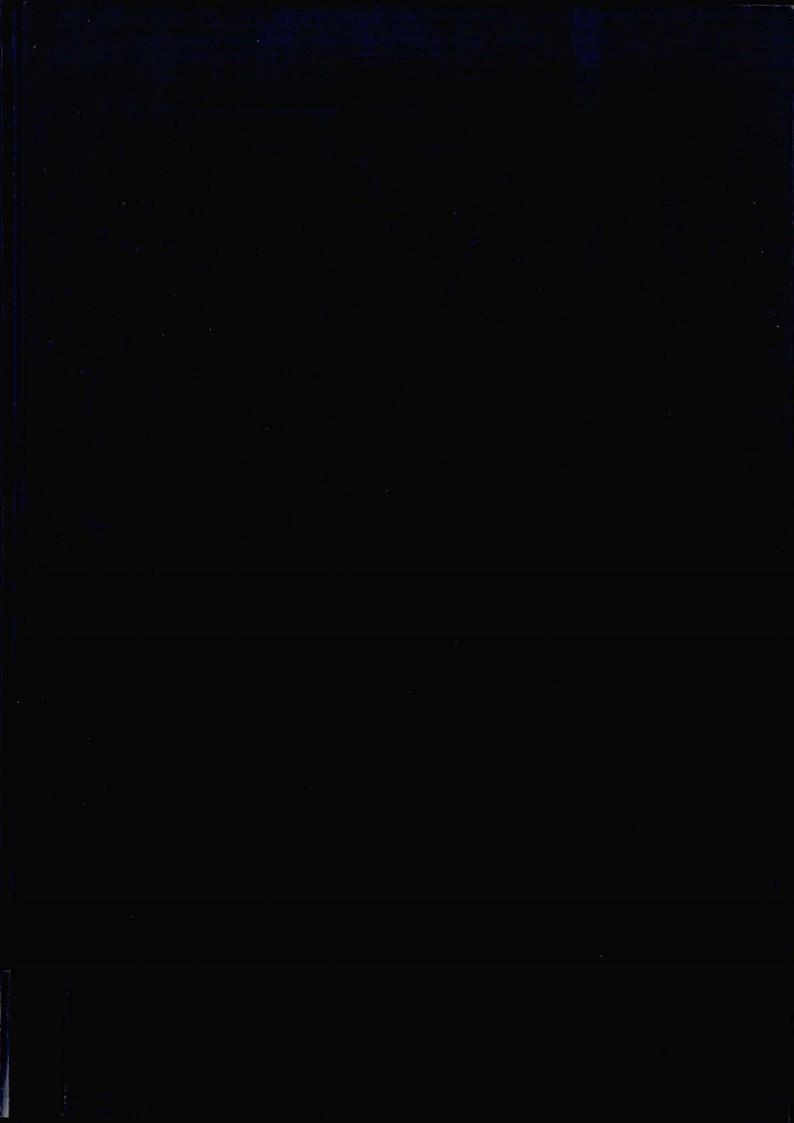


Title	後方散乱法によるイオン注入原子の格子位置に関する 研究
Author(s)	高井, 幹夫
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/24557
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University



後方散乱法による イオン注入原子の格子位置に関する研究

昭和51年 2月

高井幹夫

後方散乱法による イオン注入原子の格子位置に関する研究

内容梗概

本論文は、筆着が大阪大学大学院基礎工学研究科物理系電気工学分野専攻博士課程在学中、難波研究室で行なった「後才散乱法によるイオン注入原子の格子位置に関する研究」の成果とまとめたものであり、本文6章と謝辞とにより構成されている。

才1章 序 論

本章では、高エネルギー荷電性子のチャネリング効果と後え散乱の応用研究を中心としてイオン注入の歴史的発展を顧み、半導体へのイオン注入に関する研究対象の概略について述べ、本研究の位置づけを行なる。 さらに、化合物半導体であるがりウム 欧素中の注入 麻子の格子位置に関する研究の重要性について述べ、本研究の目的を明確にする。

キュ章 高ェネルギー へりウムイオン の後う散乱 窓とチャネリング効果

本章では、オる章・オ4章の曳験結果を解析ある が理解するるえで必要な、後方散乱法の原理とチャネリング効果の理論を概談する。とくに、後え散乱法の特徴である定量性とチャネリング効果により決定できる格子位置に関して詳述する。

オ3章 試料作成为よび実験装置

本章では、まず、イオン注入装置とこれによる試料作成の過程を述べる。っかに、本研究の中心である後方散乱装置について述べる。とくに、おらたに大阪大学理学部原子核共同研究施設に設置した後方散乱装置について詳述する。

オ4章 イオン注入による格子 欠陥

イオン注入法により不純物原子 2半導体結晶中に添加すると、注入層には多量の格子欠陥が生じるが、注入原子の格子位置を決定するためには、注入層が結晶性を保っていることが必要である。この観点より、本章では、イオン注入によりがりウム砒素結晶中に生じる格子欠陥量をチャネリング効果と後方散乱法により定量的に測定した結果について述べる。

サ5章 注入原子の格子位置

イオン注入により添加した不純物原子は、熱拡散などの熱平衡過程により添加した原子の占める位置と与める可能性がある。また、イオン注入法を不純物添加法として用いるためには、注入した不純物原子の占める位置を詳しく知る必要がある。以上の観点より、本章では、かりウム献素に注入したテルルとカドミウムの格子位置をハリウムイオンのチャネリング効果と後方散乱法を用いて定量的に測定した結果について述べる。

とくに、注入原子の格子位置は注入温度に大きく依存し、室温で注入したテルル・カドミウムは、800℃の焼飽後も正規の置換位置を占めず、置換位置より0.3Å~0.8Å程度変位した位置を占めること、高濃度イオン注入の場合でも注入原子が置換位置を占める臨界注入

温度が100℃~200℃の間にあり、200℃~300℃で高温注入すれば、注入しただけの状態で~80%以上のテルル、カドミウムが置換位置と占めること等について評益し、高温注入が有効であることを結論する。 また、ヤチ章で示した格子欠陥の特性と格子位置との関連についても言及する。

オ6章 結 論 オ5車までの研究成果を総括し、本研究の結論を 述べる。

才丨章	序	•	論	-				•		1
	蓉	考文	部		•			· · · · · ·		
才 2 章	ェ高 なチャン				ሶ 4	٠ ٦	オン	の後方	散乱	去 8
オ2・1 質	? 1 3	计方式	大乱进	i	• .					
2 ·1·1	馬 3	. n 5	定と	定量	性					9
2.1.7	深さ	ने र्द	1の定	量性	Ė					12
₹2·2街	4	ャネ	') >	7" 汶	用果				•	
2.2.	1 4+3	・リン	ブ の	是是	角と	4 最	小散	記量		18
2.2.2	品称	自格子	- の対	称性	Eとが	各子	位置			24
	粉	考文	(献)	¥, +			•		•	
≯ る章	米 括	十1年 成	£ 'Æ'	が真	、験技	是置				29
才3·1 節	イオ	ン 注	入 に	\$ 3	*酒	半作	成			29
★3·2節	後方	话婧	. 茏 置	•						32
*3·3 節	液点	有析	きると	エネ	ルサ	F" —	分解	á を ・		3 r
	***************************************	考文	献			٠,				
≯ 4章	イオ	· y 窍	上人に	€ 1	格	子欠	階			45
<u> </u>	مذر	=								•

才4·2節	実験	入	法							ě							46
₹4·3 静	無無	結·	果	お	\$	v	考	察									50
4.3.1	室湿	注	ኢ	1=	2	る	格	<u>3</u> -	Þ	陷	^	生	53%				50
4.32	格子	友	羽員	量	9	湒	ゝ	温	度	体	存	性					54
4.3.3	格子	欠:	B ₁ B	Ø	等	時	間	火来	金	特	中生						62
4.3.4	基板	表	Ē	租	灰	变	1Ľ				* **				•		67
料·4節		貓			富								• . • .				70
		参	考	文	献	•										•	
オラ章	注入	泵	3 -	9	格	} -	位	置									75
オ5·1節	犞	alle.									. *						
₹5·2時	格子	位	置	5	有	幸	, Ø	圭	λ	湿	度	依	存	性			
5.2.1	東殿	ঠ	汥											•			77
5.2.2	実,験	結.	果	あ	2	U "	考	察		•							
5,22,	里	温	洼	入	۷	呥	畤	PA	焼	砂	特性	生	-	. •			79.
52.2	2 高	温	注	አ	9	坟力	果		-			•				•	83
5.2.2	.3 =	重	注	ኢ	9	郊	果			•		•				•	88
5.2.3		穑		E .						•							93
オロ・3節	たえ	列	z	ij.	n	黎 :	位								·		94

	5·3·l	東縣	え	茎		,								-			94
	5-3-2	実験	統	果	ぁ	\$	v	· 考	察					*.	,	•	96
	\$-3-2-1	\$	温	注	λ	ι	T =	原	3 -	တ	变	位					
	5-3-2-2	高	温	注	ኢ	2	刻	果				-					99
	5 -3-3		統	i						. • •							105
			参	考	文	煵	•						*.				
* (5 章	•		命	,		言信	ĵ			. V						109
謝	辞			•													

第1章 序 論

加速されたイオンと固体標的との相互作用に関する研究の歴史は古く、1910年代のRutherfordによるアルファ粒子の散乱に関する研究から始まった。また、イオンの固体標的内でのエネルギー損失に関する研究は、1940年代に Bohrにより始められたが、2、非晶質標的内でのイオンのエネルギー 根失と 飛程に関する正確な記述は、1963年頃に Lindhard 達によりはじめて成し遂げられた。3)

いっぽう,結晶構成原子の配列オ向にイオンピームが入射したときに起きる異常透過現象をチャネリングと呼ぶが、この概念は、1912年頃、ドイツの Stark により提唱されたが、実際に確められたのは、1960年代に入ってからである。

このように、イオンと国体の相互作用に関しては、 古くから研究が存されているが、その応用がなされる ようになったのは、原子核物理の分野以外では、ごく 最近のことである。

イオン注入法は、原子や分子をイオン化し、数keVから数 100 KeV に加速して固体内部に注入するというイオンピームの応用技術の一つであり、シリコンのMOS ICセバイポーラトランジスタの高周波特性向上などに成果を上げ、現在では、重要な半導体制造技術の一つとして定着している5.60 このる弦のむもな特長としては、

- 1) 不統物の添加量、深て分布を注入量、注入エネルギーにより電気的にきわめて正確に制御できること。
- 2)熱平衡条件に支配されなりため、不絶物と半導体の組合わせが自由にできること。
- 3)マスク材料の化学的性質に関係なく, マスクを 越して不能物を添加できるとと。
- 4)熱処理温度が熱拡散法などと必べて他いこと。などがある。5,6)

羊葉体へのイオン注入の基礎研究としては,7~14)

- り注入イオンの発程に関する研究
- 2)注入原子の格子位置に関する研究
- 3)注入屋の格子欠陥に関する研究
- 4)注入層の良気的かよが光学的特性に関する研究などがある。 本輪文では、2)と3)を中心として行なった結果について報告する。

1967年に、Davies連は、ヘリウムイオンのチャネリング効果を併用した後才散記法による直接的測定手段により、シリコン中の匹旋、下族の不能物原子の格子位置とイオン注入により発生する格子欠陥量をはじめて明らかにした。 こらに、後者散記法によるシリコン中の注入不統物原子と格子欠陥に関する勢力的な研究により、注入層の電気特性との関連が明られとなり、現在では、シリコンへのイオン注入がほぼ実用の域に入っている。

かりウム配素に関するイオン注入の研究は、1967年頃より注入層の電気特性を中心として行なれれてきたでの42)例えば、HunspergerやMarshによる正族原子の注入などの報告があるが、いまた"に注入効果に関する明確な決論は得られていなり。この理由としては、化侵物半導体特有のことではあるが、その構成原子の種類が複数であるため注入により発生する格子欠陥や注入不能物原子の挙動が複雑であることなどが考えられる。25~34)

本論文は、ヘリウムイオンの後え散乱法により検出でき、がりウム配素中でドナー・アクセプター として働くテルルとカドミウムをがりウム配素にイオン注入し、テルルとカドミウムの格子位是とイオン注入により発生した格子欠陥を後え散乱法により定量的に測定し、以下に述べる2点を目的としている。

イオン注入法では、非熱平衡過程で不純物を添加するため、注入不純物原子は勿要の格子欠陥を作るだけでなく、熱処理後にかりてさえ熱抗散法の場合とは果なった格子位置を占める可能性がある。 徒って、第1の目的は、格子位置与有率の注入温度依存性と熱

焼鈍特性を調がることにより、注入原子の挙動を明らかにし、高濃度でもテルル、カドミウムが罡頓位置を もめる条件を明らかにすることである。

第2の目的は、イオン注入により発生した格子欠陥の数と発生条件を定量的に明らかにし、 格子欠陥の注入温度依存性、 焼艶特性を調べることにより、最終的に欠陥置を少なくできる条件を見出すことである。

本研究では、In2MeVのヘリウムイオンの後者散乱法を用りて、注入不能物原子の格子位置をの1点の精度で調べることにより、これまでがリウム砒素の注入層に関して行なわれてまた電気的測定、光学的測定、X線や配子線による測定などでは得られなかった新しい知見を明らかにすることを目的としている。

以下,本文の内容を各章毎に略述する。 第2章では,本研究の中心である後才散乱法の原理と チャネリング効果の理論につけて概説し、後才散乱法 の特長である定量性,チャネリング効果を特徴づける 臨界角かよび最小散乱量につけて述べ、このオ法により決定できる格子位告につけて書及する。

第3章では、イオン注入による試料作成法とイオン注入装置の構成、特徴がよび後方散乱測定装置の構成について述べ、本研究で使用した後方散乱測定装置の構成、特長、エネルギー分解能などについて言及する。

第5章では、格子位置占有率の注入温度依存性、熱燥鈍特性、二量注入の効果、注入原子の原子列よりの変位に対する高温注入の効果などについての研究結果を述べ、素子製作技術として高温注入法が有効であることを結論する。

第6章では、第5章までに得る人た結果を総括し、本研究の結論を述べる。

最後に、本研究を遂行するにあたり、種々の御指導、御協力をいただいたえ々への心からの感謝の意を述べる。

参考文献

- 1) E. Rutherford: Phil. Mag. 21 (1911) 669
- N. Bohr: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. <u>18</u> (1948)
 No.8
- 3) J. Lindhard, M. Scharff, and H.E. Shiøtt: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 (1963) No.14
- 4) J. Stark: Physik Zeits 13 (1912) 973
- 5) 難 波進編著:「イオン注入技術」(工業調査会,1975)
- 6) J.W. Mayer, L. Eriksson, and J.A. Davies: <u>Ion Implan-</u> tation in Semiconductors (Academic Press, New York, 1970)
- 7) R.S. Ohl: Bell Syst. Tech. J. 31 (1952) 104
- 8) J.A. Davies, J.Friesen, and J.D. McIntyre: Canad. J. Chem. 38 (1960) 1526
- J.A. Davies, F. Brown, and M. McCargo: Canad. J. Phys.41 (1963) 829
- 10) G.R. Piercy, F. Brown, J.A. Davies, and M. McCargo: Phys. Rev. Letters 10 (1963) 399
- 11) R.S. Nelson and M.W. Thompson: Phil. Mag. 8 (1963)1677
- 12) H.O. Lutz and R. Sizmann: Phys. Letters <u>5</u> (1963) 113
- 13) M.J. Robinson and O.S. Oen: Phys. Rev. <u>132</u> (1963) 2385
- 14) J. Lindhard: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. <u>34</u> (1965) No.14
- 15) J.A. Davies, J. Denhartog, L. Eriksson, and J.W. Mayer: Canad. J. Phys. <u>45</u> (1967) 4053
- 16) J.W. Mayer, L. Eriksson, S.T. Picraux, and J.A. Davies: Canad. J. Phys. 46 (1968) 663
- 17) L. Eriksson, J.A. Davies, N.G.E. Johansson, and J.W. Mayer: J. Appl. Phys. 40 (1969) 842
- 18) J.C. North and W.M. Gibson: Rad. Effects $\underline{6}$ (1970) 199

- 19) W.M. Gibson, F.W. Martin, R. Stensgaard, F.P. Jensen, N.I. Meyer, G. Golster, A. Johansen, and J.S. Olsen: Can. J. Phys. 46 (1968) 675
- 20) J.W. Mayer, O.J. Marsh, R. Mankarious, and R. Bower: J. Appl. Phys. 38 (1967) 1975
- 21) R.G. Hunsperger and O.J. Marsh: J. Electrochem. Soc.

 116 (1969) 488; Metall. Trans. 1 (1970) 603;

 European Conf. on Ion-Implantation (Gordon Breach,
 England, 1970) p.247
- 22) J.D. Sansbury and J.F. Gibbons: Appl. Phys. Letters

 14 (1969) 311; European Conf. on Ion Implantation
 (Gordon Breach, England, 1970) p.253
- 23) A.G. Foyt, J.P. Donnely, and W.T. Lindley: Appl. Phys. Letters 14 (1969) 372
- 24) F.H. Eisen, J.S. Harris, B. Welch, R.D. Pashley,
 D. Sigurd, and J.W. Mayer: <u>Ion Implantation in Semi-conductors and Other Materials</u>, ed. B.L. Crowder
 (Plenum, New York, 1973) p.631
- 25) R. Heckingbottom and T. Ambridge: Rad. Effects 17 (1973) 31
- 26) C.Y. Lou and G.A. Somorja: J. Chem. Phys. <u>55</u> (1971) 4554
- 27) J. Gyulai, J.W. Mayer, and I.V. Mitchell: Appl. Phys. Letters 17 (1970) 332
- 28) J.S. Harris and F.H. Eisen: <u>European Conf. on Ion</u>
 Implantation (Gordon Breach, England, 1970) p.439
- 29) J.E. Westmoreland, O.J. Marsh, and R.G. Hunsperger: Rad. Effects 5 (1970) 245
- 30) G. Carter, W.A. Grant, J.D. Haskell, and G.A. Stephens:

 <u>European Conf. on Ion Implantation</u> (Gordon Breach,

 England, 1970) p.261
- 31) J.L. Whitton and G.R. Bellavance: Rad. Effects 9 (1971) 127
- 32) W.H. Weisenberger, S.T. Picraux, and F.L. Vook: Rad. Effects 9 (1971) 121

- 33) F.L. Vook and S.T. Picraux: <u>Ion Implantation in Semiconductors</u>, ed. I. Ruge and J. Graul (Springer Verlag, Berlin, 1971) p.141
- 34) A. Guivarch, P.N. Favennec, and G.P. Pelous: Radiation Damage and Defects in Solids, (The Institute of Physics, London, 1973) p.429
- 35) K. Gamo, M. Takai, K. Masuda, and S. Namba: Proc. 4th Conf. Solid State Devices (Tokyo, 1972) J. Japan. Soc. Appl. Phys. 42 (1973) Suppl., p.130
- 36) M. Takai, K. Gamo, K. Masuda, and S. Namba: Japan.
 J. Appl. Phys. <u>12</u> (1973) 1926; Japan. J. Appl. Phys.
 14 (1975) 1935
- 37) K. Gamo, M. Takai, M.S. Lin, K. Masuda, and S. Namba:

 <u>Ion Implantation in Semiconductors</u>, ed. S. Namba
 (Plenum, New York, 1975) p.35
- 38) R. Bicknell, P.L.F. Hemment, E.C. Bell, and J.E. Tansey: Phys. Stat. Solid: (a)12 (1972) K9
- 39) J.S. Harris, F.H. Eisen, B. Welch, J.D. Haskell, R.D. Pashley, and J.W. Mayer: Appl. Phys. Letters 21 (1972) 601
- 40) G. Ilic, G.T. Ewan, and J.L. Whitton: Rad. Effects 18, (1973) 47
- 41) T.G. Finstad, S.I. Andersen, and T. Olsen: Phys. Stat. Solidi (a) <u>25</u> (1974) 515
- 42) E.C. Bell, A.E. Glaccum, P.L.F. Hemment, and B.J. Sealy: Rad. Effects 22 (1974) 253

第 2 章

高エネルギーへりウムイオンの後な散乱法と チャネリング効果

第2.1 節 後方散乱法

HeV程度の高エネルギーに加速されたヘリウムイ オンを固体に照射すると、ヘリウムイオンの一部は、 固体構成原子と衝突して散乱を受ける。このとき、 散乱角が90°以上の場合と後方散乱と呼び,この後才散 乱粒子のエネルギー 分析を行なうことにより,標的原 子の種類かよび固体表面からの深工分布を知ることが できる! この方法は、後方散乱法と呼ばれ、過去20 年来実験原子核物理の分野で介析方法の一手段として 用いるれてもた確立された方法であるが,半導体表面 屋の研究手段として使用よれるに至ったのは, 最近数 年来のことである。 この原因の一つとしては、散乱 粒子の検出器として測定に長時間を必要とする電磁型 分析器に代わって、 非常に短時間で測定できる半導体 検出器 が用いられるようになったことが考えられる? この後才散乱法によれば、後に述べるチャネリング効 果と組み合わせることにより,

- (1) 不純物原子の種類(同皮)
- (2) 不純物原子の量およ心結晶表面からの深に分布
- (3) 不純物原子の結晶格子中での位置の量的情報(格子位置占有率)
- (4)結晶基板中の格子欠陥の量 およ び深さ 分布

などを直接的に、しかも、非破壊的に知ることかできる。 ここでは、後を散乱法の特徴である定量性を中心としてその原理について述べる。4-6)

2.1.1 原子の同定と定量性

MeV程度に加速せれたヘリウムイオンの散乱は, 標的原子核とヘリウムイオンの原子核との間の1-ロ ン反発力によるものであり、 その過程は、Rutherford散 私の理論により記述される。 すなわち,入射イオンの 標的原子核への最近按距離が近似的に 核半径の和

$$\sim 1.2 \left(A_1^{V_3} + A_2^{V_3} \right) \text{ fermit}$$
 (2.1)

