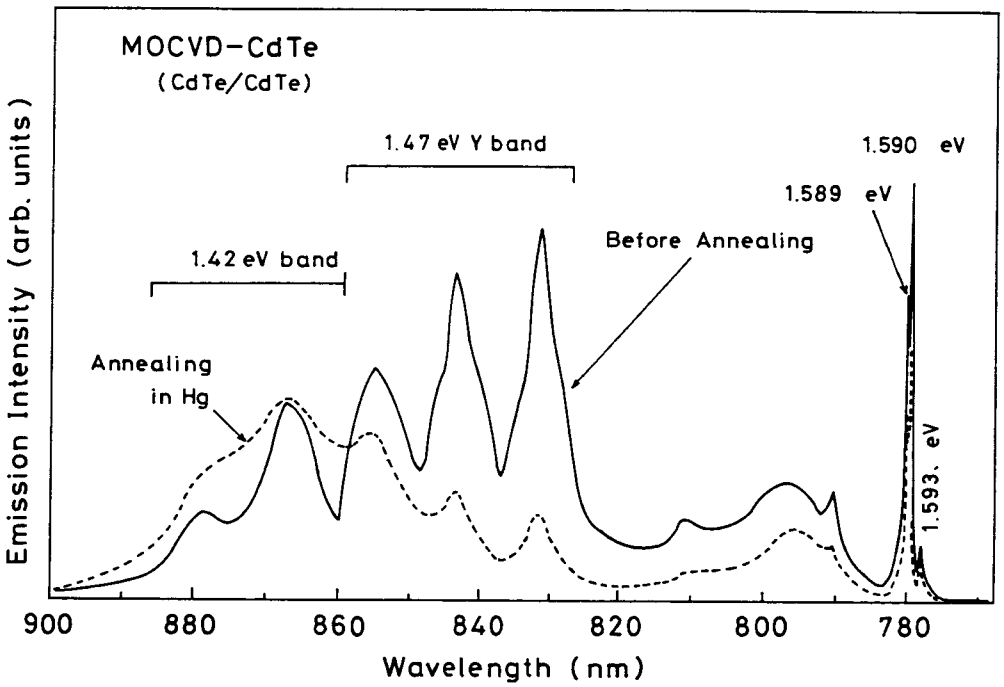
図－５．１１　ヘテロエピタキシャルＭＯＣＶＤ－ＣｄＴｅ膜(CdTe/GaAs)
のＨｇ熱処理前後のフォトルミネッセンス・スペクトル



図－５．１２　ＧａＡｓ基板界面とＣｄＴｅ層でのＨｇとＧａ原子の拡散のモデル図

5.2.4　CdTe/CdTeホモエピタキシャル膜のHg熱処理効果

図－5.13に、MOCVDによって成長させたCdTe/(100)CdTeホモエピタキシャル膜に対する、Hg熱処理前後のフォトルミネッセンスのスペクトルを示す。実線および点線は各々、処理前と処理後のスペクトルを示している。処理後の1.42 eV発光帯のスペクトルにおいて、CdTe/GaAsヘテロ膜で見られたような発光強度の増加を示していない。もちろん、このことはGaのような不純物の拡散がなかったことを意味している。逆に、1.47 eV Y-バンドのスペクトルでは、Hg処理によって発光強度が弱くなっている。これは、この処理によってHgがCd空孔(V_{cd})部分に入り、結果としてV_{cd}の密度を減らすことになったため、CdTeエピタキシャル膜中の構造的欠陥、つまり歪みが緩和されたことによると考えられる。



図－5.13　ホモエピタキシャルMOCVD-CdTe膜(CdTe/CdTe)のHg熱処理前後のフォトルミネッセンス・スペクトル

5.3 まとめ

本章では、CdTe結晶に対するHgの振舞を調べるため、CdTeバルク単結晶、およびCdTe/CdTeホモエピタキシャル膜とCdTe/GaAsヘテロエピタキシャル膜をHg溶液中で熱処理し、フォトルミネッセンスの測定によって評価した。

その結果、Hg熱処理を施すことによって、CdTe/GaAsヘテロエピタキシャル膜の場合には、Cd空孔とドナー不純物の複合体による1.42 eV帯の発光強度が増大した。これは、GaAs基板からのGa原子の拡散に基づくもので、GaがCdTe膜中においてドナー性不純物として働いたことによるものと考えられる。一方、CdTe/CdTeホモエピタキシャル膜とバルク結晶では、1.42 eV帯の発光強度が減少し、束縛励起子の発光線の強度が増してシャープになったことから、光学的特性と結晶性が改善されたものと考えられる。

参考文献

1) J.Giess, J.S.Gough, S.J.G.Irvine, G.W.Blackmore, J.B.Mullin and A.Royle : J. Cryst. Growth 72 (1985) 120.

2) C.J.Rossouw, S.R.Glanvill, M.S.Kwietniak, G.N.Dain, T.Warminski and I.J.Wilson : J. Cryst. Growth 93 (1988) 937.

3) K.Takita, K.Murakami, H.Otake and K.Masuda : Appl. Phys. Lett. 44 (1984) 996.

4) A.Baldereschi and N.O.Lipari : Phys. Rev. 3 (1971) 439.

5) 田口常正：応用物理 54 (1985) 28.

6) T. Taguchi, J. Shirafuji and Y. Inuishi : Japan. J. Appl. Phys. 12 (1973) 1558.

7) P. Siffert, J. Berger, C. Scharager, A. Cornet, R. Stuck, R. O. Bell, H. B. Serreze and F. V. Wald : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1978) 159.

8) R. Stuck, A. Cornet, C. Scharager and P. Siffert : J. Phys. Chem. Solids 34 (1976) 989.

9) C. E. Barnes and K. R. Zanio : J. Appl. Phys. 46 (1975) 3959.

10) P. J. Dean, G. M. Williams and G. Blackmore : J. Phys. D17 (1984) 2291.

11) T. Taguchi, T. Kusao and A. Hiraki : J. Cryst. Growth 59 (1985) 477.

12) T. Taguchi : Solid State Commun. 19 (1976) 1037.

13) T. Taguchi, J. Shirafuji and Y. Inuishi : 'Radiation Damage and Deffects in Semiconductor 1972' (Inst. Phys. Conf. Ser. 16 1973) 407.

第６章　総　括

本研究では、Ａｕ－Ｓｉ表面障壁型放射線検出器の検出器としての放射線照射損傷による劣化の様子を調べ、熱処理による検出器の性能の回復について述べた。また、室温においても使用できるγ線検出器の開発を目的に、ＣｄＴｅ結晶を用いた半導体放射線検出器を製作し、そのγ線検出特性について述べた。次いで、ＣｄＨｇＴｅ(ＣＭＴ)の赤外線検出器への応用をめざし、その基礎的研究として、Ｈｇの挙動を明らかにするするために、ＣｄＴｅバルク結晶およびエピタキシャル膜にＨｇ熱処理を施し、ＣｄＴｅに対するＨｇの影響を低温(4.2 Ｋ)におけるフォトルミネッセンスの測定によって調べた。

以下、各章で論述した内容と得られた結果を要約して本論文の総括とする。

第１章 序論では、半導体検出器に関する研究の背景と歴史、Ａｕ-Ｓｉ放射線検出器としての放射線照射損傷と回復、ＣｄＴｅ放射線検出器の開発の必要性、そしてＣｄＴｅバルク結晶とエピタキシャル膜に対するＨｇ熱処理効果について述べ、本研究の目的を明らかにした。

第２章では、Ａｕ-Ｓｉ表面障壁型放射線検出器の動作原理、および製作手順について詳しく述べた。また、検出器のバイアス電圧に対する空乏層の厚さを、Ｃ－Ｖ特性による方法、および荷電粒子のエネルギーと出力パルス波高との比例関係を利用した方法によって求めた。その結果、印加電圧の増加と共にその差が広がり、荷電粒子を用いた方法での値が厚く見積もられた。

第３章では、製作したＡu-Ｓi検出器に荷電粒子(^{3}Ｈe、陽子)あるいは^{60}Ｃo-γ線による照射損傷を与えた場合の検出器性能の劣化の様子、および劣化した検出器の熱処理による回復について述べた。以下に得られた結果をまとめる。

－荷電粒子照射に対しては－

(1)　検出器のＩ－Ｖ特性において、逆方向電流の増加傾向を示した。これは、照射によって導入された欠陥が介在して、発生電流(generation current)が増大したことによると考えられる。

(2)　Ｃ-Ｖ特性においては、^{3}Ｈeの場合には比較的低いバイアス領域で容量変化が生じ、陽子の場合は高いバイアス領域で容量変化が生じた。このことは、^{3}Ｈeと陽子のＳi中での飛程に対応している。