Ai 入射イオンの質量数 Az: 標的原子の質量軟

よりもたきいとまで、核力なよが粒子のスピンの影響 は考えなくともよく、入射イオンかよが標的核の大き こと無視して、それぞれ質量ル、M.魔荷 Zie, Zieの 点魔術とみなせる。 まるに、1~2 HeV程度の1 ウムイオンに対しては、『非相対論的取り扱いができる。 いま、入射イオンのエネルギーをEo,入射イオンかよび 標的原子の質量をそれぞれぬ,M,実験室系の散乱角 $E\theta$ とすれば、 固体表面で1回の弾性衝突をし、 θ の角度で散乱される粒子のエネルギーEは,

$$E = K \cdot E_{p} \qquad (2 \cdot 2)$$

で与えるれる。 ここで Kは、エネルギー保存則と運 動量保存則により決する運動力学因子であり,

$$K = \left[\frac{m \cdot \cos\theta + \sqrt{M^2 - (m \cdot \sin\theta)^2}}{m + M}\right]^2$$
 (2.3)

で表わせる4) 例えば、入射イオンセハリウムイオ火(性) とし、 散乱角を150°とすれば、 かりウム (Ga)、 放素(As)、 カドミウム(Cd)、テルル(Te) に対して Kの値は、それ それ、0.8069、0.8191、0.8755、0.8895 となり H か大き * 1 fermi = 10-5A

11程1に近かくことがわかる。 また, (2·2), (2·3)式より, 散乱粒子のエネルギー分析を行なることにより, 固体表面の原子の同定が可能であることがわかる。 固体内部の場合については 2·1·2 で述べる。

いま、入射イオンの総量をQ, 単位深ての標的係。 子濃度を NdX, 検出器の立体角をΩとすれば、検出粒子散Hは、

$$H = Q \cdot \sigma \cdot \Omega \cdot N dX \qquad (2.4)$$

で与えるれる。ここでのはRutherfordの微分断面積で散乱確率を表わす。 標的原子の反跳を考慮した実験室系の微分断面積は、入射イオンかよが標的原子の原子番号、質量をそれぞれる、Rind、 素配荷を色とすれば、

$$\sigma' = \left(\frac{e^2 z_1 z_2}{2 E_0 \sin^2 \theta}\right)^2 \frac{\left|\cos \theta + \sqrt{1 - \left[\left(\frac{m}{M}\right) \sin \theta\right]^2}\right|}{\sqrt{1 - \left[\left(\frac{m}{M}\right) \sin \theta\right]^2}}$$

(2,2)

で与えられる。 ここで,

$$\left(\frac{e^2}{2 E_0}\right)^2 = 5.184 \times 10^{-27} \left(\frac{1}{E_0 (MeV)}\right)^2$$

でまるから,

$$\sigma = 5.184 \times 10^{-3} \left(\frac{2.2}{E_o(MeV)} \right)^2 \frac{\left| \cos \theta + \sqrt{1 - \left[(m/M) \sin \theta \right]^2} \right|^2}{\sqrt{1 - \left[(m/M) \sin \theta \right]^2}}$$
(barns) (2.6)

				E. (HeV')
	ጀ,	М	0.8	1.5	1.8
N	7	14.01	.3926	.1117	.07757
0	8	16.00	.5317	.1512	. 1050
Si	14	28,09	1.758	.5003	. 3475
Ha	31	69.72	8,888	2,528	1.755
As	33	74,92	10.08	2.867	1.990
લ	48	112,4	21.38	6.082	4,224
Te	52	127.6	25,10	7,142	4.960
Ta	73	181.0	49,52	14.09	9,782
Au	79	197.0	58.00	16.50	11.46

 $Z_1 = 2$, M = 4, $\theta = 150^{\circ}$, 6 (barns)

表2-1 微分散礼断面積の計算値

2.1.2 深ま方向の定量性

2.1.1.では、国体表面で散むした粒子のエスルギー
分析を行なることにより表面の原子の同定かよが定量
かできることについて述べたが、ここでは団体内部で
の散む、つまり深ま方向の情報について述べる。

11ま、国体表面より Xの深さの所で弾性衝突し、 散乱角 B で散乱はれる粒子につけて考える。(図2-1) 入射粒子の速度が標的原子核のまれりの魔子の軌道運動の速度以上の場合には、入射粒子は核外魔子を励起してエネルギーを失って進む。(図2-1) これを非弾性散乱と呼ぶか、入射粒子の隙量に対して魔子の隙量が非常に小さいため、粒子の進行方向はほとんど変化せず、エネルギーだけ失う。 図2-1 で、X まで進んだ粗子のエネルギーをELとすれば、

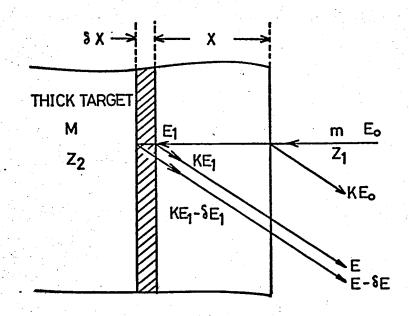
$$E_1 = E_0 - \int_0^X \frac{dE}{dx} dt \qquad (2.7)$$

である。ここで、 毎は阻止能と呼ばれ入射粒子が 単位距離を進む間に失う エネルギーで表わず。 メで弾性衝突し、日の角度で散乱した粒子のエネルギーは、

$$E = \kappa E_1 - \int_0^{x/(\cos \theta)} \frac{dE}{dx} dt$$
 (2.8)

x 13 31)

*例えば、 Bohrモデルによれば、核外属子の最大軌道 運動速度は、原子番号を足とすれば、



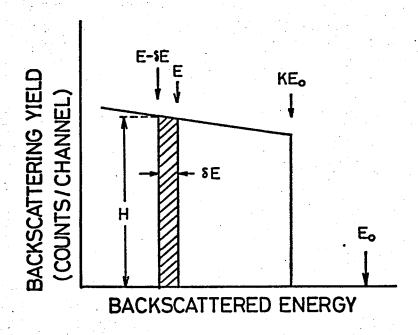


图 2-1 後才散乱原理区

袋が急激に変化しないと仮定すれば,り2)

$$E = K(E_0 - X \frac{dE}{dX}|_{E'}) - \frac{X}{(\cos\theta)} \frac{dE}{dX}|_{E''}$$
 (2.9)

 $E_0 \le E' \le E_1$, $\kappa E_1 \le E'' \le E$ $\geq \uparrow \uparrow \uparrow \uparrow$, $E'' = E_0$, $E'' = KE_1$

と近似して.

$$E = K E_0 - X \left[K \frac{dE}{dX} \Big|_{E_0} + \frac{1}{|\cos\theta|} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_1} \right]$$
 (2.10)

$$= K E_0 - X [S]$$
 (2.11)

を得る。 [S] は、後才散乱のエネルギー損失因子またけ[S]因子と呼ばれ、固体表面より約500分までは一定として取扱える。 例えば、かりウム 松奉中の [S] 因子の位と表 2-2 に示す。

(2.11) 7"

DE = KE. - E

ዾ 차 け ば,

$$X = AE / [S]$$
 (2.12)

となり後方散乱粒子のエネルギー差より深まの情報が得られることかわかる。 深土×の所からの後方散乱粒子検出敬は、(2·4)、(2·/2) ポより、

$$H = Q \cdot G \cdot \Omega \cdot N \cdot \delta X = Q G \Omega N \frac{\delta E}{LS!}$$
(counts/channel)

ここで、 SE は多重波高分析器の14+ネルまたりのエネルギー設定値である。 × が厚いときには、 かに反跳補正を行なって、

$$\sigma'(E) = \sigma(E_0) (E_0/E)^2 \qquad (2.14)$$

上月350

表2-2 [S]因子計 单位 (4He on GraAs)

E.	0.8	1.5	1.8	(MeV)
['s]	71.2	68.1	<i>92</i> ′2	(eV/A)
[5]*	62.3	59.8	57.6	(e¼)

* チャネリング入射時の[s] 因子で

$$\mathbb{L}SJ^* = K \frac{dE}{dX}\Big|_{E_0}^* + \frac{1}{|\cos\theta|} \frac{dE}{dX}\Big|_{KE_0}^*$$

$$\frac{dE}{dX}\Big|_{E_0}^* = 0.7 \frac{dE}{dX}\Big|_{E_0}^*$$

$$2 \overrightarrow{d} 3 \cdot (\theta = 150^\circ), \quad dE^{(12)}_{E_0}$$

次にイオン 海入原子の 定量について 芳える。 後 オ散記法により検出できる 半導体中の不 郷物 は、(2·2)(2·3) 式よりわかるように半導体構成原子の 領量より 重 い原子に限られる。

いま、後え散むスペクトル(因 2-2)中の不純物ピークの面積をAimp、半導体基板のスペクトルの高さEH(counts/ch,)とすれば、

$$A_{imp} = Q \Omega \bigcap_{imp} N_{imp}$$

$$H_{host} = Q \Omega \bigcap_{host} N_{host} \frac{SE}{[S]_{host}}$$
(2.16)

^{**}原子核反応,原子核失鳴,特性 X 線励起を用いると とによりこれ以外の原子についても被出でまる。13)

となり, 不発物原子の濃度 Nimp.(/cm²)は,

$$N_{imp} = \frac{A_{imp}}{H_{host}} \frac{\sigma_{host}}{\sigma_{imp}} \cdot \frac{\delta E}{[S]_{host}}$$
(2.18)

と求まる。

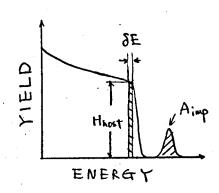


図 2-2 後方散乱スペクトル

ここで、標的原子の質量が大きりとまには、

$$\frac{\mathcal{O}_{host}}{\mathcal{O}_{imp}} \sim \left(\frac{z_h}{z_i}\right)^2 (2.19)$$

の近似かできる。 (2~18) 式でわかるように、実験中の Q, Qの正確 な較正をしなくとも基板原子濃度と微分断面積を

用いることにより不純物原子の定量ができる。

次に、化合物の租成決定法について 考える。 いま、化合物の構成原子をでれ ぞれ A, Bとすると、 (2.15)式より

$$A_A = Q \Omega G_A N_A$$
 , $A_B = \Omega \Omega G_B N_B$

となる。 これより 組成以は,

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{A_A}{A_B} \cdot \frac{\sigma_B}{\sigma_A}$$
 (2.20)

米このとき、不秘物原子の濃度は[S]hostに大きな影響 を与えない程度 (SIOT ATOMIC fraction)に限る。 と東まる。 一年, (2・13) 式より

$$H_A = Q G_A \Omega N_A \frac{\int E}{Ls} \int_{AB}^{A} (2.21)$$

$$H_{B} = Q \circ_{B}^{\prime} \Omega N_{B} \frac{\delta E}{[S]_{AB}^{B}}$$
 (2.22)

となる。(図2-3参照)

 $\Delta E_{A} = [S]_{AB}^{A} \cdot t$ $\Delta E_{B} = [S]_{AB}^{A} \cdot t$

ENER GY

きた, 化台物の厚土を七とす

$$\Delta E_{A} = [S]_{AB}^{A} \cdot t$$

$$\Delta E_{B} = [S]_{AB}^{B} \cdot t$$
(2.23)

となるから、組成以は,

图2-3 化启物の後3散 乱 スペクトル

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{H_A}{H_B} \cdot \frac{\sigma_B}{\sigma_A} \cdot \frac{\Delta E_A}{\Delta E_B}$$
(2.24)

と求ま 3。 ここで、 2元化合物の[S]因子は、

$$[S]_{AB}^{A} = K_{A} \frac{dE}{dX}\Big|_{E_{0}}^{AB} + \frac{1}{|\cos \sigma|} \frac{dE}{dX}\Big|_{K_{A}E_{0}}^{AB}$$
 (2.25)

$$[S]_{AB}^{B} = K_{B} \frac{dE}{dX}|_{E_{D}}^{AB} + \frac{1}{|\cos \theta|} \frac{dE}{dX}|_{K_{B}E_{b}}^{AB}$$
 (2.26)

である*

(2,20) 式 および(2,24) ずで示されるよろに、2元化 合物の組成は、後を散記スペクトルより直接求めること

* * 2元化合物のBB上能は、Bragg-Kleeman's rule いて次のように来める。 $\frac{dE}{dx}\Big|^{AB} = N \in = N_A \in_A + N_B \in_B$ 12.27)

第2.2節 4ャネリング効果

MeV程度に加速されたヘリウムイオンなどの高速荷配粒子が結晶構成原子の壁列方向に入射する際に起きる異常侵入をチャネリング列果と呼ぶが、この効果は結晶軸方向などの原子の整列方向*では、そうでない場合にないて入射荷電粒子の受けるエネルが一環がは、かないでのないでの結晶である。これが、原子核反応、特性×線励起などの結晶構成原子の核と近接相互作用を起こす過程にありては、収率の大幅な減少として観測される。この効果を用いるの大幅な減少として観測される。この効果を用いるの大幅な減少として観測される。この効果を用いるであるでは、不純物原子の結晶中でもる位置、結晶中の格子や附量、nuclear life time などを定量的に測定できる。

ここでは、チャネリング効果を特徴がける重要ないラX-9-である臨界角と最小散乱量について秘熱しチャネリング効果により決定できる不純物原子の格子位置について述べる。

2,2.1 チャネリングの臨界角と最小散乱量

MeV 程度に加速されたヘリウムイオンの de Broglie 液長は,

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 m E}} \simeq \frac{1.4 \times 10^{-4}}{\sqrt{E (HeV)}} \, (\mathring{A}) \quad (2.28)$$

程度となり結晶の格子間隔に以べて充分短かりため、回折現象を除外して、 原子ポテンシア 10中の粒子運動としてチャネリングを取り扱うことができる。

チャネリングしているイオンは、格子列構成原子によりなだらかな散乱を受けて偏向しながら進むが、Lindhard理論では、この偏向を原子列の平均ポテンシアUとイオンとの相互作用として取り扱っている。すなわら、彼は、個々の原子ポテンシャ以降強をイオンと

* 4ャネリッグ オ向と呼ぶ[©]* **ランダムオ何し無、秩序オ向)と呼ぶ。 原子列からの距離ドとに依存するポテンシャル降陸U(r)の連続ポテンシャルと考え、ポテンシャルとしてThomas Fermi 世を用りた。 つまり、イオンと原子との距離をRY1、

$$V(R) = \frac{z_1 z_2 e^2}{R} \% (R/a)$$

$$\% : Fermi 関称 (2 · 29)$$

$$a = 0.8853 \ a_0 (z_1^{1/3} + z_2^{1/3})^{-\frac{1}{2}} \%$$

として、早均ポテンシャルは原う間隔はで早均した

$$U(r) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} V(\sqrt{r^2 + z^2}) dz$$
 (2.30)

となる。 ここで、チャネルオ 向 足器 と する。 (2·29),(2·30) 式 より、 $U(r) = \frac{2.7.e^2}{d} \ln \left[\left(\frac{ca}{r} \right)^2 + 1 \right], C= \sqrt{3}$ (2·31)

となる。これをStandard potentialと呼ぶがらしれはトの値により次のように近似できる。

$$U(r) = \begin{cases} \frac{2 \cdot 2 \cdot e^2}{d} \left(\frac{C\lambda}{r}\right)^2 & (r > C\lambda) \\ \frac{2 \cdot 2 \cdot e^2}{d} \left(\frac{\pi \lambda}{2r}\right)^2 & (r = \lambda) \\ \frac{2 \cdot 2 \cdot e^2}{d} \ln \left(\frac{C\lambda}{r}\right)^2 & (r < \lambda) \end{cases}$$

以上のチャネリングに対するLindhardの連続近似の条件は、イオンの原子列近傍での許もしが原子列を構成する分数の原子によるものならば満たされる。 つまり、衝突時間はでの衝突距離が原子間隔 d より大きいことが必要である。 原子列への最近接距離を加、速度ひのチャネリングイオン 発跡 が原子列となす 角を中とすれば、

At $v\cos\phi = \frac{r_m}{v\sin\phi} v\cos\phi$

^{*} ao: Bohr 半径(0.529 Å) a: Thomas-Ferniの遮蔽距離

$$= r_{m} \frac{1}{\tan \psi}$$

$$\simeq \frac{r_{m}}{\psi} > d \qquad (2.35)$$

となる。 ーオ、最近特距離 Mid, チャネリングイオンの垂直オ向のエネルギー ELが原子列ポテンシアルと 等しくなったときである。 すなわち,

$$E_{\perp} = \bigcup (\Upsilon_{n}) - (2.36)$$

$$E_{\perp} = \frac{1}{2} m V_{\perp}^{2} = \frac{1}{2} m (V \sin \phi)^{2}$$

$$= E \sin^{2} \phi \simeq E \psi^{2} \qquad (2.37)$$

となるため、(2:36) 式は、

$$E_{-}\psi^{2} = U(Y_{m}) \qquad (2.38)$$

となる。 ゆえにチャネリングの条件は

ii) 16 I
$$\Rightarrow$$
 10 \Rightarrow 7" E < E' 7; 5, r > cd 7" (2.32), (2.35), (2.38) \Rightarrow 5"), ψ < $\psi_2 = \sqrt{\frac{C\lambda}{d\sqrt{2}}}\psi$, $\psi_1 > \frac{\lambda}{d}$ (2.40)

iii)
$$4 + 7 + 7 + 2 + 3 + 3 + (2.33), (2.35), (2.38)$$

$$4 < \frac{\pi^2}{3} = \left(\frac{\pi^2}{4d} + \frac{4^2}{3}\right)^{1/3}$$
(2.41)

2.78 3 .

* ひ」は、チャネルる向に対して垂直な速度成分

ゆえに, チャネリングの臨界角名は i),ii)の各領域に対して,

$$\psi_{\frac{1}{2}} = \alpha \psi_{1} = \alpha \sqrt{\frac{2 \, 8 \cdot 8 \cdot e^{2}}{\alpha \, E}}, \quad (\psi_{1} \leq \frac{\lambda}{\alpha}) \quad (2.42)$$

$$\psi_{\frac{1}{2}} = \alpha \psi_{2} = \alpha \sqrt{\frac{ca}{d\sqrt{2}}} \psi_{1}, \quad (\psi_{1} > \frac{a}{d}) \quad (2.43)$$

$$\psi_{\frac{1}{2}} = \alpha \psi_{3} = \alpha \left(\frac{\pi \lambda}{4 d} \psi_{1}^{2}\right)^{\gamma_{3}} \qquad (2.44)$$

と定する。 たた~し、 d は結晶の格子振動にする因子で、1~2の単数である。

以上の理論は軸チャネリングに関するものであり、結晶面に関してもチャネリング効果が起こるがここでは取り扱わなり。

MeV程度に加速せれた入りウムイオンのチャネリングは、 領域りにあたり、 胸界角の実験値は、 理論式(2·42)と良く一致することが示すれている。 例えばガリウム秘書での1~2 HeV へりウムイオ ンの関係角は、~1°程度である。 ここで重要なことは、 (2·31) ずの 連続がテンシャルが適用まれるため、チャネリングイオンは結晶格子列に対して遮蔽距離及以内に接近できないことである。 これより、チャネリングイオンに関しては、衝突係数が及より小さい後方散乱、原子核反応、 原子核共鳴、特性×線励起などでは、衝突が起こらないために大幅を収率の減少が生じることがわかる。

図2-4 にその一例として、後才散乱スペクトルに現れれたチャネリング効果を示す。 図2-4は、かりウム 砒素 単結晶 かるの後才 散むスペクトル で、横軸が散乱粒子エネルギー、 縦軸が散乱量を表わす。 入射イオンオ 向がランダムのときに以べて、 軸才向のとまの

^{*} 面チャネリングといる.*** Zi = 2, Zi = 32 (tHe on GaAs) a とき a = 0.14 Å

散記量がチャネリング効果により大幅に減っていることがわかる。 この様に、チャネリング効果を用いることにより、格子点より及以上変位した結晶基板原子や不純物原子を格子点に存在する原子と区別することができる(格子位を測定)。 また、(2·31)、(2·38)式よりチャネリングの臨界角を測定することにより、原アの格子点かるの変位量で、を決定することができる。

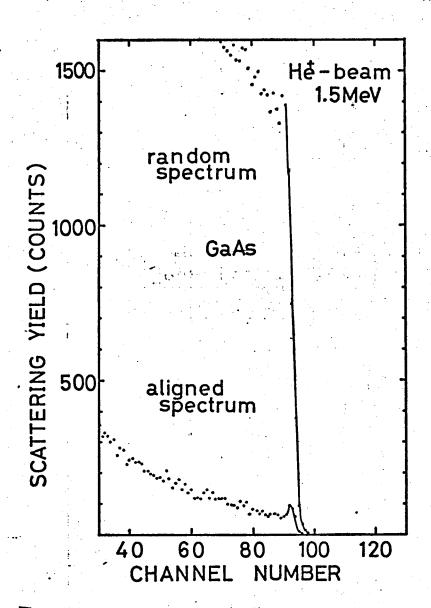


図2-4 ガリウム砒素単結晶の後を散乱スペクトル(チャネリングが果を示すー例)

結晶の表面近傍での最小散乱量 2mは, 4ャネルオ向に入射したイオンの後を散乱量Hc とランダムオ向の散乱量 Hrの火で,

$$\chi_{m} = H_{c}/H_{V} \qquad (2.45)$$

$$\chi_{m} = N \cdot d \cdot \pi r_{m}^{2} \qquad (246)$$

と表わせる。ここで、N、d はそれぞれ、単位体積中の原子の数、軸矛向の原子間隔であるから、Nd は表面原子密度を表わすことになる。 Lindhard は、Ymに寄午するものとして、格子の熱振動振幅 Uと遮蔽半径及を考え、

$$x_{\rm M} = \pi \left(u_{\rm L}^2 + a^2 \right) N d$$
 (2.47)