(3)　(2)での荷電粒子の飛程と容量変化の関係を確かめるため、検出器内の損傷分布はBragg曲線によって近似し、また、空乏層内では正に電離していると仮定して、Poissonの方程式を解いて実測値と対比した結果、計算で求めたＣ－Ｖ特性と、実測によって求めたものとは傾向的に一致した。このことにより、荷電粒子照射による損傷分布と容量変化の位置関係が明らかになった。

(4)　^{241}Ａm-α線に対するエネルギースペクトル測定では、荷電粒子を照射すると、スペクトルが低エネルギー側へ移動する変化を示した。これは、導入された欠陥においてキャリアが捕獲されたり再結合したため、キャリアの収集効率が低下してしまったと結論できる。

(5)　ＤＬＴＳの測定から、陽子照射によって導入された欠陥準位が、Ｅc－0.36 eＶ、Ｅc－0.45 eＶそしてＥc－0.51 eＶであることが分かった。これらは、ドナー性不純物として働いていると考えられる。Ｅc－0.45 eＶの準位は、バルクＳiの放射線損傷に関する結果と比較して、Ｓi空孔とｎ型ＳiのドーパントであるＰ(リン)との会合に

よるものと考えられる。また、Ｅｃ－0.45 eVとＥｃ－0.51 eVに対する濃度分布の測定結果より、陽子のＳｉ中の飛程末端付近で欠陥が多量に発生していることが確かめられた。

(6) 損傷を受けた検出器を熱処理した後、種々の測定(Ｉ－Ｖ、Ｃ－Ｖ、α線スペクトル応答、ＤＬＴＳ)を行った結果、各々の測定で照射前の特性に近づく傾向を示し、検出器性能の回復効果が見られた。

－γ線照射に対しては－

(1) Ｉ－Ｖ特性において、荷電粒子照射の場合と同じく逆方向電流の増加が見られた。

(2) Ｃ－Ｖ特性では、荷電粒子照射の場合とは異なった特性変化を示した。これは、荷電粒子とγ線とでは照射損傷の生成機構、および分布が異なることが原因していると考えられる。

(3) ^{241}Ａｍ-α線に対する応答スペクトルの測定では、ピーク位置の変化は見られなかったが、スペクトルの半値幅(ＦＷＨＭ)が照射前に比較して約倍になり、エネルギー分解能が悪くなったことを示した。

(4) 検出器の応答立ち上がり時間の測定では、γ線の照射量の増加と共に立ち上がり時間が大きくなり、分布も広がる傾向を示した。

(5) ＤＬＴＳの測定では、Ｅｃ－0.46 eVの欠陥準位が特定でき、陽子照射の場合のＥｃ－0.45 eV準位と同じ生成機構であると考えられる。

(6) 損傷を受けた検出器を熱処理し、上述した種々の測定を行った結果、荷電粒子照射の場合と同じように、各々の測定で検出器性能の回復傾向を示した。特に、^{241}Ａｍ-α線の応答スペクトルでは、ほぼ照射前の特性に回復し、熱処理の効果が明らかだった。

第４章では、ブリッジマン法とＴＨＭによるバルクＣｄＴｅ単結晶、およびＭＯＣＶＤによるエピタキシャル膜の成長について述べた後、バルク結晶のデバイスへの応用として、ＣｄＴｅ-γ線検出器の製作と検出特性について述べた。その結果は、

(1)　ブリッジマン法によって、比抵抗ρ＝～10^4Ω-cmのＣｄＴｅ結晶を得た。

(2)　ＴＨＭによっては、ρ＝～10^6Ω-cmの比較的高比的のＣｄＴｅ単結晶が得られた。

(3)　ＭＯＣＶＤ法では、ρ＝～10^5Ω-cmの表面状態が良好なＣｄＴｅ膜を得た。

(4)　ＩＭＡの測定から、ＣｄＴｅ放射線検出器のＡｕ電極表面、および電極中にＣｄイオンの混入が観測されたが、ＣｄＴｅ表面にn^+層を形成し、検出器性能を左右するＣｄＯイオンは観測されなかった。

(5)　製作したＣｄＴｅ放射線検出器による^{241}Ａｍ-γ線（59.5 keV）の検出測定において、エネルギー分解能が約10 keVの特性が得られ、無添加のＣｄＴｅ結晶による放射線検出器への応用の可能性を示した。