と表わした。 ただし、
$$u_{\perp}^{2} = (\frac{2}{3}) u^{2}$$
 (2.48)

グmの測定値は、(2、47)より計算した値より増大し、これが結晶表面層の酸化膜等の汚れによるものであることが報告されている。 また、(2、47) ポより、結晶構成原子が格子点より及以上変位したときには、 グm値で増大することがわかる。 これより、 グm値を測定することにより試料の結晶性を評価できることがわかる。

2·2·2 結晶格子の対称性と格子位置

2121 でチャネリング効果を特徴がける重要なパラメーターである Yu と Ym を Lindhard 理論に従って導入したか、ここでは チャネリング効果と結晶格子の対称性より決定できる不純物原子の格子位置について述べる。

2121 で 4ャネリングイオンが遮蔽距離及以内に格子列に接近できないことを示した。 これより 衝突係数 がみより 小まい後方散乱などの過程では、及以内に存在する原子核の割合 だけ散乱量の減少として 4ャネリング効果が現れれる!の この原理により、 格子列中に存在する原子と格子列外の原子とを区別できるが、 不無物原子に関しても同じことが成立する。 このように、1軸だけの 4ヤネリング効果の測定では、 格子列に沿って並ぶ不純物原子の割合しかれからないが、 果なる2軸以上の 4ャネリング効果の測定により 不純物原子の5 おる格子位置を区別できることを 次に示す。

因2-5 にダイアモンド型格子すたけせん亜鉛鉱型格子の(110)面の床子回別図を示す。

この日におりて、く川の軸方向に入射したイオンは、置換位置の不統物原子による後才散乱を受けなり。また、く川ンホよがく100>軸方向に入射したイオンは電とテトラハドクル格子間位置の不純物原子による後才散乱を受けなり。 ランダム方向に入射したイオンは、不純物原子の占よる位置に関係なく一様に後才散乱を受ける。 (表2-3) これより、く川ンまたはく100> 軸方向にチャネリングしたイオンの後才散乱をラランダム方向かるの減少率を測定することにより、不純物原子の格子位置占有率を決定できる。**

^{*}格子位置とは、置換位置、テトラヘドラル格子間位置という。

料結晶構造の対称性より、各軸方向に等価な方向についても同じように後才散乱量が減少すると考える。例えば、<1107 軸方向については対称を他の5 軸が存在するが、不純物原子が置換位置を与めるなう、同じ割合の減少率を示すと考えられる。1/13)

不純物原子からの後方散記量をYとTれば、 置換位置もおめる不純物原子の割合は、

$$S = \frac{\frac{Y_{cR} - Y_{c110}}{Y_{cR}}}{1 - \chi_{m}} = \frac{1 - Y_{c110} / Y_{cR}}{1 - \chi_{m}}$$
 (2.49)

と表わせる。 ただし、<R>、<110>はイオンの入射方向と示し、それでれ、ランダム方向、<10>軸方向である。 また、(1-xm)は入射イオン中のチャネリングイオンの割合と起わし、この項をディチャネリングの補正項をいる。 (2·49)式にないて、Ye110>をYe110>またはYe10>とすれば、電換位置と格子間位置を与める不純物原子の割合が求まる。

このように、 置換位置などの定まった位置に対しては、チャネリング効果を用りて容易に日有率を求めることができる。 また、特殊な格子間位置に対しては、チャネリングビーム 束の非一様性による効果を用りて決定できることが報告されている。19,21-25)

^{*}ディチャネリング"とは、チャネリングイオンがチャネルよりをか出してランダ"ムオ向へ遊む現象をいる。
** flux peaking なり 果といる。

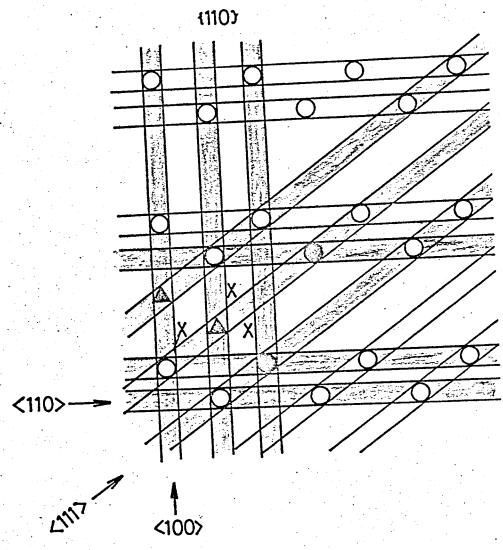


図2-5 ダイアモンド型またはせん世鉛金広型結晶 の原子配列図

	AT.	TENUA		
	110	100	111	Location
•	yes	•	•	substitutional
▲ X	no no	y es no	yes no	interstitial off lattice

表2-3 散乱量减少と不触物原子位置 の関係 (yes は 散乱量减少を示す)

参考文献

- J.A. Davies, J. Denhartog, L. Eriksson, and J.W. Mayer: Canad. J. Phys. 45 (1967) 4053
- 2) E. Bøgh: Canad. J. Phys. 46 (1968) 653
- 3) W.K. Chu, J.W. Mayer, M-A. Nicolet, T.M. Buck, G. Amsel, F. Eisen: Thin Solid Films 17 (1973) 1
- 4) J.F. Ziegler and J.E.E. Baglin: J. Appl. Phys. <u>42</u> (1971) 2031
- 5) W.K. Chu and J.F. Ziegler: J. Appl. Phys. <u>46</u> (1975) 2768
- 6) O. Meyer, J. Gyulai and J.W. Mayer: Surface Science 22 (1970) 263
- 7)影山铖三郎:原子核柳理, Chapt. 5
- 8) E. Segre: <u>Nuclei and Particles</u> (Benjamin, New York, 1964)
- J. Lindhard, M. Scharff, and H.E. Shiøtt: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, No.14 (1963)
- J. Lindhard: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 34,
 No. 14 (1965)
- 11) O. Linker, O. Meyer and M. Gettings: Thin Solid Films, 19 (1973) 177
- 12) W.K. Lin, H.G. Olson, and D. Powers: J. Appl. Phys. 44 (1973) 3631
- 13) J.W. Mayer, L. Eriksson, and J.A. Davies: <u>Ion Implantation in Semiconductors</u> (1970, Academic Press, New York)
- 14) J.E.E. Baglin and J.F. Ziegler: J. Appl. Phys. <u>45</u> (1974) 1413
- 15) O. Meyer, G. Linker and B. Kraeft: Thin Solid Films

 19 (1973) 217
- 16) D.V. Morgan: Channeling, theory, observation and applications (John Wiley & Sons, London, 1973)

- 17) J.U. Andersen: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 36, No.7 (1967)
- 18) S.T. Picraux, J.A. Davies, L. Eriksson, N.G.E. Johansson, and J.W. Mayer: Phys. Rev. 180 (1969) 873
- 19) J.U. Andersen, O. Andreasen, J.A. Davies, andE. Uggerhøj: Rd. Effects 7 (1971) 25
- 20) L.C. Feldman and D.E. Murnick: Phys. Rev. B <u>5</u> (1972) 1
- 21) B. Domeij, G. Fladda, and N.G.E. Johansson: Rad. Effects 7 (1971) 425
- 22) J.U. Andersen, L.C. Feldman and E. Laesgaard: Rad. Effects 12 (1972) 219
- 23) R.B. Alexander, P.T. Callaghan, and J.M. Poate: <u>Ion</u>
 <u>Implantation in Semiconductors and Other Materials</u>,
 ed. B.L. Crowder (Plenum Press, New York, 1973) p.477
- 24) L.C. Feldman, E.N. Kaufmann, J.M. Poate, and W.M. Augustyniak, ibid., p.491
- 25) R.B. Alexander, P.T. Callaghan, and J.M. Poate: Phys. Rev. B <u>9</u> (1974) 3022

第 3 章

試料作成なよい実験装置

本章では、まず本研究で用いた半導体材料であるガリウム砒素単結晶について述べ、次に、イオン注入 装置とイオン注入による試料作成について述べる。こちに、本研究の中心である後才散乱装置の特徴について述べ、実際に使用した2機の後才敵乱装置を例にあげて説明する。 特に新たに大阪大学理学部原子核共同研究施設に設置した後才散乱装置について詳述する。

第3.1 節 イオン注入による試料作成

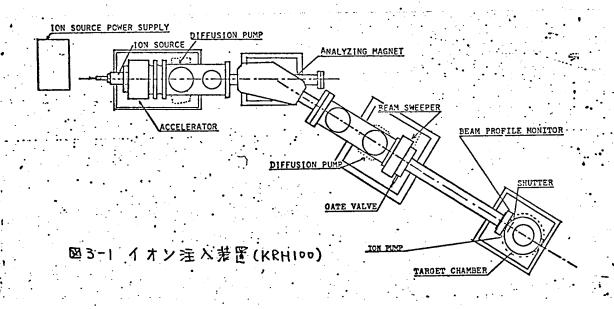
本研究に使用したがりウム心素単結晶は、ポート成長法により作られた市販のもので、(100)または(111)結晶面を持ち、未添加ル型で、キャリア濃度は 10¹⁶~10¹⁷cm³ 程度で、4000~5000 cm²/V·sec の移動度を持つ。

がりウム配素表面の研磨は、 ブローム・×91-ル混合溶液(0.1~10% Br· CH3 0H)を用いて化学的、機械的に行ない、 研磨後の表面洗浄には、×91-ル、 トリクレン等による約20分間の煮沸洗浄を交互に行なった。りこう 研磨後のがりウム砒素表面の結晶性 むよ が化学量論的租成比は、 ヘリウムイオンのチャネリング効果により測定、 確認した。1-5)

イオン注入には、大阪大学基礎工学部に設置されているKRH100型100keVイオン注入装置(大阪光音 電気機)と通産省 電子技術総合研究所に設置されている300keVイオン注入装置(DAN FYSIK 関 9045型)を用いた。 図3-1 に、注入装置の例として、 「KRH型 100 KeV 注入装置の構成 日と示す。 本装置は、イオン源、加速部、質量分析 磁場、静電集東部、静電偏向部、かよび試料室より成 100 kV である。 イオン源は、Nielsen型が、加速部は、引き出し 加速部と後級加速部より成り、最大加速電圧は、100 kV である。 排気系は、液体室系トラッで付の油拡散ポ

ンプを2台と、試料室には、イオンポンプを用い、注入時の真空度は、10~~10~ Torrである。 注入用試料台付、注入イオンのチャネリング効果をあまえるためピーム軸より 8°~10程度傾けてある。 また、注入用試料台の温度は、室温より700°C程度まで制御できる。

本研究では、注入する不純物原子として、かりウム配素中でそれぞれアクセプター、ドナーとして働き、ヘリウムイオンの後方散乱法で検出可能な、カドミウム(Ca⁴⁸)、テルル(Te⁵²)を用いた。これらの元素は、蒸気圧が以較的低いため、図3-1に用りてりるイオン源で容易にイオン化で走る。 注入の加速限圧は、最大空定加速限圧である70 KVとした。このとき、テルル、カドミウムのがりウム配素中での射影発程 Rp11、表面より~220Å 程度となる890



* がり ウム 配素 に む ける 70 KeV の テ ル ル, カ ドミウム の チャネリング 臨界 角 は、(243)式より、4.8°程度である。 ** 10⁻⁵ Torr の 専空 7、40°C~500°C の 蒸、気圧温度である。 また、試料表面上でのビームの均一性を得るため静電偏向電圧 600~700 V、偏向周波数 5 KHz(X 軸)、100 Hz(Y軸) ののこぎり液を用いてイオンビームを走査し、試料面上で3×3 cm²程度の面積とした。 注入中のイオン電流密度は、テルル、カドミウムで0.2~0.3 MA/cm²とし、注入量は、イオン電流の積分値*かよび後方散記スペクトルより決定した。 例えば、イオン電流密度を0.3 MA/cm² に保って注入すれば、約9分で1×10½cm²のテルルまたはカドミウムを注入できる。これは、イオン分布をGaussian と仮定すれば、約4.5×10²/cm³の濃度になる。

** 第 4 章 4.3.4 多照

^{*}注入量=(電流密度)×(時間)

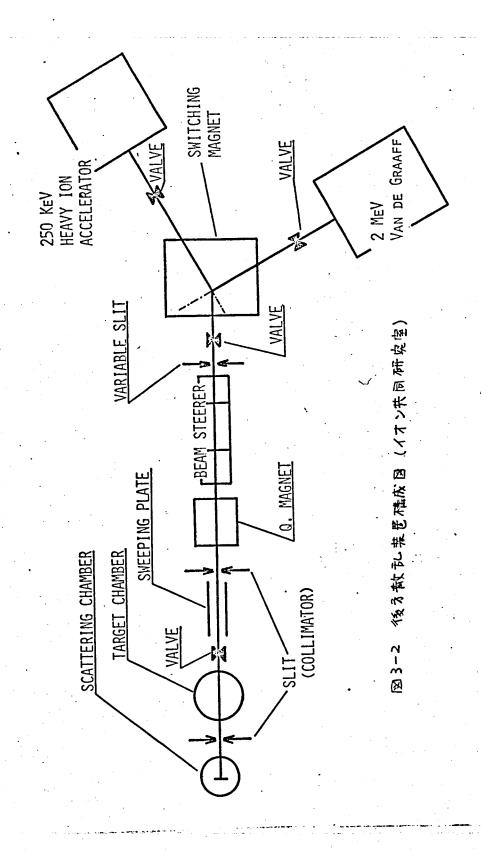
第3.2 節 後方散乱惹罡

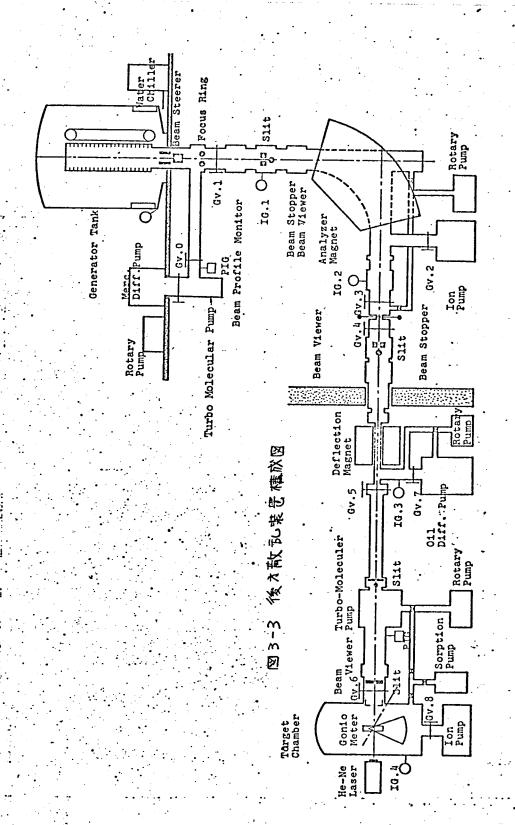
本節では、後ま散乱装置の構成と特徴につけて、 本研究で使用した2機の後ま散乱装置を例に挙げて説明する。 後ま散乱装置は、元素をイオン化し、加速 して固体表面に照射するという点においては、第3.1 節で述べたイオン注入装置と原理的に向いておが、 使用するイオンがプロトン、ヘリウムイオンでの軽 いイオンに限られていること、加速エネルギーがの5~ 2 MeV と高いこと、イオンピームのエネルギーのにめ、 イオン加速器としては、エネルギー構度の為い、イオン加速器としては、エネルギー構度の為い、 イオン加速器としては、エネルギー構度の為い、バン

図3-2 に、大阪工業試験所内イオン共同研究室に設置よれている後方散乱装置の構成図を示す。 本装置は、バンデグラーフ型加速器、海童分析磁場、エネルギー安定化用可変入りやト、四量砂磁場、ビーム発散制をは、197ト、静電偏向板、注入室、散乱室により構成とれてあり、イオソ注入後、そのままで後才散乱がよれてあり、イオソ注入後、そのままで後才散乱がかけ、プロトンと入りウムイオンで、最大加速エネルは、プロトンと入りウムイオンで、最大加速エネルは、18 HeV程度である。 真空系は、6台の液体室度は、5~8×10-6 Torrである。

図3-3に、大阪大学理学部原子核共同研究施設に新たに設置した後才散乱装置の構成因を示す。 加速器を体は、HVEC 関*4 MeV機型パンデグラーフ、40°質量分析磁場 およびエネルギー 安定化用スリット から構成されて むり、加速イオンは、プロトン(H[†])、デュートロン(D[†])、ハリウムイオン(3He, 4Ht) でする。 分析磁場は、水素の NMR により校正されて むり、例えば、18MeVの4Htでは、25.54 MHz(6 K Gauss)である。

偏向磁場以降が新たに設置した後才散乱装置であり、ピーム発散角設定用スリット、ピーム位置モニター* エネルギー精度 は、HeV 4Ht に対して 0.4 KeV程度である。** High Voltage Engineering Corporation

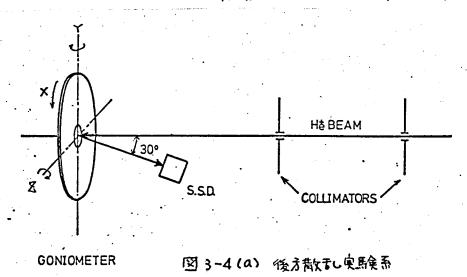




用スリット むょが散乱室より構成されている。 第1スリット以降の真空 系には、オイル・フリー の真空を得るために、ソープション・ポンプ、分子軸流ポンプ むまかイオンポンプ を用いて かり、測定時の真空度は、液体窒素トラップを併用して 3~5×10⁻⁷Torr程度である。

散乱室内には、McLean社関電動3軸ゴニオ·メータでORTEC社販表面棒壁型半導体検出器、シリコン・リシウムX線検出器が配置されている。また、ピーム・スポット指示器として、He·Nel-サーが組み込まれている。

図3-4(A)に、後ま散乱 実験系を示す。 入射イオンは、2.8 m触れたニョのスリットにより、±0.3~05の発散角をもつピームとなる。 試料台は、図3-4(b)に示す ゴニオメーター 上に設定すれ、試料表面内の回転(X車は)と入射ピームと試料表面上で直交する回転(Y, を軸)とか可能である。 ゴニオ、メーター の可動 範囲は、X軸かよかY軸が360、 を軸が±30°で、いいス制御のステップを一ターによる遠隔操作となっている。 回転精度は、ギャー系のバックラッシュを含めての02°以内である。また、試料表面でのX·Y·Z軸の直交軸中心精度は、0、03 mm 以内である。 角度設定は、付属制御装置に



* がりウム 放系結晶に おける HeV Hte n チャネリング 腕 界角(~1°)の10%以下にする必要がある。

散記粒子の検出には , 入射窓厚~40/1g Au/cm², 空 2層幅(検出層)~100/1m, 検出表面積~50mm²の ORTEC 社 製 表面障壁型シリコン検出器を用りた。 検出器 は, 散記角 150°7°, 試料表面より 5 cmの所に固定されている。このとき, 散記粒子の受理角は, 土4.56°7°ある。

検出器の出力信号は、増幅ある心整形された後、 多重波高分析器により分析計数されるがこれについては、第3、3 節で述べる。

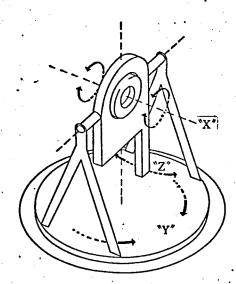


図3-4(b) コースメーター

受理角は、散乱粒子のプロッキング効果を避けるため、チャネリング(プロッキング)臨界角より大きく設定される必要がある。

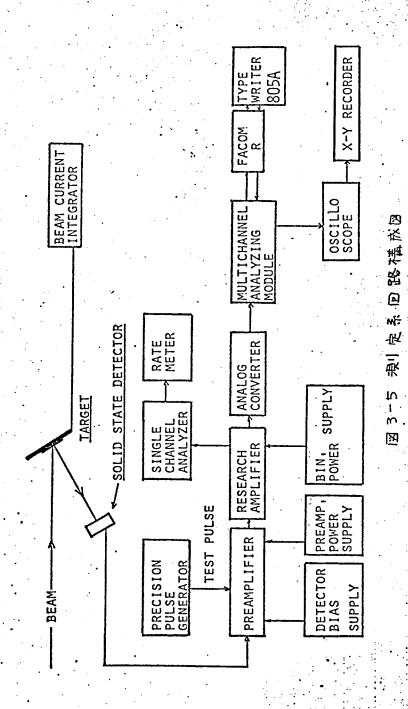
^{*} 立体角 7 Zom Sr. $(\Omega = 4\pi \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2})$

第3.3節 波高分析系とエネルギー分解能

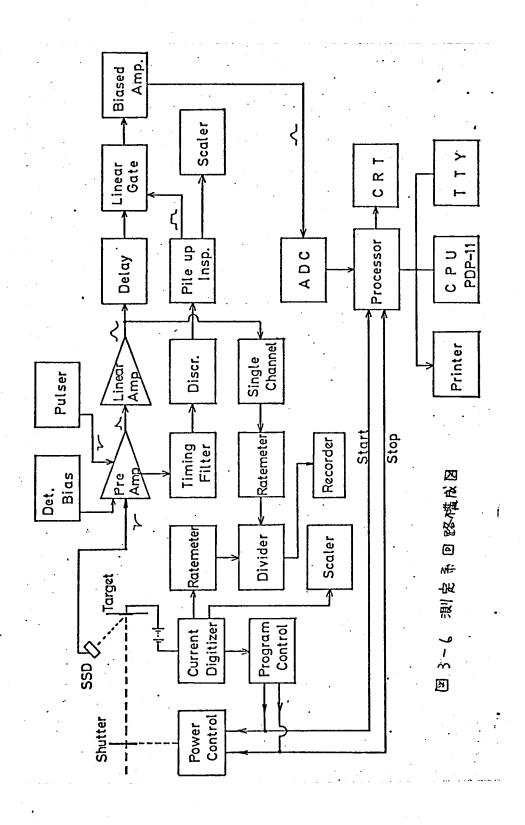
本節では、半導体検出器により検出された散乱粒子のエネルギー分析系として後え散乱装置に付随する測定系とそのエネルギー 分解能について述べる。

散礼粒子は、半導体検出器により電流パルスに変換されるが、その後のエレクトロニクスとして、増幅、波形整形、計数、表示等の回路が続く。 図3-5に、大阪工業試験所内イオン共同研究室に設置されている後え散乱装置に付随する測定系を示す。 回路構成としては、検出器に続く前輩増幅器、減形整形を含む線型増幅器、ADC (P+Dグデジタル変換器)かよびミニコンを連動した多重波高分析器、タイプライター、X-Yレコーダーによるデーター打出し端末機器である。 また、入射イオン量は、測定系とは独立した電流積分器により計数される。

図3-6に,新たに大阪大学理学部原子核東縣共同 施設に設置した後才散乱装置に付随する測定系を示す。 本側定系の特徴は、図3-5で示した測定系と比較して パルス重畳除去回路を含むため高計数率の測定ができ 入射イオンの計 数量により 測定系を制御79き るため基準入射イオン量を設定すれば自動的に後才散 **記測鬼·データー打出しができることなどである。** 構成は 主信号系路として、検出器に続く前置増幅器。 液形整形を含む線型増幅器,遅延回路,線型サート回路, パルス重畳検出回路 除去回路 およびADCを含む 勿重液 高分析器があり、 モニター 国路として,単一波高分析器 後え散乱なよがチャネリングの測定では、 かある。 「入射イオンの総電荷量が比較の基準となるため、図3-6の測定系では、タードットでの電流量を計数し、そ の総電荷量を基準として液高分析系を制御する回路と なっている。 これより 図3-6中のプログラム・ユン トロール装置で入射イオン量を設定すれば、自動的に 後り散乱スペクトルの計数,表示。データー打出しかで きる。 ター ゲット における 2 次魔子は、ター 15mgトを + 90~180Vの正電位に保つことによりおまえられてい



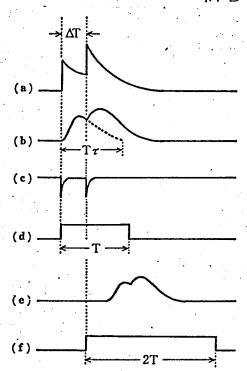
- 38 -



る。 チャネリング測定時の軸合わせには、単一液高分析器によるモニター回路を用いるが、このとま、入射イオンピームの変動の散乱量に対する影響を無くすため、割算器が用いてある。

後え散乱法にかける不純物原子検も限界濃度は、 主として測定系における心にス重畳効果によるバック グラウンドノイズにより決まる。 このパルス重畳効 果を少なくするために、本研究では、プローグ・イオン 電流を少なくして計数率を下げる方法と重畳除去回路 によるえ法とを用いた。

図3-7に、図3-6の測定系に用いている高速ディスクリ回路を式による重畳除る回路のタイミング・ダイアグラムを示す。 前置増幅器出力が重畳している(a)



- (a) pre amp 出力
- (b) linear amp 出力
- (c) timing filter amp 出力
- (d) inspector signal 出力
- (e) linear amp の遅延出力
- (f) inhibit 出力

(4T: 次の信号がくるまでの時間, T_c: linear amp 信号出力のパルス幅 T≳T_c)

図3-7 重畳除去 回路のタ - イミングダイアグラム[®]

大車管除去回路の効果を表が明初を示す。 思かるは、かりウム砂素にテルルを200°CでもX105/m² だけ注入した試料の後れ 散乱スペクトルであり、 横軸は、勿重波高分析器

*基板原子濃度に対して,10⁻³~10⁻⁴ が限界となる。 **基板原子と不純物原子の 質量分離度を増すことに より,これを繋をしなる。 する方法もある。

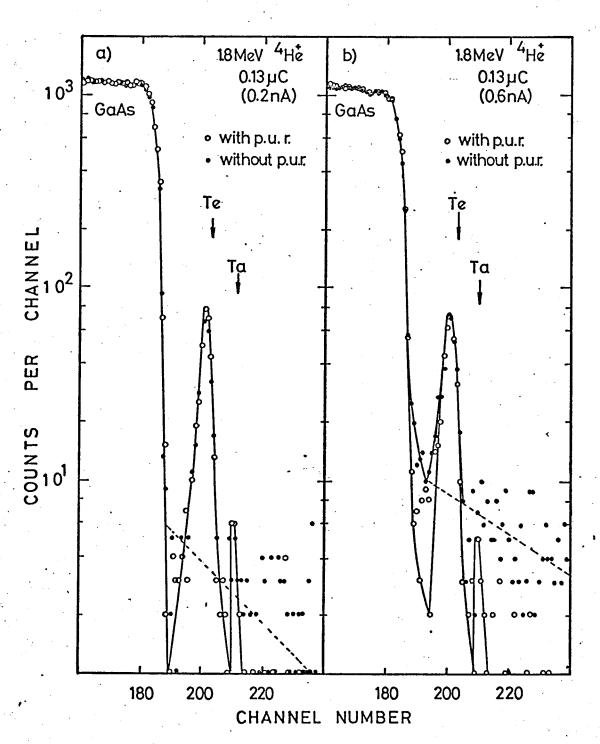


図3-8 パルス重畳除志回路の効果を表わす 後才散むスペクトル

のチャネル数で散乱粒子のエネルギーを表わし、縦軸 が1チャネルカたりの計数量と表わす。 図中の破線内 パルス重畳除去回路を用りなりときのバックグラウン ドノイズの平均レベルで示す。 図3-8 (4),(6) より, 除去回路を用りたときには、 テルルのスペクトルゼ, 基板のスペクトしょり 分離でき, しかも, 試料表面に 付着して113~0.4 mono layer (~5.4×104/cm²)のタンタルと 検出できることがわかる。 また、この除去回路を用 いることにより スペクトルの変形劣化を伴なわずに 高い計数率を実現できることがあかる。

図3-9 に, 図3-6 の 測定引のエネルギー分解能測定 結果を示す。 多重液高分析器の14ゃネルおたりのエ ネルギー較正は、シリコン、チタン、金漢(膜(2000~4000Å) の後方散乱スペクトルの leading edge により行なった。 また、分解能測定に用いた金薄膜は、石英上に蒸着し たもので、 石英スペクトルのエネルギー 粉動より, 金 膜屋 は ~30名程度 と若えるれる。 金スペクトル中の 低エネルギー 側の tail は、 石英表面の粗こによるもの 上考礼子 儿子。

一般に,測定系のエネルギー分解能は,回路にか ける波形劣化が無ければ、使用する半導体検出器の1 イズと、入射粒子により検出器中に生じる電荷数の統 計的りらぎによるノイズ"とから決まる") 図3-9中の テストルルスのエネルギー分解総は、前者に相当する。 本研究に使用した羊等体検出器のエネルギー分解能要測 値* は、14.6 KeV で、因3-9 の結果と良い一致を示す。 これより. 系全体のエネルギー 分解能(14.7±0.16 keV)は, 検出器により決まっていることがわかる。 がりウム砒素中の深土分解能にして Z4D Å 程度となる*** すた, がりウムと砒素のエネルギー差は、(2.2),

(2.3) 式より

$$4E_{4a,As} = (K_{As} - K_{4a}) \cdot E_0$$

= 0, 0122 E₀ (3.1)

^{*} ORTE C社による241Am × 線源を用いた測定値 ** 0.8 MeV ⁴Ht と プローブ・イオン とした ともの 値

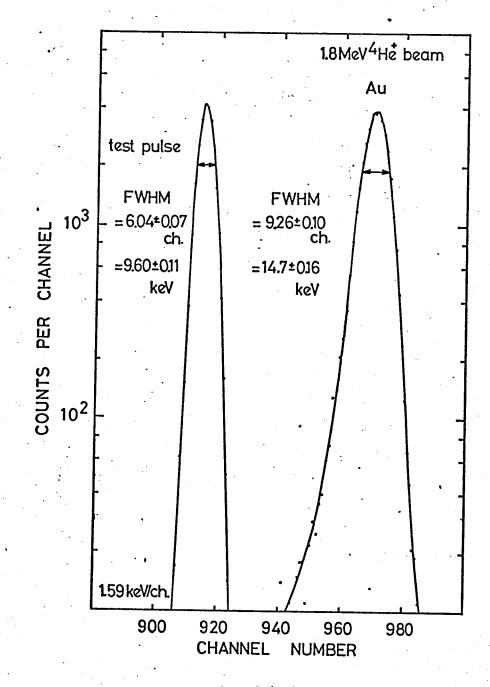


図 3-9 エネルギー分解能 測定結果

となり, 入射イオンエネルギー Eoが 次式を満たす とき, チャネリングスペクトルでがソウムと砂素とを 分離してきる。 すなわち,

$$E_0 > \frac{14.7}{0.0122} = 1.2 \text{ MeV}$$
 (3.2)

である。 このとき, 勿重波高分析器の1チャネルあたりのエネルギー設定値を 2~3 keV とする 必要がある。

长考文献

- R.G. Hunsperger and O.J. Marsh: J. Electrochem.
 Soc. <u>116</u> (1969) 488
- 2) D.V. Morgan and E. Bøgh: Surface Science <u>32</u> (1972) 278
- 3) D.R. Wood and D.V. Morgan: Phys. Stat. Solidi (a) 17 K143 (1973)
- 4) D.V. Morgan and D.R. Wood: Proc. Royal Soc. London A335, (1973) 509
- 5) D.R. Wood and D.V. Morgan: J. Electrochem. Soc. <u>122</u> (1975) 773
- 6) K.O. Nielsen: Nucl. Instr. and Meth. 1 (1957) 289
- 7) 飯田修一 他: 物理定敬表」(朝倉書店,1973) P.84
- 8) W.S. Johnson and J.F. Gibbons: <u>Projected Range</u>
 Statistics in Semiconductors (Stanford University
 Bookstore, 1970)
- 9) D.K. Brice: Rad. Effects 6 (1970) 77
- 10) J.F. Ziegler and J.E.E. Baglin: J. Appl. Phys. <u>42</u> (1971) 2031
- .11) 高井幹夫: 応用物理 4(1975) 567
- 12) J.W. Mayer, L. Eriksson, and J.A. Davies: <u>Ion Implan-</u>
 tation in Semiconductors (Academic Press, New York, 1970)
- 13) K.C. Knox: Nucl. Instr. and Meth. 81 (1970) 202
- 14) E. Kowalski: <u>Nuclear Electronics</u> (Springer-Verlag, Berlin, 1970)
- 15) H. Weisberg: Nucl. Instr. Meth. 21 (1965) 138

第4章 イオン注入による格子欠陥

第4.1 節 緒 言

イオン注入により半導体内部に導入されたイオン は、半等体構成原子と衝突を繰り返しながら運動エネ ルギーを失ないつつ半姿体中を進む。 このとき、イ オンな跡には、衝突による99数の安位原子や松子盃な どの格子欠BBが生いる。 浮入原子の格子位世や済入 層の魔気特性は、これるの格子欠陥に大きく影響され 格子欠陥は、キャリアに対しては、捕獲中心と なったり、散乱中心となる。 ころに、欠陥量の99ッ ときには、半導体基板結晶で非晶質化させる。) かえに、 イオン注入法を半導体への不能物添加法として用いる ためには、注入により発生する格子欠陥の性質、量。 深さの布などを明らかにし、 注入により発生する格子 欠陥をかなくする条件を明確にする必要がある。また、本 研究の主題の1つである注入原子の格子位置を決定するた めには、注入履が充分結晶性を保つ必要がある⁵⁾ しら に、 本研究で用いたがりウムななななの化后物半導体 では、注入時、あよび注入後の焼蝕中の化学量論的組 成变化の影響を知る必要がある。

注入層に発生した格子欠陥の測定手段としては, これまで下記のような測定法が用いられてきた。

- (1)チャネリング効果を用いた後才散乱落1,7-12)
- (2) 電子スピン共鳴法(3,14)
- (3) 光 吸 収·反射 法 15.16)
- (4)フォトルミネッセンスリウ
- (5) 電子線透過 回折法(8.19)
- (6) X 練發調、回析法20,21)

これるの測定法の3ちで、(1)の方法は、他の測定法に以べて定量性に優れ、しかも、深ま方向の情報が得られる。 (2)の方法では、定量性が優れ、欠陥の微細構造について知ることができるが、本研究で用いた半導体材料であるがりウム砂素では、基板原子の核スピンが大きいため測定が困難である。(3),(5),(6)のる

法では、結晶性の判定が可能であるが、定量性に名しい。 (4)の ま法では、 かりウム 秘書中の 欠陥の構造について情報が得られるが、 欠陥の同定は一般に難しい。 したがって、 本研究では、 注入原子の格子位忠測定と同時に 欠陥 測定 が可能な(1)の オ法を用いて 格子欠陥測定を行存った。 この オ法によれば、 ほとんど 非破壊的に格子点より O.I A 以上変位した基板原子の数、 あよいての 深ま分布を約240 Å の 分解能で知ることができる。1,23~27) まるに、 かりウム 砒素表面層の 化学量論的組成変化についても知ること ができる。28,29)

第4.2 節 臭驗方法

格子欠陥測定法は原理的に格子位置測定法と同じて、チャネリング・イオンは遮蔽距離な以内に移子列に接近できないため、格子列よりな以上に変位した基板原子はチャネリング、イオンに対して散乱中心となる。このため、格子欠陥量は、結晶の低指数方向であるく100%、く111つ、軸方向のチャネリング方向に入射したイオンの後矛散乱量より決定される。カチの軸合わせの方法ング方向にイオンを入射させるための軸合わせの方法と、チャネリングでスペクトルかるの欠陥費の算出法にフロで述べる。

入射イオンを結晶軸方向への1°以内に入射させ、チャネリングできせるために、図3-4(b)のゴニオ×-9ーによりイオンピームと試料結晶軸との軸をわせを行なる。 まず、ピームにほぼ垂直にゴニオ×-ターを設定し、ゴニオ×-ター角度指示器をY=0°、Z=0°とする。次に、Y軸かよがZ軸をまち、の範囲で走直することにより図4-1中に矢印で示すし近10°の正方形角度走直を遂行する。 このとき、かりウム 成熟かるの後を散乱 粒子を単一波高 分析器で計数し、テのアナログ出力を

*測定イオンピームによる照射損傷が問題となると きもあるが,300 本研究では照射損傷が起こっていないことを確めて実験結果を生した。

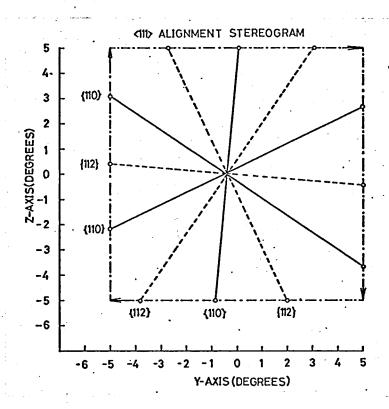
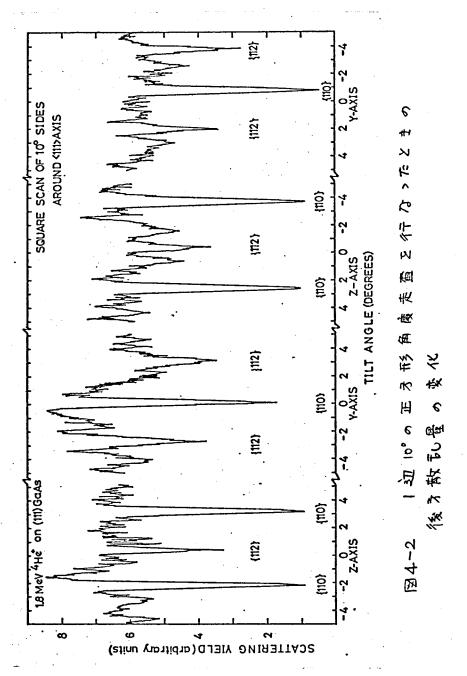


図4-1 (川) 面チャネリング パターン



チャネリング効果を組合わせた後才散乱法を用い れば、格子位是よりO.IA以上变位した基板原子の敬と その深し分布を測めできることを第2章で述べた。 ここでは、その測定法につけて述べる。 格子列より O.1A以上変位した原子は、チャネリング・イオンに対し て散乱中心となる。 その結果,チャネリング方向に 入射したイオンの後才散乱スペクトルに欠陥ピークと (7現われる。 図4-3 にガリウムB收率にテルルを釋 入した試料の後ま散乱スペクトルの機略因を示す。 横軸が散乱粒子のエネルギー、縦軸が計数量である。 図中には、以較のため、二未注入試料のスパクトルと 示している。 朱泽入獣料にかける (111)スパクトル中のピ 一 7 は、試料表面の酸化膜 あよが 表面 1~2 履の基 板原 子かるの散乱を表わす。 イオン 洋人により 発生する 格子欠陽敬*汀斜線部分の散乱粒子量を解析することに より得るれるか、チャネリングイオンのディチャネリング** 成分によるバックグラウントの取扱いが問題となる。 一般に,この取扱い方法としては,無理近似法^{38,19)}单一散乱法^{5,10,11)}複数散乱法^{35,36)}多重散乱法^{10,11)}など"かる。 本研

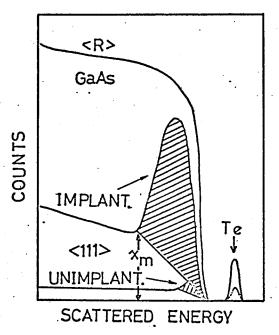


図4-3 格子欠陥を表わす後 オ散乱スペクトルの概略回

究では、 注入層の深まか 以酸的浅りため、 線型近似法を用いた。

11 寸, 格子欠 P伯濃度 をD, 星板原子濃度をNo 欠陥ピークの面積をA とす りば, (2、18)ゴより格子欠 陥沈度は

$$D = \frac{A}{H_{GAS}} \cdot n_o \cdot \frac{\delta E}{[S][Gm^2]}$$

となる。

*変位原子牧をいう。 ** 70 KeV TeまたはCaの注入 による欠陥層は表面 より~500 A 程度であり 为重散乱の影響を無 視で主る。^{32,39)}

第4.3 節 奥験結果かよび考察

4.3.1 室温注入による格子欠陥の生成

室温で不純物原子を半導体基板内に添加できることは、他の熱平衡週程を利用したえ法に此べて、イオン注入法の大きな特徴の一つである。 しかし、このとき、注入層には知量の格子欠陥が発生すると考えられる。 ここでは、注入時の基板温度を室温に保ち、テルルを注入したときの格子欠陥の発生量について後え散記法により測定した結果について述べる。

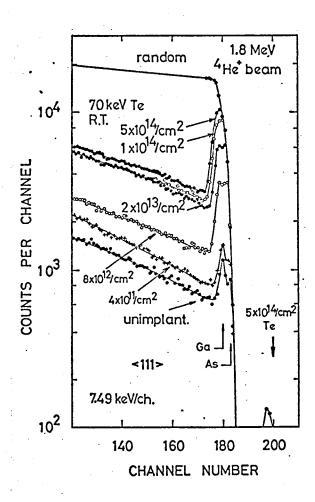
図4-4に基根温度を室温に保ら、テルルの注入量を変化したときの種々の試料に関する後名散乱スペクトルを示す。 テルルの注入量が増加するに徙ってかりつム砒素の ベッタチャングスペクトルにみられる格子欠陥ピーク が増大すること かわかる。 格子欠陥ピークより欠陥渡を覧出した結果を図4-5 に示す。 図4-5 で統動は欠陥量、 横軸 はテルルの注入量であり、欠陥流度はその 飽和値を 100% で表れる。

これより、 格子欠陥量はテルルの注入量が増加するに徙って徐々に増え、~10¹⁴/cm²の注入量で記和することがあかる。 これは、~10¹⁴/cm²の注入量で注入層がでもルファスとなることを示す* また、格子欠陥生成の傾斜より入射テルルイオント個に対して生いる象位原子数があかる*1,400 変位原子数 Not

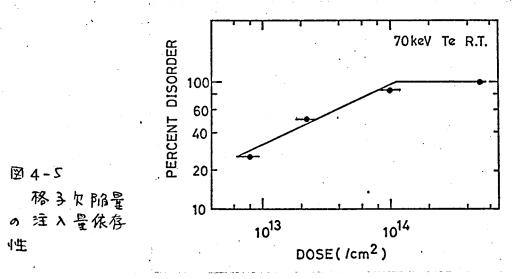
Nd = (何き) x (基板濃度) x (欠陥展の厚ま) (4·2)

で表わまれる。 四4-4 より欠陥層の厚まめは、

 $d = \left[S \right]^{-1} \sqrt{(5 \times 7.49)^2 - (14.7)^2} \approx 520 \text{ A}^{**}$



四4-4 格子欠陥の注入 量依存性を表わす 後才散むスペット ル



であるから, 変位原子敬は,

とままる。

また、図4-4の散乱スペクトいまり直接入射イオ ン1個あたりの要位原子数を求めることができる400 すなわち、 図4-4 7" 欠陥と"-7の散乱量, テルルかるの 散乱量至于礼产机Ya, Yteとすれば,

$$n'_{ol} = \frac{Y_{ol}}{Y_{Te}} \cdot \frac{6Te}{6G_{ol}} \simeq 2000 \pm 200 \text{ Geo} \cdot As/Te$$