第５章では、ＣｄＴｅバルク結晶、およびエピタキシャル膜をＨｇ熱処理し、Ｈｇ原子の振舞をフォトルミネッセンスの測定によって調べた。以下に得られた結果をまとめる。

(1)　ＣｄＴｅバルク結晶に対するＨｇ熱処理後の4.2 Ｋでのフォトルミネッセンスの測定結果から、結晶の歪みが緩和されている様子が見られた。これは、Ｈｇ熱処理によってＨｇ原子がＣｄ空孔を介して結晶中に拡散して行き、Ｃｄ空孔と置換したためと考えられる。

(2)　これまで、1.42 eVと1.47 eV発光帯は区別されないで、どちらもドナー・アクセプター対（Ｄ-Ａペア）によるものであるとされてきたが、最近、1.42 eV発光帯はＤ-Ａペア、そして1.47 eV帯は結

晶の構造的欠陥に関係したものであると言われている。これについて、この二つの発光帯に対するHg熱処理の影響の違いから、その区別が明らかになった。

(3) CdTe/GaAsヘテロエピタキシャル膜に対するHg熱処理の結果、1.42 eV帯の発光強度が増大した。これは、基板からのGa原子の拡散によるもので、これによって、膜中にドナー準位が作られ、アクセプタライクな複合欠陥の濃度が増加したためと考えられる。

(4) CdTe/CdTeホモエピタキシャル膜およびバルク結晶では、(3)の結果とは異なり、Hg処理によって光学的特性と結晶性が改善されることが明らかになった。

謝　　辞

本研究論文を完成するに当たり、終始御懇切な御指導と御鞭撻をいただきました大阪大学 平木昭夫教授に心から感謝申し上げます。

本論文をまとめるに当たり、御懇切な御指導をいただきました大阪大学 青木亮三教授、白藤純嗣教授に心から感謝申し上げます。

さらに、本論文をまとめるに当たり、有益な御教示をいただきました大阪大学 松浦虔士教授、村上吉繁教授、鈴木　胖教授、辻毅一郎教授、中島尚男教授、加藤義章教授、黒田英三教授に心から感謝申し上げます。

また、本論文に関する研究を行う過程において、常日頃の御指導と熱意ある御討論をいただきました大阪大学 田口常正講師に心から感謝申し上げます。

著者に本研究に携わる機会を与えて下さり、研究上においても常に御指導、御鞭撻いただきました東北工業大学 平舘幸男教授に心から感謝申し上げます。さらにその過程にあって、御協力いただきました東北工業大学 伊藤　奨助教授、庄司忠良助教授に感謝いたします。

また、Ａu-Ｓi検出器の製作ならびに理論解析などで御指導いただきました元東京大学原子核研究所 伏見和郎教授に感謝いたします。荷電粒子の照射に際し、御便宜を計っていただきました東京工業大学 大沼甫教授、γ線の照射で御世話になりました東北大学 ^{60}Ｃo-γ線照射実験センターの担当者に感謝いたします。東北工業大学 阿部俊三助手には実験を進める上で御世話になりましたので感謝いたします。

最後に、本研究は家族の理解と支援があって完成できたことを付記し感謝の意を表す。

研究業績

1. 研究論文

No. 1

著者	論文題目	収録誌名	巻・号・頁	発行年月
T. Shoji T. Taguchi K. Ohba Y. Hiratate	Characteristics of MSM-Type CdTe γ-Ray Detector Fabricated From Undoped p-type Crystals	Physica Status Solidi (A)	Vol. 57, No. 2 p. 765～774	'80. 2
K. Ohba T. Shoji S. Ito Y. Hiratate	Degradation Characteristics of Au-Si Nuclear Detectors by a few MeV Charged Particle Irradiation	IEEE Transactions on Nuclear Science	Vol. NS-30, No. 1 p. 371～375	'83. 2
S. Ito K. Ohba T. Shoji H. Koga Y. Hiratate	Gamma-Ray Irradiation Effects on the Rise Time of Au-Si Nuclear Detectors	IEEE Transactions on Nuclear Science	Vol. NS-31, No. 1 p. 353～355	'84. 2
K. Ohba T. Shoji H. Koga S. Ito Y. Hiratate	Annealing Effects on the Rise Time of Gamma-Ray Irradiated Au-Si Nuclear Detectors	IEEE Transactions on Nuclear Science	Vol. NS-32, No. 1 p. 492～494	'85. 2
K. Ohba T. Taguchi C. Onodera Y. Hiratate A. Hiraki	Effects of Hg Annealing of Photoluminescence Spectra of CdTe Crystals and MOCVD-Grown CdTe/GaAs Films	Japanese Journal of Applied Physics	Vol. 28, No. 7 p. L1246~1248	'89. 7
K. Ohba Y. Hiratate T. Taguchi A. Hiraki	Photoluminescence of CdTe Crystals Annealed in Hg	Nuclear Instruments and Methods in Physics Research	A 283 p. 265～267	'89. 11
K. Ohba C. Onodera T. Taguchi Y. Hiratate A. Hiraki	Effect of Hg Annealing on Defect-Luminescence Bands in MOCVD-Grown CdTe Layers	Defect Control in Semiconductors	p. 1349~1353	'90. 11