と取する。 この様に、異なった2種類の解析法によ り取りた値はほぼ良い一致を示す。

この値より、入射テルルイオンが墓板原子を交位 させるために必要とするエネルギー日が失する。 射テルルイオンの持つ運動エネルギーのうちで係る核 阻止能がElに寄与すると仮定すれば、品を変位に寄与する エネルギーとして,387

$$E_d = \frac{nd}{E_n} = 31 \pm 4 \text{ eV}$$

とポラうた。

また、~10¹⁴/cm²の注入量で、がりウムなK系基板が アモルファス となることからも Edを求めること ができる。 単位体積またりの原子変位に寄与するエネルギー はい

$$E_{n} = \frac{\Phi}{R_{p} + \Delta R_{p}} = 62.5 \times \frac{10^{14}}{380 \times 10^{-8}} \times 10^{3}$$
$$= (1.64 \pm 0.3) \times 10^{24} \text{eV/cm}^{3} **$$

** Rp+4Rp は、注入層の深さと表わし、後え散乱スペ クトルより 水まる。(表5-2 参照) 亜は 注入量である。38.39)

$$E_d = \frac{E_A \cdot \Phi}{R_P + 4R_P} \cdot \frac{1}{n_0} = 37 \pm 7 \text{ eV}$$

とずまる。 ここで、 no. 17 基板原子濃度である。

これるの目の値は、 80%で亜鉛を注入し、後者散記法により取められた何~9eVよりはるかに大きい。39)この理由としては、 空温注入にありてはイオン注入時に発生した欠陥が注入中の焼鉛効果により減少していくためと考えられる。

カドミウム注入に関してもテルルの結果とはは何同じ値を示す。

くのように、従来精度の高い測定が困難としれていた Edの値に関して、後ま散乱法を用いるとかなりまい精度で測定できることがわかる。

4.3.2 格子欠陥量の注入温度依存性

4.3.17" 室温でテルルを注入すれば、注入層に多数の格子欠陥が発生し、~10¹⁴/cm² の注入量で注入層がアモルファスとなることが判った。 これるの格子欠陥は、基板を適当な温度で熱処理すれば焼鈍まれる。これについては、4.3.3 で述べる。

りま、注入時の基根温度を高温に保って注入する場合を考えると、注入により発生する欠陥を 焼鈍させながら注入することになるも 従って、高温注入によれば、注入後の基板は低い欠陥濃度を示すと考えられる。また、注入時の高い温度の効果として、格子欠陥や注入原子の増速拡散が起こることも考えられる。43)

以上の観点より、ここでは、格多欠陥の注入温度依存性について調べた結果について述べる。

図4-6 に、注入時の基板温度を100℃から600℃の間の種々の温度に保ち、テルルを1×105℃m² だけ注入した試料に対する後者散乱スペクトルを示す。 基板温度を200℃以上に保って注入した試料の <111>スペクトルには、100℃で注入した試料の <111>スペクトルには、100℃でで注入した試料の <111>スペクトルには、100℃ででは全を少なくする臨界に入れより、100℃から200℃の間に欠陥量を少なくする臨界注入温度が存在することがあかる。 すた、カドミウム注入でも同じ結果を示す。 Whitton 遊も、硫黄の注入により150℃の臨界注入温度を報告している。4) り、130℃の臨界注入温度を報告している。4) り、130℃以上の強入では、ケヤネリングスペクトル強度が減少している。 これについてより、200℃以上の注入では、テルルの99くが <111>格子列に沿った位置をおあることがあかる。これについては、5.2.2.2 で述べる。24)

図4-7に、注入時の基板温度を55℃に保ち、テルルを5×10℃/cm² たり注入した試料の後ま散乱スペクトルを赤す。 図4-6 の試料に以入て、注入星から格となっているにもかかわらず、注入による格子欠陥ピークは存在しない。 しかし、未注入試料の<100>スペクトルと比較して公には2倍以上となっている。

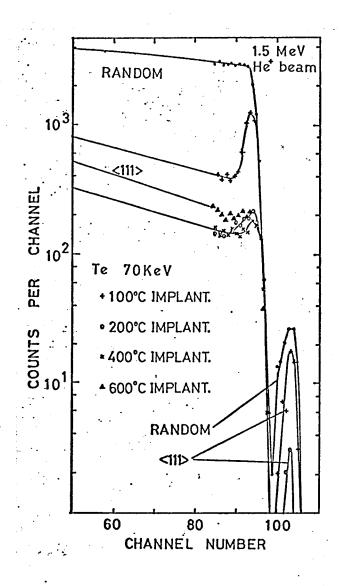
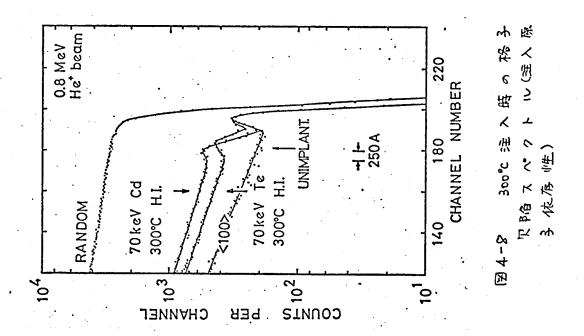
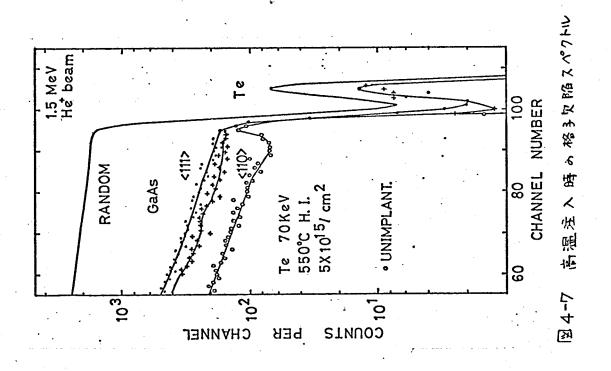


図4-b 格子欠陥の注入温度 依存性



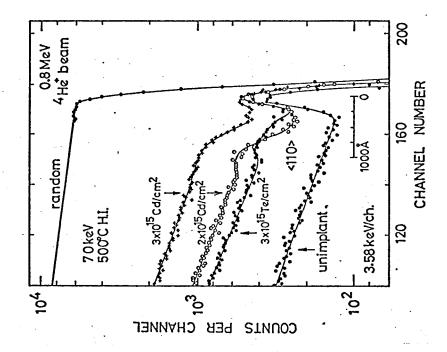


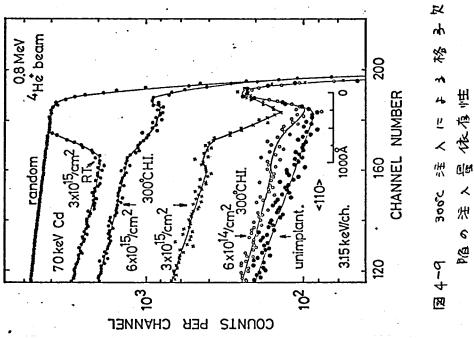
これより、 高温注入により生じる格子欠陥は、 室温注入による欠陥とは果なった 積頻のものとなるよれる。

図4-8 に、300℃でカドミウムとテルルを、それぞれ 2×105/cm2 注入したとまの格子欠陥の火較を示す。 では、 0.8 MeV の入りウムイオンをプロープをして用い ることにより表面ピークと欠陥ピークを分離している。 各注入原子の射影像程 Pp がほぼ同じ値*(~220Å) 7 ある にもかかわらず、 注入 により発生した格子欠陥のじー ク位置 あよび Xmの値が,テルレ注入と カドミウム 注 入とで 異なっている。 すた,格子欠陥ピーク強度が小せい にもかかわらず、ディチャネリング成分(2m) が異常に多り。 格子欠限ピーク位置は、後才散乱スペクトルより直接 来めることができ、テルル注入では試料表面より~620Å, カドミウム 注入では~900Åである。 これらの値は、 泽入原子の発程(Rp)の約3~4倍におたる。 欠陥 eo - クが異常に深い理由としては、注入中の格子 欠陥の拡散がたえられる。 Vook達は、室温で酸素を 注入したがりウム砂素中の格子欠陥が拡散しているこ とを後え散乱法によりみつけているが、45)本研究では. 室温での欠陥の拡散はみられず、200℃以上の高温注入 でみられた。 このため、高温注入で現われた欠陥の 拡散は Vook達のみっけた欠陥とは果なる欠陥によるも のであると考えられる。

図4-9に、注入時の基板温度を300℃に保む、カドミウムの注入量を変えたときの試料に対する後才散記スペクトルを示す。 カドミウムの注入量が増加するに従って、試料表面より~900Åの所に、欠陥ピークが増大している。 しかし、これらの欠陥ピークの強度は、6×105/cm² 注入したとき発生する欠陥ピーク 職房よりはる本に小さい。

^{* 1.8} HeV 4He 後ま散乱法により測定(表5-2参照)





200℃注入時の格子欠用の

図4-10.

図4-10に, 500℃でカドミウムとテルルを2~3×105℃m2 注入したときの格子欠陥を表わすスペクトルを示す。 図4-9の300℃注入に以べて, 500℃注入の <110〉スペクトルにみられる表面ピーク が高くなっている。 これより, 注入時の基板温度が500℃になると, でりウム 敵夷としてる。 注入中に基板表面からがりウムまたは一般素がある。このような基板表面からが終れすることが表えられる。このような基板表面からの 秘索などの 蒸発現象 は, 未注入試料でも 焼鉄湿度が300℃を超えると発生することが報告よれている。46) 500℃のイオン注入では, 砒毒蒸、税がよるに促進されると考えるれる。

一方, 500°C注入により発生する格子欠陥量は、テルル注入に以べて,カドミウム注入のすが多く, そのピーク位建も深い。 例えば、~1000Åの深さの<110> スペクトルの散乱星で料定す水は、カドミウム注入の2mはテルル注入の2.5倍程度で示す。

図4-11に、 欠陥発生量の多いカドミウム注入にう 1000Åの深この外値の注入量依存性を示す。 同図には、500℃注入中の基板表面組成变化を防 ゲたみに用りた成素2種注入* およが保護膜を用りた注 入の結果も示している。 この図より、 外は注入中の 温度に依存せず、注入量に依存して増加し、特に、注 入星が~10以1~22起えると急激に増大することがわかる。 これより、 異常に高り Xm値で示される 欠陥は、 が*105cm2 より低い領域'では、注入中にほぼ 焼蝕される か、浮入量がしんないと起えると焼蝕されずに残る量が 増加するものと考えられる。 きた, 图4-8~9 1= 示 t れたく110ンスペクトルより考察すれば,これるは尖鋭で なく、ディチャネリング成分が努いため、ヘリウムイオン の散乱に寄与している欠陥は、格子点より僅かに交位 した基板原子^{**7}ですると考えられる⁴⁷⁾従って、 ヘリウム イオンは、これらの基板原子により多重散乱されてい

*カドミウム注入に先だって、室温で放素をカドミウムと同量だけ同じ深まに注入すること。 林 ≲0.6Å 程度 ると考られる。 また、ハッウムイオン 東は、格子列より 0.2~0.6 Å程度の領域では、急激に減少しているため、この程度の変位原子による広角散乱の確率は低く、ディチャネリングの確率が、果常に高くなると ろえられている。477)。

がりウム秘索における格子児務としては、がりケム空乳、松素空乳、まるにこれるの空乳が関チした複合欠陥が報告するため、まるに複雑な複合収陥が生じていると考えるれる。)。また、これるの空乳は、比較的低温で拡散しやすい。45)。申えに、国4-9、10の後対散記スペクトルに現われた異常にディチャネリングの高い欠陥と。一つは、注入中に発生した空乳が拡散し、注入層より深い所で複合欠陥を形成した結果、基板原子が僅かの変位を起こしたため生じると考えるれる。

高温注入時には、注入層には伊同皇のがりウム空孔、 秘案空孔 が発生すると 考えられるが、 テルル注入では、 発生した 秋素空孔 はテルルに 補獲まれ 拡散し難い。 ニカ、カ ドミウム注入では、 発生した がりウム

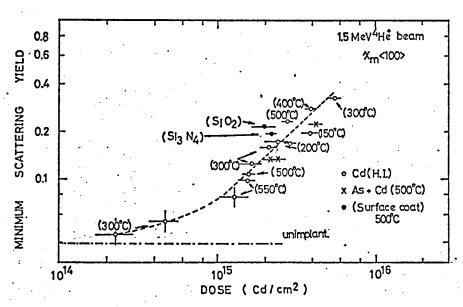


図4-11 グmの注入量依存性 (括弧内の温度は,注入温度を表わす)

空刊は、カドミウムに補獲され拡散し難く, 放素空引の拡散が支配的であると 仮定すると、 カドミウム浮入とテルル注入で生じる格子欠陥の深ての差は、がりウム空孔と孤素空孔の拡散長の違いと考えられる。

また, カドミウム高温注入時に, 配素空孔または 孤素空孔に関与した欠陥が拡散すること, 砒素を前もって2 電注入することにより2 の拡散を阻止できることなどが報告まれているが、 これらの結果からえ, 本研究の高温注入時の異常欠陥は, 砒素空孔による複合欠陥であると考えられる。

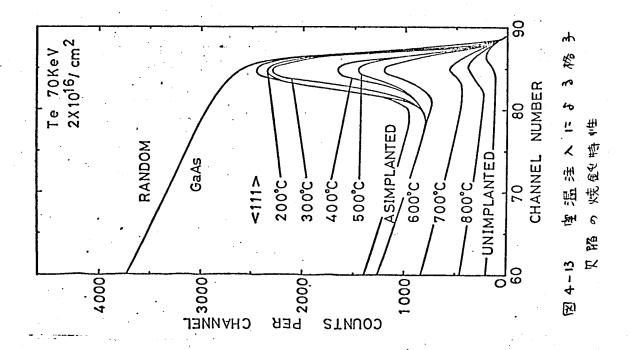
4.3.3 格子欠陥の等時間焼鈍特性

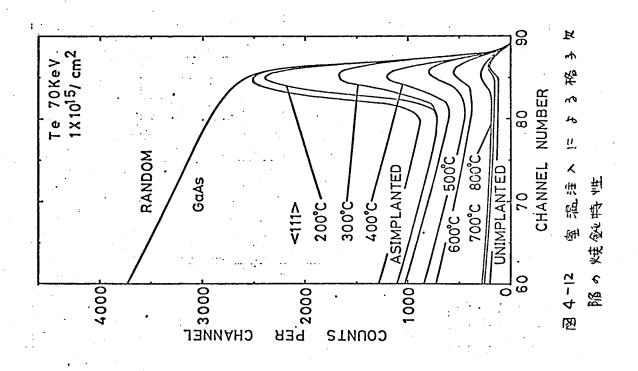
4.3.1 あよが4.3.2 で、イオン注入により発生する格子欠陥は、注入時の基板温度に大きく依存し、皇温では~10⁴/cm²の注入量で注入層がアモルファスとなること、200°C以上の注入では、格子欠陥量は急減するが、注入原子分布よりも深い所に欠陥が発生することなどを示したが、ここでは、注入後の高温熱処理による欠陥の焼蝕特性を示す。

図4-12,13 は、空温ですいしを1×10¹⁵/cm², 2×10¹⁶/cm² 注入した試光中の欠陥の焼飽特性を示す後方散もしスパクトしである。 以較のため、未注入試料のベニンスペクトルが插入されている。 注入後の焼起により、85+*ネル付近の欠陥ピークが徐々に減少していることがあかる。また、注入しただけの欠陥ピークの強度は、両試料ともに等しいが、焼鈍による回復特性は異なっている。とくに、図4-13では、欠陥の回復が遅く、800°Cの焼飽後も、欠陥によると°-クが存在している。

図4-14に、 図4-12,13のスペクトルより覧出した格 子欠陥量の焼鉄特性を示す。 縦軸は、アモルファス状 態を100%としたときの格子欠陥量を表れし, 横幽门. 焼飴温度である。 また,此較のため, 100℃注入の格子 欠陥量の焼鈍特性も示している。 欠陥量は, 度が上昇するに従って徐々に減少するが、シリコンや ザルマニウムなどの欠陥の焼鉄特性とは異なりで、 急 潦な回復ステーツを示さなり。 また,注入しただけの 状態では、欠陥量が等しいにもかかわらず、 注入量の 匆ゖ試料では児脂が焼鈍され難い。 1×10⁴/cm²以上の 注入學 7°は,後才散乱法により測定される欠陥量は飽 和しているが、 注入量が多くなるにつれ某板原子の short range の規則性が破られるために欠陥が焼鈍されに くくかるものと考えられる。 さらに、800°Cの快気を包 後も欠陥が残留している。 残留欠陥濃度は、1×10以cm² 注入7"~2×102%cm3, 2×1016/cm² 注入7"~1×1021/cm3程度7mある。

一才, 100°C 注入でも、欠陥の焼鍋特性は、急激な回復ステージを示さず、欠陥量は徐々に減かし、 600°C





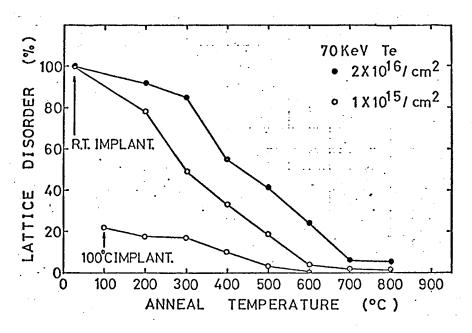
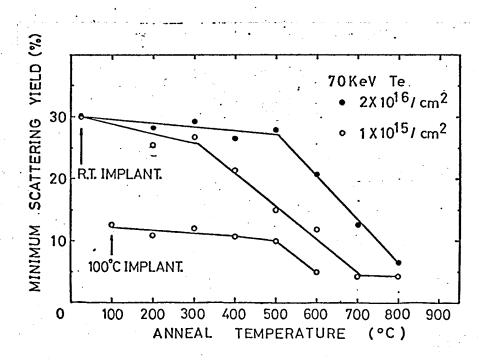


図4-14 格多欠陥電の焼艶特性



四4-15 2mの焼鈍特性

の焼鈍では作回復する。

図4-15に、図4-12~14の試料について 2mで表わまれる 欠陥の 焼鈍特性を示す。 2mの焼鈍特性17、図4-14に示す 欠陥の焼鈍特性と同じ傾向を示し、注入量の99い試料では、2mの減少率が小さく、800℃の焼鈍後もなか高い値を示している。 - オ、100℃注入では、600℃の焼鈍では洗注入の2m値と等しくなる。

このように、室温注入によりかりウム磁系中に発生した格子児解は、シリコンヤゲルマニウム中に発生した格子児解と以べて、焼蝕され難く、注入量に依存した焼蝕特性を示す。この理由としては、かりウムで、加素などのせん母鉛鉱結晶では、その格子位置にかりウム位置、砒素位置という選択性を持っため、焼鈍によるエピタキシャル成長的な欠陥回復の過程がよりユンなどに以べて進み難いと考えられる。 例えば、皿で化を物半導体であるがりウム燐の格子欠陥焼蝕特性に

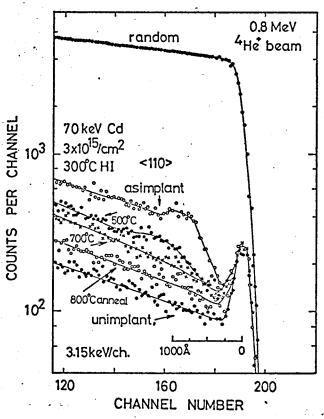


図4-16 高温注入により発生した格子 下陥の 焼鈍特性

フリても, 同じような結果が報告されている500

以上は、テルシン は、のないでは、テルシン のないでは、アルン がは、からいでは、アルン がいたが、アルンが、アルン がいたが、アルンが、アルン がいたが、アルンが、アルン がいたが、アルン がいたが、アルン がいたが、アルン でいたが、アルン でいたが、アルン でいたが、アルン でいたが、アルン にいたが、アルン

日4-16 に、カド ミウムを30°Cで3×10½m2 注入した試料の格子 欠陥焼鈍特性を表わ す後ま散むスペクト 10を示す。

* 图 5-3 参照、

注入しただけの状態で、表面より約900Åの所に存在する小さな格子欠陥と。一クは、700°C以上の焼蝕により消滅するが、800°Cの焼蝕後も20億は未注入試料よりも高い。これより、高温注入にかりても、800°Cの焼蝕後も消滅しない欠陥が存在する。この格子欠陥としては、格子歪などが考えられる。

4.3.4 基板表面組成变化

かりウム配素などの2元化を物半導体では、焼鈴に伴なる基板表面での元素の解離により、 化学量論的組成変化が起きると考えるれる。 さらに、イオン注入により外量の格子欠陥が発生している基板では、この組成変化が促進され、注入層の特性に大きな影響を与えると考えられる。51,53人が原では、 600℃以上の焼乳中表面保護膜としてシリコン酸化膜を用いたが、ここでは、この保護膜を用いて焼乳を行なったとまの基板表面組成を後え散記法を用いて調べた結果について述べる。

図4-17に、保護膜の組成を調べるためにグラファイト上に蒸着したシリコン酸化膜の後ま散乱スペクトルを示す。

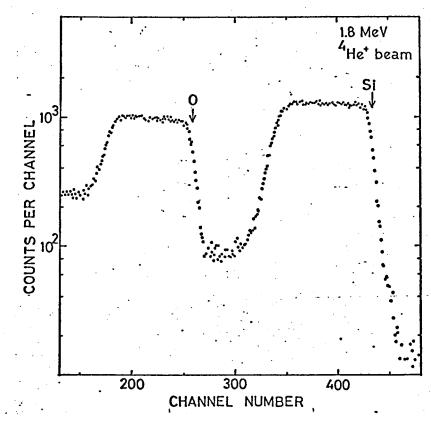


図4-17 シリコン酸化膜の後ま散記

(2、20) または(2、24) ずを用いることにより, シリコンと降素の以が1 対2 7であることがわかる。

図4-18に、未注入、かよがイオン注入後 800°Cの焼鈴を行なった試料のく1000%を散乱スペクトルを示す。 図中のチャネリングスペクトルの表面で一クを解析することにより、表面で、クトに寄与している原子敬かの表面で、クは、表面酸化膜がなければ、表面 1~2屋の原子による散乱の結果生じると考んられる。 例えば、高さとなっての総計数量をA、ランダムスペクトルの原志を収とすれば、表面で、クに寄与する原子層の厚さなは、(2,13)、(2,15) 式より

$$x = \frac{A}{Y_R} \frac{\delta E}{[S]}$$

と与えられる。

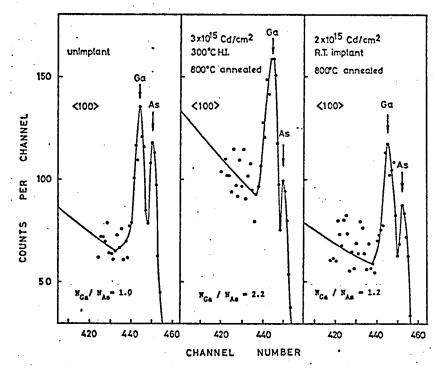


図4-18 基板表面組成を表わす <100> 表面 ピークスペクトル

図4-18の未注入試料のがりウムまたは砂煮について計算すると、 × 2 8 ± 2Åとなり 1~2履が表面とークに寄与していることがわかる。

$$\frac{N_{Ga}}{N_{As}} = (0.8 \sim 1.0) \pm 0.2$$

の程度であった。 このように、後才散乱法でみる限りでは、本研究で用いたシリコン酸化膜を通した焼蝕中の基板原子の解離は非常に少ないと考えられる。

一方、日4-18 に示された注入基板では、放素の存在率が低いことがもかる。 とくに、300℃注入の試料にあいてこの傾向が落しい。 これより、注入中に砒素が基板より解離しているものと考えられる。

^{*}このとき、 バックグラウンドをランダムスペクトルの立上がりで近似して引く52)

^{**} 注入しただけの状態では、格子欠陥のため2つの表面と。一クは分離されない。

第 4.4 節 結 言

がりウム献気にテルル、カドミウムを注入し、注入により発生した格子欠陥を後才散乱法により調べた結果、以下の知見が得られた。

ただし、注入条件でよび焼飲条件は、

加速ェネルギー

70 KeV

注入星

4 x 10"/cm2 ~ 2x 1016/cm2

注入温度

室温~ 600℃

焼鲣温度(時間)

100°c~ 800°C (20分間)

7" \$ 3.

- 1) 室温注入 7"は,~10¹⁴/cm² の注入量 7"注入層 がアも 1v ファス となる。 このとも、 欠陥層の 厚さは, 表面より 500Å 7"ある。
- 2)室温注入時に入射イオン1個おたりがつくる変位原子数は、1900±200個である。
- 3) 宝温注入時に、 基板原子 1 個を変位させる エネルギー Ed は 31 ±4 eV である。
- 4)注入時に生じる格子欠陥数は、注入温度に大きく依存し、欠陥量を少なくする臨界注入温度が100°C~200°Cの間に存在し、200°C以上で注入すれば、発生する格子欠陥量を少なくすることができる。
- 5) 200°C以上の高温注入により生じ3 格子児服は, 注入原子分布の射影能程の3~4倍の深さまで拡 散する。
- り室温注入により生じる格子欠陥の焼艶特性は, 急激な回復ステージを示すず、 注入量に依存した 回復を示し、800℃の焼飽後も欠陥が残る。
- 7) 500°C以上の高温注入では、200°C-300°Cの注入と比べて、がりウム放素基板表面層の格子欠陥が増える。

参考文献

- J.W. Mayer, O.J. Marsh, G.A. Shifrin, and R. Baron: Canad. J. Phys. 45 (1967) 4073
- 2) J.S. Harris, F.H. Eisen, B. Welch, J.D. Haskell, R.D. Pashley, and J.W. Mayer: Appl. Phys. Letters 21 (1972) 601
- 3) N.G.E. Johansson and J.W. Mayer: Solid-State Electronics 13 (1970) 123
- 4) J.A. Davies, J. Denhartog, L. Eriksson, and J.W. Mayer: Canad. J. Phys. 45 (1967) 4053
- J. Lindhard: Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. <u>34</u>,
 No.14 (1965)
- 6) R. Heckingbottom and T. Ambridge: Rad. Effects <u>17</u> (1973) 31
- 7) J.W. Mayer, L. Eriksson, S.T. Picraux, and J.A. Davies: Canad. J. Phys. <u>46</u> (1968) 663
- 8) S.T. Picraux, J.E. Westmoreland, J.W. Mayer, R.R. Hart and O.J. Marsh: Appl. Phys. Letters 14 (1969) 7
- 9) E. Bøgh: Canad. J. Phys. 46, (1967) 653
- 10) L.C. Feldman and J.W. Rogers: J. Appl. Phys. <u>41</u> (1970) 3776
- 11) F.H. Eisen, B. Welch, J.E. Westmoreland, and J.W. Mayer: <u>Atomic Collision Phenomena in Solids</u>, Ed. D.W. Palmer, M.W. Thompson, and P.D. Townsend (North-Holland, <u>Amsterdam</u>, 1970) p.111
- 12) J.E. Westmoreland, J.W. Mayer, F.H. Eisen, and B. Welch: Rad. Effects 6 (1970) 161
- 13) K.L. Brower, F.L. Vook and J.A. Borders: Appl. Phys. Letters 15 (1969) 208
- 14) K. Murakami, K. Masuda, K. Gamo, and S. Namba: Japan. J. Appl. Phys. <u>43</u> (1973) 1307

- 15) R.S. Nelson and D.J. Mazey: J. Mater. Sci. 2 (1967) 211
- 16) G.A. Shifrin and R.G. Hunsperger: Appl. Phys. Letters. 17 (1970) 274
- 17) J.S. Harris and F.H. Eisen: Rad. Effects 6 (1970) 439
- 18) L.N. Large and R.W. Bicknell: J. Mater. Sci. 2 (1967) 589
- 20) J.O. Baldwin and J.E. Thomas: J. Appl. Phys. <u>39</u> (1968) 4391
- 21) G.H. Schwuttke: J. Appl. Phys. <u>36</u> (1965) 2712
- 22) F.H. Eisen: <u>Proc. Rad. Effects in Semiconductors</u> (1970) p.273
- 23) K. Gamo, M. Takai, K. Masuda, and S. Namba: Proc.

 4th Conf. Solid State Devices (Tokyo, 1972), Suppl.

 J. Japan. Soc. Appl. Phys. 42 (1973) 130
- M. Takai, K. Gamo, K. Masuda, and S. Namba: Japan.J. Appl. Phys. <u>12</u> (1973) 1926
- 25) M. Takai, K. Gamo, K. Masuda, and S. Namba: Reports on Progress in Channeling Studies in Japan 2 (1974) 41
- 26) K. Gamo, M. Takai, M.S. Lin, K. Masuda, and S. Namba: <u>Ion Implantation in Semiconductors</u>, ed. S. Namba (Plenum, New York, 1975) p.35
- M. Takai, K. Gamo, K. Masuda, and S. Namba: Japan.
 J. Appl. Phys. <u>14</u> (1975) 1935
- 28) D.R. Wood and D.V. Morgan: J. Electrochem. Soc. <u>122</u> (1975) 773
- 29) E.C. Bell, A.E. Glaccum, P.L.F. Hemment, and B.J. Sealy: Rad. Effects 22 (1974) 253
- 30) J. Haskell, E. Rimini, and J.W. Mayer: J. Appl. Phys. 43 (1972) 3425
- 31) J.U. Andersen, J.A. Davies, K.O. Nielsen, and S.L. Andersen: Nucl. Instr. Meth. 38 (1965) 210

- 32) J.A. Borders and S.T. Picraux: Rev. Sci. Instr. 41 (1970) 1230
- 33) J.F. Ziegler and B.L. Crowder: Appl. Phys. Letters 20 (1972) 178
- 34) J.A. Davies: Private Communication
- 35) L. Meyer: Phys. Stat. Sol. (b) 44 (1971) 253
- 36) E. Rimini, E. Lugujjo, and J.W. Mayer: Phys. Rev. B<u>6</u> (1972) 718
- 37) N. Matsunami and N. Itoh: Phys. Letters <u>43A</u> (1973) 435
- 38) S.T. Picraux, W.H. Weisenberger, and F.L. Vook: Rad. Effects 7 (1971) 101
- 39) W.H. Weisenberger, S.T. Picraux, and F.L. Vook: Rad. Effects 9 (1971) 121
- 40) G. Carter, W.A. Grant, J.D. Haskell, and G.A. Stephens: Rad. Effects 6 (1970) 277
- 41) J.F. Ziegler and J.E.E. Baglin: J. Appl. Phys. 42 (1971) 2031
- 42) W.S. Johnson and J.F. Gibbons: <u>Projected Range</u>
 <u>Statistics in Semiconductors</u> (Stanford University Bookstore, 1970)
- 43) K. Gamo, M. Iwaki, K. Masuda, S. Namba, S. Ishihara, I. Kimura, I.V. Mitchell, G. Ilic, J.L. Whitton, and J.A. Davies: Japan. J. Appl. Phys. 12 (1973) 735
- 44) J.L. Whitton and G.R. Bellavance: Rad. Effects 9 (1971) 127
- 45) F.L. Vook and S.T. Picraux: <u>Ion Implantation in Semiconductors</u>, ed. I. Ruge and J. Graul (Springer-Verlag, Berlin, 1971) p.141
- 46) S.T. Picraux: Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, ed. B.L. Crowder (Plenum, New York, 1973) p.641
- 47) F.H. Eisen: Channeling, theory, observation, and applications ed. D.V. Morgan (John Wiley & Sons, London, 1973) chapt. 14

- 48) L.L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu; Appl. Phys. Letters 19 (1971) 143
- 49) T. Itoh and Y. Kushiro: J. Appl. Phys. 42 (1971) 5120
- 50) S.T. Picraux: Rad. Effects <u>17</u> (1973) 261
- 51) D.V. Morgan and E. Bøgh: Surface Sci. 32 (1972) 278
- 52) D.R. Wood and D.V. Morgan: J. Electrochem. Soc. 122 (1975) 773

第 5 章

注入原子の格子位置

第 5.1 節 貓 言

半導体へのイオン注入の目的は、不純物原子を半導体結晶中の置換位置に導入することにある。 しからイオンの減速過程で起きるカスケード衝突により半導体内部に効量の格子欠陥が生じるため、 注入原子が熱拡散法で導入された不純物原子とは実なった格子位置を占める可能性がある。

注入原子の占める格子位置に関しては、これまで注入層の 閲覧的あるいは光学的な測定の結果より推定されてきたが、注入層には効量の格子欠陥が存在するため、これるの間接的な方法では、置換位置をおる原子の割合を正確に知ることができない。 また、これるの方弦では、注入層の特性が置換位置の原子によるものか、格子欠陥の影響によるものかを知ることが困難である。

一才, チャネリング効果を用いた後才散記法によれけ、直接的に注入原子の格子位置を知ることができ、同時に, 注入層の格子欠陥の星と深之分布を知ることができる。」この方法によれば、基板原子濃度に対して, 10-3~10-4の濃度以上に存在する不能物原子4の格子位置を、約0.1点の精度で知ることができる。

後方散乱法による格子位置の研究は、シリコンやかして二ウムなどに対しては、かかりくなこれているが、がりウム配素などの化合物牛等体中の注入原子に関する報告は少ない。というまた、 化合物半等体は、 その構成原子の積額が複数であるために、 注入により生じる格子欠陥や注入原子の挙動が複雑であると考えるれる。 りえに、 イオン注入 法を化合物半準体 への不 総物添加法として用いるためには、 注入により生じる格子欠陥

^{*}例えば、かりウム砂魚にかいては、4.4×(10¹⁸~10¹⁹/cm³ 程度が検出限界となる。

を少なくする条件、不純物原子の置換位置を占める割合、焼鈍による格子欠陥と不純物原子の脊動などについて詳しく知るなければなるない。 イオン注入により発生する格子欠陥については、第4章で並べた。本章では、がりウム砒素にイオン注入したテルル、カドミウムの格子位置について後ま散乱法により調べた結果について述べる。

第5.2 節 格子位置占有率の注入温度依存性

5.2.1 电殿方法

格子位置占有率の測定法は、原理的に格子欠陥量測定法と同じで、チャネリングイオンが遮蔽距離及以内に格子列に接近できないために、後才散乱量が減少する効果を用いている。 この効果により区別できる格子位置は、 図2-5 に示されている。

- 1) 置操位置
- ii)テトラヘドラル格子間位置
- lii) り,ii)の位置より 0.1Å以上交位した位置の3つの位置である*** 1~3)

第2章で詳しく述べたごとく、異なる2軸以上の結晶軸え向に関して後え散乱量のチャネリング効果を測定することにより、j,i),ii)の位置を占める不能物原子の割合を決定できる。

格子位置測定の一例として、 图5-1 に室温からび200°Cでからられる 3×105/cm² 注入した試料のく1000かからかり 200°Cでから ウムを 3×105/cm² 注入した試料のく1000かからから 200°Cででは、散乱スペクト いの 100~105 分の格子位置占有率は、散乱スペクト いの 100~105 分の 100 を 1

^{*}チャネリング効果

^{**} flux peaking 効果を用いることにより、これ以外の特殊な格子間位置を決定することができる.16~17) **** i),ii)の位置のごく近傍(≤0.8Å)も含む.

^{****}チャネリング" イオンのディチャネリング成分を考慮すると76~84%となる。

れるが、これるの位置を区別するためには、<110>車に関して後方散乱測定を行なる必要がある。

本研究では、格子位置占有率決定のために、果たる之軸以上のチャネリング測定を行なっているが、測定結果に含まれる誤差は、主として、計数量の統計誤差、ランダムスペクトルの設定誤差、 およびディチャネリング成分の取扱いによるもので、 ± (4~10)% 程度である。

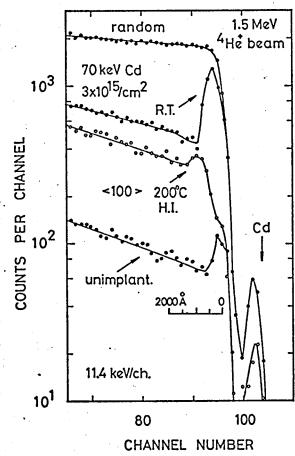


図5-1 カドミウム注入試料に対する後ま散乱スペクトル

^{*}測定系のパルス産&効果が含まれるが、 本研究では、第3-3 節で述べたえ法によりほとんど無視できる程度におさえた。

5、2.2 実験結果かよが考察

5.2.2.1 室温注入 2 等時間燒蝕特性

第43節で、テルルかよびカドミウムを皇温注入すると注入層には多量の格子欠陥が発生し、~10¹⁴/cm²の22 を記えると、注入層は単結晶からアモルファスとなることをあった。 かりん が素中のテルル、 か完全 からなる ためには、本研えることの格子位置を精度を入りませる で 5×10¹⁴/cm²以上の活注を見けいた注入エネルギー70 keV で 5×10¹⁴/cm²以上の活注を見でアモルアスとなっている。 これでは、注入層はよる格子では、注入機の焼鍋による格子では、では、では、では、では、なるの株子に置いた。 これでは、空温でがりウム 称子位置ら 有率の 焼 艶 特性について述べる。

図5-2に、室温で1×10¹⁵/cm² あよび2×10¹⁶/cm²注入したときのテルルの格子位置占有率の焼餓特性を示す。格子位置占有率は、<110> かよび<111>4+入りングスペクトル強度の減少率より(249)式を用いて表わしている。従って、<110>減少率は、注入したテルルの医極位置占有率を、(<111>-<110>)減少率は、格子間位置占有率を表わす。 同図には、此較のため、格子欠陥星も示している。 焼鍋により格子欠陥が"回後するに従って、置

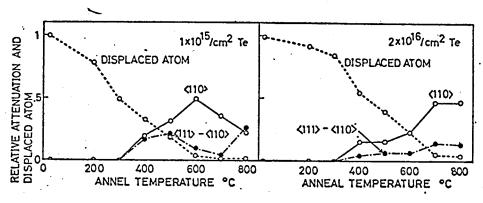


図5-2 格多位置占有率の焼鈍特性

換位置を占めるテルルの割合が増加し、 1×10¹⁵/cm² 注入では、 600°Cでその割合が最高となり、 2×10¹⁶/cm² 注入では、 700°Cで最高となるが、それ以上の温度で焼金を行なっても置換位置与有率は増加しない。 置換位置濃度が最高の 50% のとき、 格子間位置を占めるテルルの割合は非常に少ない。

図5-3,に、 室温でカドミウムを 3×10¹⁵/cm² 注入したときの格子位世占有率の焼艶特性を示す。 此較のため、同図には、テルルについて得られた結果も示している。カドミウム注入とテルル注入とで格子欠陥の焼艶特性が実方っている原因は、4.3.3 で述べた注入場の差によるものとだえられる。 カドミウムに関するくいのおおがくいっ 減少率は、400°(以上の焼艶により、格子欠陥が回復するに従って徐々に増加し、600°Cの焼艶により、ほぼむする。 また、くいの>減少率とくいの>減少率は、ほぼー致している。 これより、カドミウムは、格子間位世をほとんどおよず、~60%が600°C 焼蝕後に置換位置を占めることがわかる。

図5-4に、 100°C 7°テルルを1×10^{US}/cm²注入した試料 について、 テルルの格子位置占有率焼鈍特性を調べた 結果を示す。 以較のため同因には,室温注入の結果 も示している。 100℃ 注入 7″は,注入しただけの状態 7°,格子欠陥量は室温注入の分程度7°, デルルに 関する <111>または <110>減少率は ~30%を示す。 注入 後の焼艶により、 <1112, <110) 減少率は徐々に増加し, 500℃ の焼色により 80~95%の最高値となる。 これより, looc 注入7" は、注入後の 500°C n 焼鈍7", テルルの ' 置換位置占有率が80%となり飽和することがわかる。 また, 室温注入に火ベて, 100℃ 注入のほうがテルルの 高い電換位思濃度が得られる。この理由としては, 100℃注入では,注入後に基板中に残る格子欠陥濃度が 室温注入に以べて低く, 以較的低温で焼弛されるのに 対して、室温注人により発生した格子欠陥は、高温の 焼鲍を行なっても消滅せず, 此較的中定な複合 欠陥と なって基板中に残るためと考えられる。

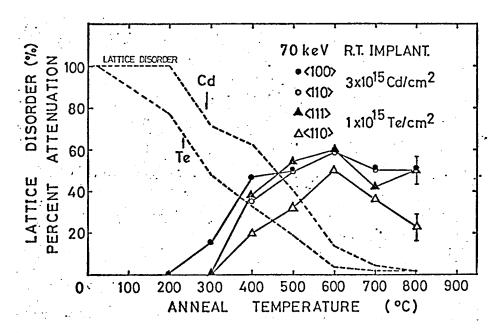


图 5-3 室温注入 時の 格子 位置 占有拳 嫉 鈍特性

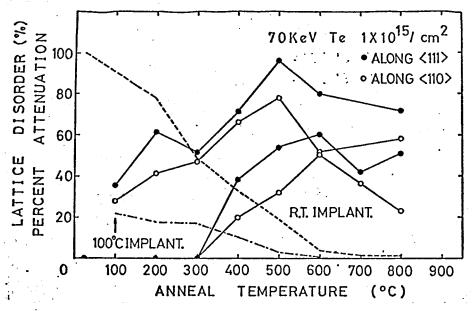
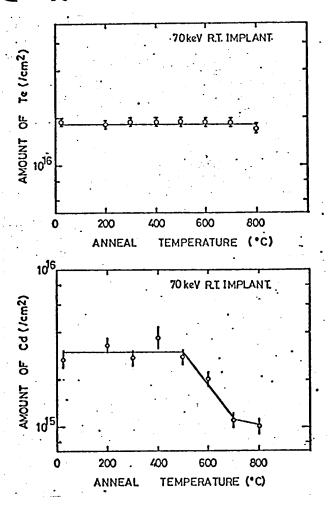


图5-4 100°C 注入時 n 格子位置占有学· 焼鲵特性

図5-5に,室温注入したテルル,カドミウムの焼発色による濃度変化を示す。 注入原子の濃度は,後まで取り、なってもりにより、なのでの焼物で、カドミカであり、 基板を関係 は、 300°Cの焼きで、 カドミカ は、 カドミウムの濃度は、 300°Cの焼きで、 カドミウムの濃度は、 300°Cの焼きで、 カドミウムの濃度は、 600°C以上の焼きで、 カドミウムの焼きで、 カドミウムが振いている。 これらのと考えられる。 また、 フォトと教中に拡散するものと考えられる。 また、 フォトと教中に拡散するものと考えられる。 また、 フォトと教生となり、 カドミウムが拡散は、 高温に スリースに、 5.2(23で述べる。

図5-5 注入原子の 焼 配に伴なう濃度 変化



5.2.2.2 高温注入の効果

5、2、2、1、1で、室温注入では、注入中に発生する約量の格子欠陥のために、注入後の600℃以上の焼鲃を行なれたければ、電換住置もしくはそのごく近傍を占めるテルルなるが力ドミウムが得られないことを示した。一方、第4章、では、200℃以上の高温注入によれば、注入層に90量の格子欠陥をつくらずに不絶物原子を9分配に添加できることでは、注入原子の格子位置占有率に対する高温注入の効果につけて調べた結果を述べる。

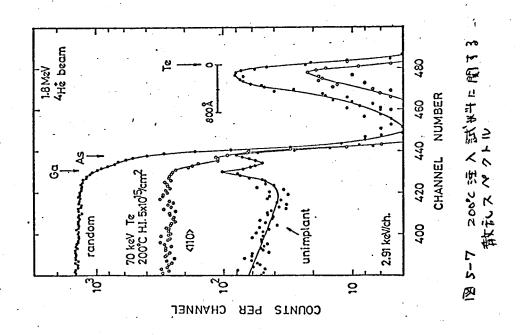
図5-6に、テルルを 550°C 7°6×10¹⁴/cm² 注入した試料の後才散記スペクトルを示す。 ガリウム砂素のチャネリングスペクトルには、 格子欠陥による大きなどつりは存在しない。 また、テルルのチャネリングスペクトルは、70~80%の液が率を示す。 これより、55°C 注入では、注入しただけの状態で、70~80%のテルルが保険位置をよめていることがわかる。