2. その他の論文

庄司忠良 田口常正 大羽克彦 平舘幸男	CdTeγ線検出器およびその特性	核理研研究報告	Vol. 10, No. 1 p. 167～171	'77. 6
庄司忠良 大羽克彦 伊藤　奬 平舘幸男	CdTe放射線検出器の特性	東北工業大学紀要 I ：理工学編	1号 p. 11～15	'81. 3
大羽克彦 庄司忠良 伊藤　奬 平舘幸男	Si表面障壁型放射線検出器の空乏層における放射線損傷	東北工業大学紀要 I ：理工学編	1号 p. 17～22	'81. 3

No. 2

著　者	論　文　題　目	収　録　誌　名	巻・号・頁	発行年月
大羽克彦 庄司忠良 伊藤　奨 平舘幸男	Si表面障壁型放射線検出器の放射線損傷による容量変化	東北工業大学紀要 I ：理工学編	2号 p. 15～20	´82. 3
S. Ito K. Ohba I. Hayasaka H. Koga	A Method of the Construction of Deep-Level Transient Spectroscopy Measurement System	東北工業大学紀要 I ：理工学編	3号 p. 19～26	´83. 3
T. Shoji K. Mochizuki K. Ohba S. Ito Y. Hiratate	Gamma Ray Irradiation Effects on CdTe Radiation Detectors	東北工業大学紀要 I ：理工学編	5号 p. 29～36	´85. 3
T. Shoji K. Mochizuki K. Ohba S. Ito Y. Hiratate	Photoluminescence of CdTe Crystals Used as Radiatio Detector	東北工業大学紀要 I ：理工学編	6号 p. 35～39	´86. 3

3．口頭発表

No. 1

発表者	研究発表・学術講演題目	発表の学会等の名称	年月日
庄司忠良 大羽克彦 平舘幸男 田口常正 白藤純嗣 犬石嘉雄	CdTeγ線検出器の試作とその特性	第38回応用物理学会学術講演会（岡山・岡山大学）	´77.10. 1
庄司忠良 大羽克彦 平舘幸男	γ線検出器用CdTeの特性評価	第39回応用物理学会学術講演会（東大阪・近畿大学）	´78.11. 3
庄司忠良 大羽克彦 平舘幸男 田口常正	CdTe, Si放射線検出器のγ線照射効果の比較	第26回応用物理学関係連合講演会（東京・学習院大学）	´79. 3.30
庄司忠良 大羽克彦 田口常正 大川淳 平舘幸男	放射線検出器用CdTeの結晶評価（II）	第40回応用物理学会学術講演会（札幌・北海道大学）	´79. 9.30
庄司忠良 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男 末廣輝男	Si(Li)放射線検出器の製作および特性	昭和54年度電気関係学会東北支部連合大会（秋田・秋田大学）	´79.10. 6
大羽克彦 庄司忠良 伊藤奨 平舘幸男	Au-Si表面障壁型放射線検出器の特性	昭和54年度電気関係学会東北支部連合大会（秋田・秋田大学）	´79.10. 6
大羽克彦 庄司忠良 伊藤奨 平舘幸男	Au-Si表面障壁型放射線検出器の厚さ測定と損傷	第27回応用物理学関係連合講演会　（甲府・山梨大学）	´80. 4. 3
大羽克彦 庄司忠良 伊藤奨 平舘幸男	Au-Si表面障壁型放射線検出器の有効層の厚さ測定	昭和55年度電気関係東北支部連合大会（仙台・東北大学）	´80. 8.28
大羽克彦 庄司忠良 伊藤奨 平舘幸男	Au-Si表面障壁型放射線検出器への有効層内放射線損傷の影響	昭和55年度電気関係学会東北支部連合大会（仙台・東北大学	´80. 8.28
庄司忠良 大羽克彦 望月勝美 伊藤奨 平舘幸男	CdTe放射線検出器の製作	昭和55年度電気関係学会東北支部連合大会（仙台・東北大学）	´80. 8.28
大羽克彦 庄司忠良 伊藤奨 平舘幸男	Au-Si表面障壁型放射線検出器の放射線損傷	第41回応用物理学会学術講演会　（名古屋・名古屋工業大学）	´80.10.19
大羽克彦 庄司忠良 伊藤奨 平舘幸男	Au-Si表面障壁型放射線検出器の放射線損傷（II）	第28回応用物理学関係連合講演会　（東京・法政大学）	´81. 3.29
大羽克彦 庄司忠良 伊藤奨 平舘幸男	Au-Si表面障壁型放射線検出器の放射線照射によるC-V特性変化	昭和56年度電気関係学会東北支部連合大会（郡山・日本大学）	´81. 8.27