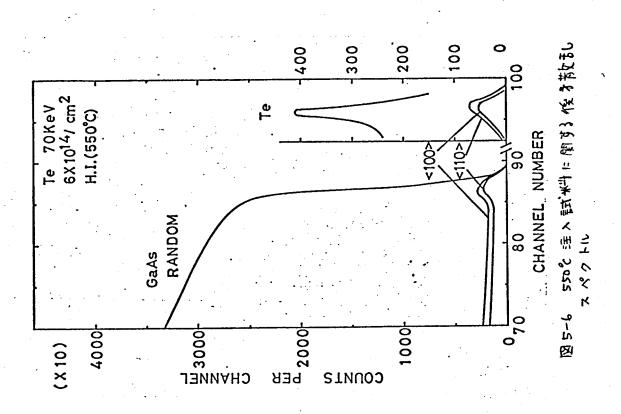
図5-7に、テルルを200°(でち×10°5/cm² 注入した試 料の後才散乱スペクトルを示す。 テルルの <110> チャネリングスペクトルは、 ~65%程度の 減少を示す。 これより、 200°c で注入したテルルは、 注入しただけの状態で、 ~80%程度*が置換位置を占めていることがかかる。 また、テルルのランダムスペクト ルより、新彩磁程やが~220Åであることがわかる。

図5-6.7の結果より、室温注入と此較して高温注入では、高濃度の電機位置不純物が注入しただけで得られることがわかる。 図5-7に、格子位置占有率の注入温度依存性を示す。 テルルとカドミウムの注入量は、それぞれは1×105/cm²、2×1015/cm² である。 注入時に発生する格子欠陥量を2mで示す。 格子位置占有率は2mで100>、<110>、<110>、本税物スペクトルの減少率で表わしてあり、<110>減少率が置換位置占有率。 <111> あよ

^{*}ディチャネリングの補正を行なった値。

^{** (2,44)} 式により求まる。





びく100> 減り率が電換位電と格子間位電与有率の和に対応する。

室温注入では、テルルとカドミウム・15 関する 散孔量は減少を示さす。 100℃ 注入では、 15~30%の散 乱量 減少率を示す。 一才, 200℃以上で注入したテル ルと 200℃~300℃ で注入したカドミウムに関する散乱量 減少率は大幅に増大し、テルルで 80~90℃。 100°C x 200°C サムマックロー80 9. 7 ある。 これより、 間に高濃度を換位をのテルルとカドミウムを 界注入温度が存在し、200℃以上で注入したテルルとカ ドミウムは~80%以上が電換位置を占みていることが きた, 注入温度が500°C以上になると, 位置濃度が減かし、 特に、カドミウム注入でこの傾向 が著しいことがわかる。 カドミウム注入で一致していること,あるび第4至で 述べた欠陥星を小なくする臨界注入温度とも一致して ことなどから、この臨界温度は注入不秘物原子に かりウム砒素結晶特有のものであると考える

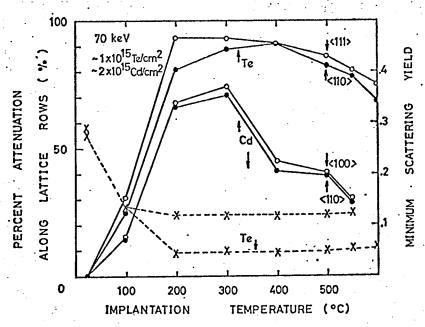


图5-8 格子位置占有率の注入温度 依存性

水る。 例えば、 硫黄注入では、この臨界注入温度以上で注入すれば、 室温注入よりはるがに高いキャリア濃度が得られることが報告されている。 また、シリコンヤゲルマニウムに関しても、このような臨。界温度が存在することが報告されている。4,5,20)

以上のように、高温注入では、注入原子に依存した最適注入温度領域が存在し、この温度領域で注入すれば、注入しただけの状態で、不鈍物原子へ高い登換位置占有率が得られることがわかった。

不純物の置換位置濃度を以較するために、熱抗散法によりテルルを添加した試料につけて調べた結果を述べる。 図5-9 に、テルル添加のキャリア濃度 3.8×10½ の試料の後を散乱スペクトルを示す。 テルルの原子濃度が 1~3×10½ m3であることがわかる。 また、テルルの原子濃度は、0.7~2×10½ m3であることがわかる。 されより、テルルの格子位置実度は、0.7~2×10½ m3となり、テルルは国溶度に対していることがわかる。 これは体積にして、 高温注入しただけの状態で、 6×10½ m2~2×10½ m2の注入では、 6×10½ m2~2×10½ m2の注入では、 6×10½ m2~2×10½ m2の注入では、 6×10½ m2~2×10½ m2の注入では、 6×10½ m2~2×10½ m2 の注入は対して、 6×0%以上のテルルが置限位置をよることがわかっている。 これは体積濃度にして、

2×10²%m³~5×10²/cm³ 程度*となり、拡散这で得られる値(固溶度~1×10¹⁹/cm³) よりはるかに大きいことがわかる。

* 体積 濃度 = 注入量 (表 5-2 卷照)

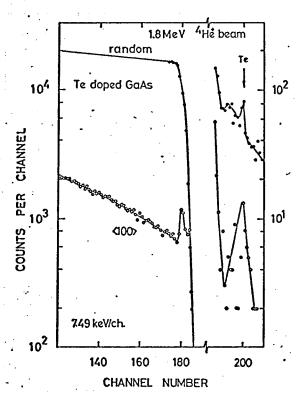


図5-9 テルル添加(n~3.8×10¹⁸/cm³)の 試料に関する後を散ましてペクトル

5.2.2.3 二 重 注入の 効果

がりウム砒素などの二元化の物半導体では、注入中かよび注入後の焼鈍中に化学量論的組成此が大きて養板原子を二種注入することにより、注入層のなうを注入することにより、注入層のは、かられる。 例えば、不純物原子の役割できるとある。 例えば、不純物原子におって砒素を外量に注入が近期の砒素と用語では、その後によって生じる砒素を孔が過剰の砒素と用語でするとたえるれる。22124)以上の観点より、ここではカドラウム注入に対して試みた二量注入の結果について述っる。

5.2.2.2 の格子位置測定の結果、 400°C以上のカドミウム注入では、 置換位置濃度が減少することがあかった。 この理由としては、 注入中に基板表面より 孤素が蒸発することにより注入層に 砒素空孔 が 外数発生すること、 注入層 が化学量論的組成当量からすれて 孤素欠損の状態となることなどが考えられる。

これるを防ぐために、カドミウムの500で注入に先だって砒素を注入した結果を表5-1に示す。 また, まには, 此味のため, カドミウム注入時に保護膜を用いたときの結果を示している。 砒素ニ童注入とかにようなだけの500で注入では, ヘリウムイオンのディチャネリングを考慮すると, 格子位置は有率に関してはほとんど差は認められない。 保護膜を用いて注入したと量に依存し, 二重注入による効果は認められない。

次に、二重注入の不純物の布に与える効果について調べた結果を述べる。

図5-10に、室温 および 500°Cで注入したカドミウムの分布を測定した結果を示す。 後矛散乱粒子のエネルギーを (2.12) 式により深さに換算することにより

^{*} ガリウム空孔, 放素空孔など。

^{**} 图4-11参照

表5-1 種々の注入に対するカドミウムの格子位置日有率

a) <100>	b) Xm	% <110>	b) X _m	DOSE(/cm ²)
40	0.17	40	0.13	2.8 x 10 ¹⁵
40	0.24	30	0.24	2.8×10^{15}
30	0,22			2.0 x 10 ¹⁵
30	0.19	30	0.17	2.2 x 10 ¹⁵
50	0.14	40	0.14	2.2 x 10 ¹⁵
	40 40 40 30 30	40 0.17 40 0.24 30 0.22 30 0.19	xm x < 110> 40 0.17 40 40 0.24 30 30 0.22 30 0.19 30	x x < 110> x 40 0.17 40 0.13 40 0.24 30 0.24 30 0.22 30 0.19 30 0.17

Probing beam: 1.5 MeV 4He+

カドミウムの深之分布がわかり、その射影能程即は、 室温注入で~220Å、 500℃注入で~350Å である。これより、500℃の高温注入では、注入しただけの状態で、か ドミウムが深い位置に分布していることがわかる。

また、分布の標準偏差ARPは、測定系の分解能FWHMs を考慮して、deconvolution により

$$\Delta R_{p} = \frac{1}{2.368} \sqrt{\text{FWHM}^{2} - \text{FWHM}_{S}^{2}}$$

* 測定系のエネルギー 分解能 14.7 KeV は、カドミウム 分布の Rpに相当する。このため、 Rp測定については、 He e ームに 対して試料を 45°傾け、深さ分解能を 150Å 程度として 測定した。

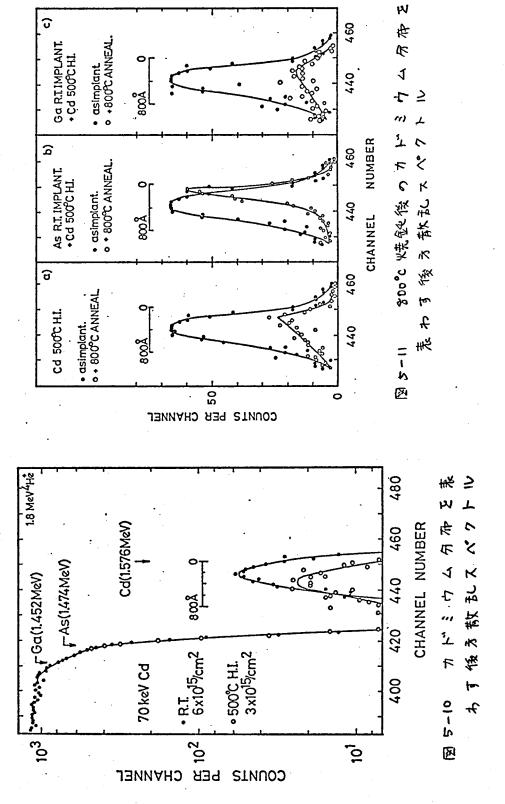
a) Estimated errors are - ± 8 %.

b) Estimated errors are - ± 0.01.

c) Estimated errors are $-\pm 0.2 \times 10^{15}$.

d) Implantation was carried out with 200keV Cd ions through the films and the dose retained in the crystal is shown.

e) Implantation was carried out with 50keV As ions.



の式で与えられ、図5-10では、室温注入で160Å、50℃ 注入で270Åとなる。 - る、LSS理論に基づいた計算値は、Rp~215Å、ARp~90Åとなり、 Ppに関しては 室温注入の結果と良く一致している。 他の試料について、Rp、ARp を測定した結果を表5-2に示す。

Implant, Temp.	Ion	Pp(Å)	dRp(Å)
RT	Te	220	160
200°c**	Te	. 220	130
RT ***	Cd	2 20	160
2000	Cd	220	200
3 00°C	Cd	220	200
500°C***	Cd	350	270

表 5-2 注入 原子分布の Rp, 4 Rp 測定値

図5-11に、カドミウムの500°C 注入,砒素二重注入, およびがりウム=重注入の各試料のカドミウム原子の 分布を注入後なよび800℃焼飲後に測定した結果を示す。 カドミウム, かりウム, 2Kk素の注入量は3×10¹⁵/cm² 7"有 - 注入しただけの状態では,各々のカドミウム分 布に差はない。 80℃ 焼飽後に,カドミウムのみの注 入とがりウムニ薩注入の試料では、カドミウム分布に 大きな変化がみられる。 これは、焼艶中に、カドシ ウムが拡散したことを示す。 一方,砒素二重注入の 試料では、カドミウム分布は室温法人の脳系の分布に 近り形である。 また、 室温強人の砒素の分布よりも 深い部分では、カドミウムは拡散している。 うな. カドミウムの拡散は、注入時かるが焼気中に生 いる砒素空孔によるものと考えられる。 そして、 放 素の二種注入により放素空孔に起因するカドミウムの 拡散が抑制されるものと推定される。

^{*}FWHMは、カドミウム分布の半値幅である。

^{**} 図5-7 参照

林 图5-10参照.

伊藤遊は、カドミウムの500°C注入により、注入層の内部にできる高抵抗層を秘索の二重注入により阻止することに成功した。この理由としては、二重注入により、注入中に発生した一般東空孔の拡散を制御した結果であると報告している。 すた、Stoneham達は、GaAs。Pof ハイオン注入した 亜鉛の焼乳中の拡散を砂集の二雲注入により阻止することができることをキャリア分布の測定により示している。 これらの 結果は、化合物半導体へ基板構成原子を注入することで示唆している。

5, 2, 3 結 言

がりウム酸素に、テルル かよびカドミウム を注入し、格子位世与有率を後方散乱法により調べた結果、以下の知見が得られた。

たた"し、 注入条件あるが焼鉛条件は,

加速エネルギー 注入量 注入温度 焼鈍温度(時間) 70 KeV 6×10¹⁴/cm² ~ 2×10¹⁶/cm² 室温~ 600°C 100°C ~ 800°C (20分間)

である。

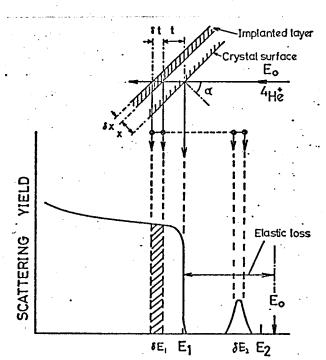
- 1)テルルとカドミウムの格子位置占有率は、注入温度に大きく依存し、高濃度置換位置のテルル、カドミウムを与える臨界注入温度が100℃と200℃の間に存在する。
- 2) 基板温度 200°~ 550°C で注入したテルルと、 200°~ 300°C で注入したカドミウム は、 注入しただけの 状態で~ ~80% 以上が置換位置を占める。
- 3)注入時の基板温度が 500°C以上になると、 置換位置を占めるテルル、カドミウムの割分が減ケする。 特に、カドミウムにこの傾向が落しい。
- 4)室温注入したテルル,カドミウムの格子位置占有率は、注入後の60°Cの焼気により飽和し、50~60%を示す。
- り室温で前も、て 秘索を注入することにより、50℃で活入したカドミウムの 焼鈍中の拡散を制御すること ス゚゚できる。

第5.3節 原子列よりの変位

5、3、1 実験 3 法

定入原子の原子列よりの変位量を, チャネリングの臨界角の測定により知ることができる。 これについては, 第2章, 第2.2 節で詳しく述べた。 ここでは, チャネリングの臨界角の測定法について述べる。

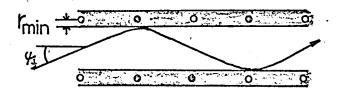
臨界角測定時の角度走査は、試料と0.1°~0.2° ステップで傾けて行なった。 傾ける才向は、面チャネリングの影響を少なくするため、主要な面チャネルの一つと19~20°の角度をなすよるに設定した。 不能物原子からが基板原子からの散乱量は、その深む×と俊才散乱スペクトルのエネルギーの対応を示す。 注入原子から、散乱量は、それぞれのランダム散乱量で、規格化



ENERGY OF SCATTERED HELIUM 図5-12 注入屋の深まと俊え散 乱スペクトルのエネルギー対応図

して表れした。 臨界角は、後ま散乱量の角度体存性を表わすディップの半値幅角度(FWHM)の立である。

 子に対する臨界角より狭くなり、(2.31)、(2.38)式により注入原子の格子例からの変殖量が決定まれる。 図5-14に、注入原子に対する臨界角と注入原子の変位量との関係を示す。 臨界は、44ネリングの特性角外で規格化している。



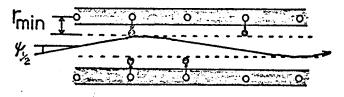
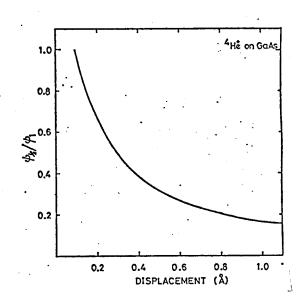


图5-13 变位量测定原理图



四5-4 臨界角と変位量の関係

5.3.2 実験結果 かよび芳宴

5.3.2.1 室温注入した原子の変位

5.2.2.1 で、室温注入したテルルとカドミウムの棒子位世占有率を測定した結果、注入後の60%の焼餓により、注入原子の50~60%が世換位置もしくけそのごく近傍を占めることがわかった。 ここでは、室温注入したテルルとカドミウムの格子位置かるの受位量を調べた結果について述べる。

図5-15に、室温で2×1016/cm²テルルを注入し、800℃で焼起した試料の<111>、<110>かよがく100) 軸に関する後え散乱量角度分布を示す。 総軸がランダム散乱量で規格化した散乱量で、横軸が走査角度である。 各軸に関して、テルルに対する角度分布の半値幅は、基板原子に対するそれより狭い。 また、テルルに対する xmは基板原子に対する xmより、たせく、の4~の5 である。 されより、テルルの50~60% が正規の登換位置を 5 めず、僅かに変位した位置を 5 めていることがわかる。 変位量は、第2年で述べた Lindhard へ理論によれば、<111>、<110>、<110>、<10>、<100>、<100> 格子別より、それでれの21点、0.35点、0.35点、21億元、<110>、<100>、<100> 格子別より、それでれの21点、0.35点、0.35点、21億元、<100> 大地定まれる。

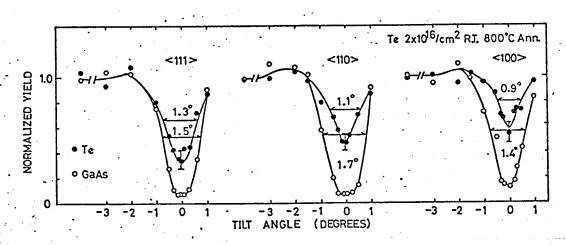


図5-15 後有散記量角度依存性 (1 MeV that is よう測定)

図5-16に、室温でテルルをワ×104/cm3注入し、550°C の焼鈍を行なった試料のく111フとく110>軸に関する後才散 **記量の角度分布を示す。 各軸に関するテルルに対す** 角度分布の半値幅は、基板原子に対するうれより狭い。 また, テルルに対するかいは~0.57である。 これより, テルルの50%以上が正規の登換位きをちめずに、登換 位置より僅かに変位した位置もちゃていることがわか る。 その変位量は、 <111>格子列より 0.49Å, <110>格子 列もりの34 Å と推定まれる。 しのように、一担室温 7"テルルを注入してしまると、 洋入後の 550°C~800°C の 焼鈍を行なっても, テルルを罡換位世に導入できない こと 8でわかる。 ーオ, Harris 達 は, 室温でテルルを 注入したときにはテルルによる電気伝導がみられず, 150°C 以上で注入した試料についてのみテルルによる電気化等が得る水ることを報告している。 室温で注入 した場合、テルルによる魔気伝導が得られない理由と しては、テルルが正規の登扱位置を占めず、僅かに変 位した位置を占めるためと考えるんる。

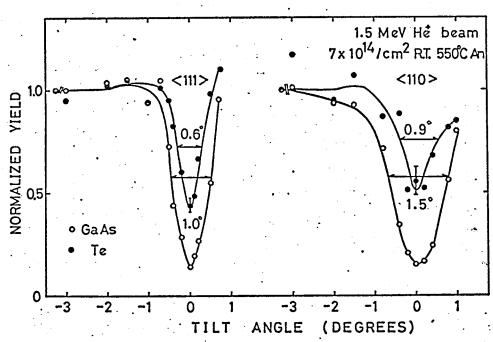


図5-16 後な飲む量角度体存性 (1.5 MeV 4Ht による測定)

図5-17に、室温でカドミウムを3×10¹⁵/cm² 注入し、700℃で 7 焼鈍を行なった試料の各脚に関する後を散乱量の角度分布を示す。 各軸に関するカドミウムに対する角度分布の半値幅は、基板原子に対するそれより、カドミウムの50%以上が正規の世換位置をおより、カドミウムの50%以上が正規の世換位置をおより、 世換位置より僅かに変位した位置をおめていることがわかる。 その変位量は、 <111> 格子列よりの30Å、 <100>格子列よりの50Å、 <100>格子列よりの40Å

以上のように、空温注入では、注入後の55°C~80°C の焼鈍を行なっても、テルルとカドミウムは正規の電機位置を占めず、僅かに変位した位置を占めることがあかった。この原因としては、空温注入により発生した格子欠陥に注入原子が補獲され、注入後の高温焼生飢えては、Harris 達はエピタキシャル成長したがりウムに動えば、Harris 達はエピタキシャル成長したがりウムにある。 素に空温でテルルを注入し、850°C で焼鈍したがりウムで乳とテルルの複合欠陥(Van-Teas)によると思われる~1人の発光とで一クをオトルミネッセンスの測定によりみつけている。

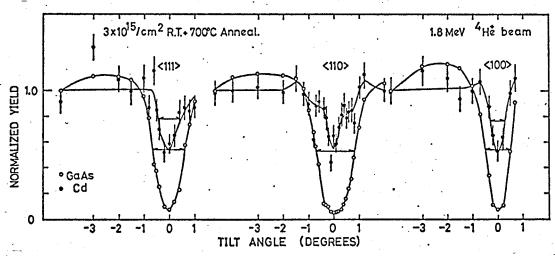


图5-17 後方散記量角度依存性

5.3.2.2 高温注入の効果

5.3.2.1 で、室湿で注入したテルルヤカドミウムは、注入後の高温の焼鈍を行なっても正規の登換位置とおめず、置換位置より僅かに変位した位置をおめることについて述べた。 ここでは、このような変位に対する高温注入の効果について述べる。

図5-18に、550°Cでテルルを6×10⁴/cm² 注入した試料の名軸に関する後才散記量の角度の布を示す。 各軸に関するテルルに対する角度の布の半値幅は、基本原子に対するラルに一致している。 また、テルルに対する※、は ~0.2である。 これより、550°C で注入したテルルは、注入したた"けの状態で、その80%以上が世操位告をおといることがわかる。

図5-19 に、550°C でテルルを5×10¹⁵/cm² 注入した試料のく111) 助に関する後方散乱量の角度分布を示す。テルルに対する角度分布の半値幅は、基板原子に対するそれと一致してあり、狐は~0/2 である。 これより、注入量が増加しても、550°C 7"注入すれば、注入しただけの状態で、テルルは正規の終子位置を占めることがある。

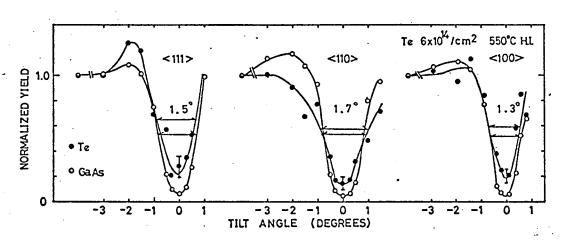


図5-18 後方散乱量角度依存性 (1 HeV Hter 6 3 测定)

图5-19 後方散乱量角度依存性

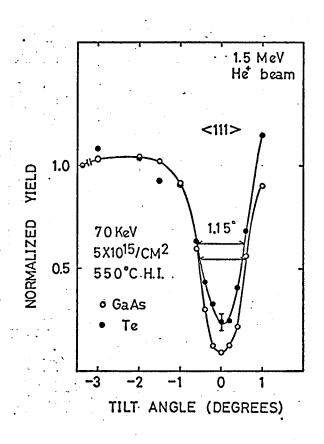


図5-20に、200℃でテルルを1×10¹⁶/cm² 注入した試料の<111> および<110>軸に関する後者散乱量の角度分布を示す。 各軸に関するテルルに対する角度分布は、ほどを振原子に対するそれと一致している。 これより、200℃で強入したテルルは、ほぼ100%が電機位置を占めていることがわかる。 また、テルルの分布の射影能程限と標準備差 4やを用いることにより、電板位置を占めるテルルの濃度Nは、

$$N = \frac{1 \times 10^{16}}{R_P + 4R_P} = \frac{1 \times 10^{16}}{350 \times 10^{-8}} = 2.9 \times 10^{21} / cm^3$$

と求する。 これは、 がりウム砒素の原子濃度の6.5%に相当する。 また、この値は、がりウム砒素におけるテルルの固溶度~1×10¹⁹/cm³をはるかに超えている。 以上のように、 注入時の基根温度を200°C から550°C

以上のように、注入時の基板温度と20°Cから55°Cに保って注入すれば、注入しただけの状態で、80%以上のテルルが世換位をとちめることがわかる。

^{、*} 表 5-2 参照

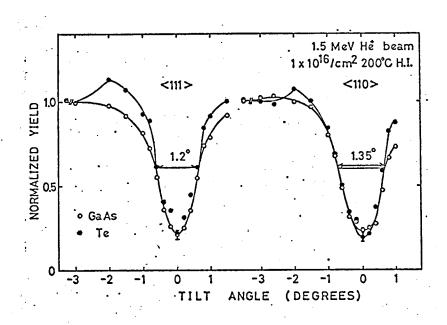


图5-20 後才散乱量角度依存性

一才, カドミウムの高温注入では, 注入温度領域が, 高濃度 電損位電を与える 200℃~300℃の領域と, ううでない400℃以上の領域とに別れることを第5.2 節で示した。 ここでは, この2つの領域でそれぞれ程入したとものカドミウムの変位について調べた。

図 5-21に、300°Cでカドミウムを2×10¹⁵/cm² 注入した試料の各軸に関する後者散乱量の角度分布を示す。各軸に関するカドミウムに対する角度分布の半値幅は基板原子に対するそれに一致している。 また、カドミウムに対する 2mは 0.3~0.4 である。 これより、300°Cで注入したカドミウムは、注入しただりの状態でその 80%程度が管換位ををおれていることがあかる。

図5-22に、500°C 7"カドミウムを3×10¹⁵/cm² 注入した試料の <110> × <100> 軸に関する後方散乱量の角度分布を示す。 各軸に関する カドミウムに対する 角度分布の半値幅は、基板原子に対する それより狭い。 また、カドミウムに対する Xm は ~0.6 7"ある。 これより、500°C 7"注入したカドミウムの~40% は、正規の電操位置をおりず、 置換位置より僅かに変位した位置を5871 3 2 × x かかる。 その変位量は、 <110>,<100>各格子列より 0.30Å× 推定 まれる。 また、図5-21,22の 結果

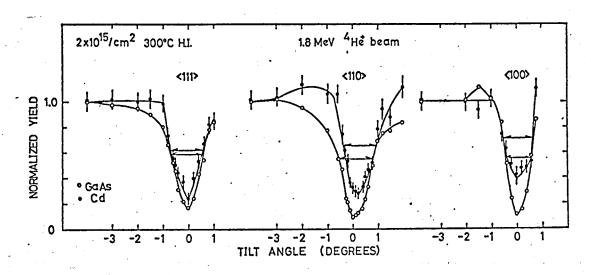


图5-21 後矛散乱量角度依存性

*ディチャネリング補正を行なった値

より、カドミウムの高温注入では、高濃度置換位置を与える最適注入温度が 200℃~30℃に限られ、40℃以上の温度で注入してもカドミウムは電換位置を占めないことがわかる。

注入原子の格子列からの僅かな変位に関しては、シリコン中のアンチモンとピスマスについて鞭告されている26~28)、シリコン基板では、注入温度に関係なく、注入量 xi ~2 x 10⁴/cm² 以上になるとこの現象が起きるため、注入濃度効果によるものとまれてかり、 がりウム 欧素 7"の結果とは異なっている。

このように、高濃度電換位置占有率が得られる条件は、テルルに関しては、200°C~550°Cの高温注入に限られ、カドミウムに関しては、200°C~300°Cの高温注入に限られる。この条件は、他の注入原子にフリては必ずしもすてはまらない。例えば、錫ヤアンチモンでは、室温注入し、焼飯したともでも、その60~90%が置換位置を占める。8,13)また、アルミ、燐、シリコンな

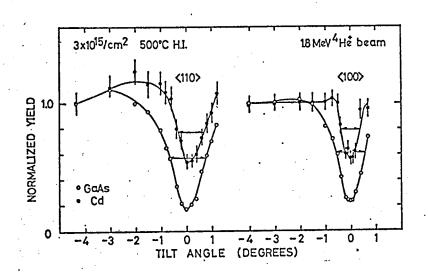


图 5-22 後牙散乱量角度低存性

ども、格子振動の吸収スペクトルの測定により、室温 注入後、焼蝕したときにも電操位置をよることが報告されている。24,300 さらに、亜鉛に関しても、室温注入後、焼蛇したときのホール効果の測定であれると変したとれている。200°C以上の高温注入ではるかに高いより、空温注入なが得られるとないる。2017,32,330 これは、空温注入なが高に関しては、空温注入なが高にないでは、空温注入なが高にないる。 が有効であることが割る。この理由の一つは、高温注入時の被素、発の効果が考えられる。

以上のように、テルルかよがカドミウム注入では、最適注入温度領域が存在し、この温度領域で注入すれば、容易に高濃度置換位置占有率が得られるが、その他の注入原子に関するこのような傾向はあきるかではない。

一般に、注入原子の格子位置と注入温度の関係はそれぞれの注入原子の特性により決まっていると考えられ、この特性として何を考えるべきかを知るためには、個々の注入原子の格子位置について詳しく調べる必要がある。

5.3.3 結言

がりウム砒素に、テルルかよびカドミウムを注入し、これるの原子の格子列よりの変位を後ま散乱法により、測定することにより、以下の知見が得るれた。 ただし、注入条件かよび焼鉛条件は、

加速エネルギー 注入量 入温度 (時間)

70 KeV
6 X 10¹⁴ ~ 2 X 10¹⁶ /cm²
室温 ~ 550°C
550°C ~ 800°C (20 所間)

である。

- 1)注入原子の置換位置よりの変位は、注入温度に大きく依存し、室温で注入したテルル、カドミウムは、注入後に550℃~800℃の焼鲵を行なっても置換位置を占めず、置換位置より僅かに変位した位置を占める。その変位量は、処理条件により異なり、0.3~0.8Åである。
- 2) 基板温皮 200°C ~ 55°C で注入したテルル, 200°C~300°C で注入したカドミウムは、注入しただけの状態で、7°~80%以上が管換位置を占める。
- 3) 基板温度 400°C 以上で注入したカドミウムは、その 40% が電換位置より 0.3 Å程度変位した位置を占める。

参考文献

- See for example, J.W. Mayer, L. Eriksson, and J.A. Davies: <u>Ion Implantation in Semiconductors</u> (Academic Press, New York, 1970)
- 2) J.A. Davies, J. Denhartog, L. Eriksson, and J.W. Mayer: Canad. J. Phys. 45 (1967) 4053
- 3) J.A. Davies: Channeling, theory, observation, and applications ed. D.V. Morgan (John Wiley & Sons, London, 1973) Chapt. 13
- 4) J.W. Mayer, L. Eriksson, S.T. Picraux, and J.A. Davies: Canad. J. Phys. 46 (1968) 663
- 5) L. Eriksson, J.A. Davies, N.G.E. Johansson, and J.W. Mayer: J. Appl. Phys. 40 (1969) 842
- 6) O. Meyer and J.W. Mayer: Solid State Electr. <u>13</u> (1970) 1357
- K. Bjorkqvist, B. Domeij, L. Eriksson, G. Fladda,
 A. Fontell, and J.W. Mayer: Appl. Phys. Letters <u>13</u>
 (1968) 379
- 8) K. Gamo, M. Takai, K. Masuda, and S. Namba: Proc. 4th. Conf. Solid State Devices (Tokyo, 1972) J. Japan Soc. Appl. Phys. 42 (1973) Suppl., p.130
- 9) R. Bicknell, P.L.F. Hemment, E.C. Bell, and J.E. Tansey: Phys. Status Solidi (a) 12 (1972) K9
- 10) J.S. Harris, F.H. Eisen, B. Welch, J.D. Haskell, R.D. Pashley, and J.W. Mayer: Appl. Phys. Letters 21 (1972) 601
- M. Takai, K. Gamo, K. Masuda, and S. Namba: Japan.
 J. Appl. Phys. 12 (1973) 1926
- 12) G. Ilic, G.T. Ewan, and J.L. Whitton: Rad. Effects

 18 (1973) 47
- 13) T.G. Finstad, S.L. Andersen, and T. Olsen: Phys. Status Solidi (a) 25 (1974) 515

- 14) K. Gamo, M. Takai, M.S. Lin, K. Masuda, and S. Namba: <u>Ion Implantation in Semiconductors</u>, ed. S. Namba (Plenum, New York, 1975) p.35
- 15) M. Takai, K. Gamo, K. Masuda, and S. Namba: Japan. J. Appl. Phys. <u>14</u> (1975) 1935
- 16) J.U. Andersen, O. Andreasen, J.A. Davies, and E. Uggerhøj: Rad. Effects 7 (1971) 25
- 17) J.U. Andersen, L.C. Feldman, and E. Laesgaard: Rad. Effects 12 (1972) 219
- 18) K. Aoki, K. Gamo, K. Masuda, and S. Namba: (to be published)
- 19) D.E. Davies, S. Roosild, and L. Lowe: Solid-State Electron, 18 (1975) 733
- 20) A.W. Tinsley, K.C. Jones, P.R.C. Stevens, G.G. Georgo, and E.M. Gunnerson: European Conference on Ion Implantation (Peregrinus, Stevenage, England, 1970) p.187
- 21) S.T. Picraux: Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, ed. B.L. Crowder (Plenum, New York, 1973) p.641
- 22) R. Heckingbottom, and T. Ambridge: Rad. Effects <u>17</u> (1973) 31
- 23) I.V. Mitchell, J.W. Mayer, J.K. Kung, and W.G. Spitzer: J. Appl. Phys. <u>42</u> (1971) 3982
- 24) T. Itoh and Y. Kushiro: J. Appl. Phys. 42 (1971) 5120
- 25) E.B. Stoneham and J.F. Gibbons: <u>Ion Implantation in Semiconductors</u>, ed. S. Namba (Plenum, New York, 1975) p.57
- 26) D. Sigurd and B. Domeij: Phys. Letters 36A (1971) 81
- 27) S.T. Picraux, W.L. Brown, and W.M. Gibson: Phys. Rev. B 6 (1972) 1382
- 28) D. Sigurd and K. Bjorkqvist: Rad. Effects 17 (1973) 209
- 29) L.H. Skolnik, W.G. Spitzer, A. Kahan, and R.G. Hunsperger: J. Appl. Phys. <u>42</u> (1971) 5223

- 30) L.H. Skolnik, W.G. Spitzer, A. Kahan, F. Euler, and R.G. Hunsperger: J. Appl. Phys. 43 (1972) 2146
- 31) Y. Yuba, K. Gamo, K. Masuda, and S. Namba: Japan.J. Appl. Phys. <u>13</u> (1974) 641
- 32) J.M. Woodcock, J.M. Shannon, and D.J. Clark: Solid-State Electron. <u>18</u> (1975) 267
- 33) J.P. Donnelly, W.T. Lindley, and C.E. Hurwitz: Appl. Phys. Letters 27 (1975) 41

第6章 結 論

第4章から第5章まで、かりウム 砂葱に イオン注入したテルルとカドミウムの格子位置 かよび 海入により 発生した格子欠陥に関して後え 散乱 法を用いて 調べた 結果を述べてきたが、 それらをまとめると以下の様になる。

ただし、 注入条件 むよび 焼乳条件は,

加速エネルギー 注入量 注入温度 (時間)

70 keV 2 × 10¹⁴ ~ 2 × 10¹⁶/cm² 星温 ~ 600°C 100°C ~ 800°C (20分間)

である.

(工)注入原子について,

- 1)注入原子の置換位置濃度は、注入時の基板温度に大きく依存し、高濃度置換位置のテルル、カドミウムを与える臨界注入温度が100°C × 200°Cの間に存在する。
- 2) 基板温度 200°C~ 550°C で注入したテルルと, 200°C~300°C で注入したカドミウムは, 注入しただけ
 の状態で 80%以上が置換位置を占める。
- 3) 注入時の基板温度が500°C以上になると、テルルカドミウムの電操位置濃度が減少する。 特にカドミウムにこの傾向が激しく、500°Cで注入したカドミウムは、置換位置より0.3人程度変位した位置と占める。
- 4) 室温注入したテルル、カドミウムは、注入後の550°C~800°Cの焼鈍を行なっても、 電機位置を占めず、 置換位置より僅不に変位した位置を占める。 変位量は、処理条件により異なり、 置換位置より 0.3~0.8Å程度である。
- 5)室温で前もって ឈ素を注入することにより, 500cで注入したオドミウムの 焼鈍中の拡散を削御することができる。

6)室温注入したテルル、カドミウムの分布の射影 発程 Rpは、LSS 理論による計算値とほぼ一致 するが、標準偏差 ARp は LSS 理論による計算値 の18倍程度となる。

(正)格子欠陥について,

- 1)イオン注入により発生する格子欠陥量は、注入時の基板温度に大きく依存し、室温注入では、~10¹⁴/cm² の注入量が注入層がアモルファスとなる。このとも、アモルファス層の厚まは、~500Åである。
- 2) 室温注入 時に、 入 射イオン 1 個あたり がつくる 変位原子数 は~1900個 である。
- 3) 室温注入時に基板原子1個を変位させるエネルギー Ed は,~31eV でする。
- 4)注入時に発生する格子欠陥量を少存くする臨界 注入温度が100%~200%の間に存在し、200%以上で注入すれば、発生する格子欠陥量を少存くすることができる。
- り200℃以上の高温注入により発生する格子欠陥は, 注入原子分かの射影発程 Rpの3~4倍の深さまで 拡散する。
- 6)室温注入により発生した格子欠陥の焼艶特性は, 注入量に依存した回復を示し、200°Cの焼鈴後も 欠陥が残る。
- 7)500℃以上の高温注入7°は、200°c~300°Cの注入と 此べて、基板表面層の格子欠限が増える。

以上の結果より、かりウム砒素へのテルル、カドミウム注入では、200°c~300°cの最適注入温度が存在し、この温度領域で注入すれば、注入しただりの状態で、熱拡散法では得られない高い置換位置濃度を容易に達成しるることが明確となった。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、常に懇切なる御指導御鞭達を賜わりました半導体工学研究室の難波進数換升田公三助教授,滿生健次助手の諸先生方に心から感謝の意を表します。 また, 種々の 有益 なる 御指導,御指摘を賜わりました基礎工学部 牧本利夫教授, 藤沢和 串教授, 末田正教授, 浜川圭弘教授, 金田重男助教授, 官崎和彦助教授, 山本錠彦助教授に感謝の意を表します。

本研究を行なるにあたり、 バンデ・グラーフ 型加速器を使わせていただいた関西五社イオン注入共同研究関係諸氏ならびに大阪大学理学部杉本研究室のオヤに深く感謝します。

また、本研究の過程で、御協力、御激励を賜わった 基礎工学部難波研究室の方々に感謝の意を表します。 特に、実践に御協力を得た大学院生の石田俊男氏、大 沢彰氏、高田昇氏、五師弘雄氏に深謝します。

- "Ion Implantation of Te and Sb in GaAs", K. Gamo, M. Takai, K. Masuda and S. Namba, Proc. 4th Conf. Solid State Devices (Tokyo, 1972), Suppl. J. Japan. Soc. Appl. Phys. 42, pp.130-135 (1973)
- "Effects of Implantation Temperature on Lattice Location of Tellurium Implanted in Gallium Arsenide", M. Takai, K. Gamo, K. Masuda and S. Namba, Japan. J. Appl. Phys. <u>12</u>, pp.1926-1930 (1973)
- "Application of Channeling to Ion-Implanted Gallium Arsenide",
 M. Takai, K. Gamo, K. Masuda and S. Namba, Reports on Progress in Channeling Studies in Japan 2, pp.41-46 (1974)
- 4. "Ion Implantation of Cd and Te in GaAs Crystals", K. Gamo, M. Takai, M.S. Lin, K. Masuda and S. Namba, <u>Ion Implantation</u> <u>in Semiconductors</u>, ed. S. Namba (Plenum Press, New York, 1975) pp.35-40
- 5. "Lattice Site Location of Cadmium and Tellurium Implanted in Gallium Arsenide", M. Takai, K. Gamo, K. Masuda and S. Namba, Japan. J. Appl. Phys. <u>14</u>, pp.1935-1941 (1975)
- 6. 「GaAs に おける注入原子の格子位置」 高井幹夫, 蒲生健火, 升田公三, 雜波進: 電気学会電子装置研究会 10月資料 EDD75-124 (1975年)

参考発表論文目録

- 1) 「GaAs中のTe およいSbの格子内位置」蒲生健次, 高井幹夫,升田公三、難波進:電気学会電子装置 研究会資料(EDD-72-47)1972年10月
- 2)「GaAs中の注入イオンの格子位置,溝生健次,高井幹夫,升田公三、難波進:十4回理研シンボ ジウム(1973年) P.P.7-15
- 3) 「Ca, TeのGaAs, GaP 中にあける格子位置の研究」 浦生健次, 高井幹夫, 介田公三, 難波進: オケ回 理研シンポッウム (1974年) PP. 9-12
- 4) "Increase in Tc of Nb Films Implanted with N2" "

 K. Masuda, A. Ohsawa, K. Gamo, M. Takai, S. Namba and A. Mizobuchi: Japan. J. Appl. Phys. 14,p p.1831 -1832(1975)

口頭発表論文目録

- 1)「GaAs へのTeイオン注入」高井幹天,今田彬,蒲生健次, 升田公三,難波進:为19回応用物理学会学術講演会 (昭和47年3月,干菜大学)31a-C6:
- 2)「GaAs 入のSbイオン注入」蒲生健次,今田彬、高井幹夫, 今井和雄、升田公三、難波進:オ19回応用物理学気学 術講演気(昭和47年3月、干葉大学)31a-C5
- 3)「GaAs 入のTeイイン注入(町高井幹夫, 浦生健次, 升田公三, 難波進: 沖33回応用物理学気学術講演会 (昭和47年10月, 北海道大学)1P-C4
- 4)「GaAs A の Sbイオン注入(格子位置測定)」 潤生健次, 高井幹夫, 升田公三, 難波進: 才 33 回応用物理学会学 衍講演会(昭和 47年 10月, 北海進下学) 1P-C2
- 6)「GaAsへのTeイオン注入(皿)」高井幹夫, 蒲生健次, 升田公三, 難波進: 永20回応用物理学会学術講演会 (昭和48年3月, 度応下学)19a-H6
- 7)「GaAs A のCd イオン注入(格子位置測定)」高井幹夫, 蒲生健次, 升田公三, 乾液進: 为34回応用物理学会学 新講演会(昭和48年10月,名古屋大学)19 a - H - 6
- 8)「イオン注入 GnAs n格子欠陥」蒲生健次,高井幹夫, 升田公三,難決進:才21回応用物理学会学術講演会 (昭和49年3月,東洋大学)3a-K-12

- 4)「GaAsへのClイオン注入(I)」高井幹夫, 満生健次, 升田公三, 難波遊: オコ回応用物理学会学術講演会 (昭和49年3月, 東洋下学) 3 a - KIO
- 10)「GaAs へのイオン注入(M)」高井幹夫,浦生健次, 升田公三,難波進:升22回応用物理学会学術講演会 (昭和50年4月,干葉工大)2a-L1