発表者	研究発表・学術講演題目	発表学会等の名称	年月日
庄司忠良 望月勝美 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男	CdTe放射線検出器のγ線照射効果	第29回応用物理学関係連合講演会(東京・東京理科大学)	´82. 4. 4
伊藤奨 大羽克彦 早坂至 古賀秀昭	Deep-Level Transient Spectroscopy 測定装置の製作	昭和57年度電気関係学会東北支部連合大会（多賀城・東北学院大学）	´82. 8.27
庄司忠良 望月勝美 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男	^{60}Co-γ線照射による高抵抗CdTeの損傷	第43回応用物理学会学術講演会　（福岡・九産大）	´82. 9.28
K. Ohba T. Shoji S. Ito Y. Hiratate	Degradation Characteristics of Au-Si Nuclear Detectors by a Few MeV Charged Particle Irradiation	1982 Nuclear Science Symposium (Washington, D.C., Shoreham Hotel)	´82.10.20
大羽克彦 庄司忠良 伊藤奨 平舘幸男	Au-Si表面障壁型放射線検出器の陽子照射による損傷分布	第30回応用物理学関係連合講演会　（千葉・千葉大学）	´83. 4. 7
庄司忠良 望月勝美 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男	CdTe放射線検出器の^{60}Co-γ線照射効果（II）	第30回応用物理学関係連合講演会　（千葉・千葉大学）	´83. 4. 7
S. Ito K. Ohba T. Shoji H. Koga Y. Hiratate	Gamma-Ray Irradiation Effects on the Rise Time of Au-Si Nuclear Detectors	1983 Nuclear Science Symposium (San Francisco, Sheraton－Palace Hotel)	´83.10.21
伊藤奨 早坂至 大羽克彦 庄司忠良 古賀秀昭 平舘幸男	γ線照射したAu-Si表面障壁型放射線検出器の応答立ち上がり時間	第31回応用物理学関係連合講演会　（川崎・明治大学）	´84. 3.31
伊藤奨 早坂至 大羽克彦 庄司忠良 古賀秀昭 平舘幸男	Au-Si放射線検出器立ち上がり時間の測定法	昭和59年度電気関係学会東北支部連合大会(米沢・山形大学)	´84. 8.31
K. Ohba T. Shoji H. Koga S. Ito Y. Hiratate	Annealing Effects on the Rise Time of Gamma-Ray Irradiated Au-Si Nuclear Detectors	1984 Nuclear Science Symposium (Florida, Sheraton-Twin Towers)	´84.11. 1
大羽克彦 庄司忠良 古賀秀昭 伊藤奨 平舘幸男	γ線照射したAu-Si表面障壁型放射線検出器の熱処理効果	第32回応用物理学関係連合講演会(東京・青山学院大学)	´85. 3.30
庄司忠良 望月勝美 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男	CdTe放射線検出器の応答立ち上がり時間	第32回応用物理学関係連合講演会(東京・青山学院大学)	´85. 3.31

発表者	研究発表・学術講演題目	発表学会等の名称	年月日
庄司忠良 望月勝美 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男	^{60}Co-γ線照射によるCdTe放射線検出器の立ち上がり時間変化	第22回理工学における同位元素研究発表会(東京・国立教育会館)	'85. 7. 2
庄司忠良 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男 望月勝美 増本剛	CdTe γ線検出器の特性	昭和60年度電気関係学会東北支部連合大会(仙台・東北工業大学)	'85. 8.30
大羽克彦 早坂至 庄司忠良 古賀秀昭 伊藤奨 平舘幸男	γ線照射したAu-Si表面障壁型放射線検出器のアニーリング回復効果	昭和60年度電気関係学会東北支部連合大会(仙台・東北工業大学)	'85. 8.30
大羽克彦 平舘幸男 田口常正 平木昭夫	CdTeのフォトルミネッセンスとHg熱処理効果	昭和60年度電気関係学会東北支部連合大会(仙台・東北工業大学)	'85. 8.30
K. Ohba T. Shoji H. Koga S. Ito Y. Hiratate	Annealing Effects on Gamma-Ray Irradiated Au−Si Nuclear Detectors	3rd International Symposium on Radiation Phyics (Ferrara, Universita di Ferrara)	'85.10. 3
T. Shoji K. Mochizuki K. Ohba S. Ito Y. Hiratate	Gamma Ray Irradiation Effect on CdTe Radiation Detectors	3rd International Symposium on Radiation Physics (Ferrara, Universita di Ferrara)	'85.10. 3
田口常正 川野敏史 寺田敏之 大羽克彦 平木昭夫	$Cd_xHg_{1-x}Te$の表面・界面の物性	第116回 日本学術振興会光電相互変換第125委員会(東京・広済会館)	'85.12.16
大羽克彦 川野敏史 吹田宗義 田口常正 平木昭夫	CdTeのHg処理効果とCdTe, CdHgTeの表面酸化過程	電子通信学会半導体・トランジスタ研究会 (京都・京都大学)	'86. 3.12
大羽克彦 平舘幸男 田口常正 平木昭夫	CdTe：Hgのフォトルミネッセンス	第33回応用物理学関係連合講演会 (千葉・日本大学生産工学部)	'86. 4. 3
庄司忠良 望月勝美 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男	Cl添加CdTe単結晶成長とPLによる結晶評価	第33回応用物理学関係連合講演会 (千葉・日本大学生産工学部)	'86. 4. 3
庄司忠良 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男	放射線検出器用CdTe結晶の評価	昭和61年度電気関係学会東北支部連合大会(盛岡・岩手大学)	'86. 8.29
庄司忠良 大羽克彦 伊藤奨 平舘幸男	不純物を添加したCdTe結晶のPL評価	第47回応用物理学会学術講演会(札幌・北海道大学)	'86. 9.29
大羽克彦 平舘幸男 田口常正 平木昭夫	CdTe：Hgのフォトルミネッセンス (II)	第47回応用物理学会学術講演会(札幌・北海道大学)	'86. 9.29

No. 4

発表者	研究発表・学術講演題目	発表学会等の名称	年月日
大羽克彦 平舘幸男 田口常正 平木昭夫	CdTe：Hgのフォトルミネッセンス（Ⅲ）	第34回応用物理学関係連合講演会（東京・早稲田大学）	´87. 3.31
K. Ohba Y. Hiratate T. Taguchi A. Hiraki	Purification Effects on CdTe by Annealing in Hg	6th International Workshop on Compound Semiconductors for R.T. X-Ray and Nuclear Detectors (Davos, Switzerland)	´87. 9.15
大羽克彦 平舘幸男 田口常正 小野寺力 平木昭夫	MOCVD成長薄膜CdTeのHg処理効果	第49回応用物理学会学術講演会（富山・富山大学）	´88.10. 4
大羽克彦 平舘幸男 田口常正 小野寺力 平木昭夫	MOCVD成長薄膜CdTeのHg処理効果（Ⅱ）	第36回応用物理学関係連合講演会　（千葉・千葉大学）	´89. 4. 2
K. Ohba C. Onodera T. Taguchi Y. Hiratate A. Hiraki	Effect of Hg Annealing on Defects in CdTe Grown on GaAs Substrate	The International Conference on the Science and Technology of Defect Control in Semiconductors (Yokohama, Japan)	´89. 9.21
大羽克彦 平舘幸男 田口常正 小野寺力 平木昭夫	MOCVD成長薄膜CdTeのHg処理効果（Ⅲ）	第50回　応用物理学会学術講演会（福岡・福岡工業大学）	´89. 9.27