



Title	イオンチャネリング法によるCdTe単結晶の極性判定及びCdTeにドーピングされたZn原子の格子位置決定
Author(s)	芳賀, 哲也; Haga, Tetsuya; 鈴木, 仁 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 139, 133-141
Issue Date	1988-02-20
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42074
Type	departmental bulletin paper
File Information	139_133-142.pdf



イオンチャネリング法によるCdTe単結晶の極性判定 及びCdTeにドーパされたZn原子の格子位置決定

芳賀 哲也 鈴木 仁 M. H.ラシッド
田中 明和 阿部 寛

(昭和62年9月30日受理)

Identification of crystallographic polarity in CdTe and determination of specific lattice locations of Zn doped in CdTe by means of ion-channeling methods

Tetsuya HAGA*, Hitoshi SUZUKI*^{a)}, Md. Harunur RASHID*^{b)},
Akikazu Tanaka⁺, and Yutaka ABE*

(Received September 30, 1987)

Abstract

Crystallographic polarity in CdTe and the specific lattice locations of Zn atoms doped in CdTe were investigated by ion-channeling methods combined with particle induced x-ray emission. Observing the asymmetry of the channeling dips around the $\langle 110 \rangle$ axis, crystallographic polarity in CdTe is determined without contradiction and discrepancy. Furthermore, observing the asymmetry and analysing the asymmetry factors for host atoms and doped Zn atoms, it is revealed that almost all Zn atoms occupy the Cd sublattice sites and Zn doped CdTe crystals appear to be almost completely free from the segregation of doped Zn atoms.

1. はじめに

近年、光エレクトロニクスの急速な発展に伴い、CdTe・ZnSe等II-VI族化合物半導体、及びこれらの混晶半導体HgCdTe等に対する関心が高まっている。中でも、CdTeはそれ自身新しい放射線検出素子や太陽電池材料として注目されているのみならず、赤外線検出用HgCdTeエピタキシャル結晶の基板材料として重要な位置を占めている。しかし、SiやGaAs等に比較すると、CdTeに関する研究は基礎・応用両面においてまだ非常に少なく、不明な点が多い。その一つは、CdTe単結晶における結晶学上の極性(Crystallographic Polarity)の問題である。CdTeはGaAs同様、閃亜鉛鉱(Zinc-blende, 空間群 $F\bar{4}3m$)型の結晶構造を有し、 $\langle 111 \rangle$ 軸は極性軸(polar axis)

* : Department of Nuclear Engineering, Hokkaido University

a) : Present address; Fujitsu Ltd., Numazu-shi, Japan

b) : On leave from Comilla Victoria University-College, Comilla, Bangladesh

+ : Electronics Materials Laboratory, Sumitomo Metal Mining Co., Ltd., Ohme-shi, Tokyo
198, Japan

となっている。従って $\{111\}$ 面には2種類の性質の異なる面が現れる事が知られている。一方の面は、 (111) Cd 面 (一般には $(111)A$ 面と記される) であり、他方は $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ Te 面 ($(\bar{1}\bar{1}\bar{1})B$ 面) である。これら2面では物理化学的性質が異なるため、 $\{111\}$ 面を用いた素子作製などに際しては、これら2面を明確に区別しておく必要がある。この様な結晶学上の極性の判定は従来 X線異常散乱法により判定され、CdTe においても1962年 Warekois・Gatos ら¹⁾によりその極性が決定され、長くその結果が受け入れられてきた。しかし1980年代に入り、CdTe に関する素子作製を念頭に置いた応用研究が活発化するにつれて、この結果に疑問が持たれる様になり²⁾ Fewster ら³⁾は Warekois・Gatos らの結果とは正反対の結果を報告するに至り、混乱をきたした。Fewster らの用いた実験方法も、ほぼ同様の X線異常散乱法であったため、全く独立な別の方法によって、この問題に対し決着を付ける事が望まれる様になった。

また他方、CdTe に Zn 原子をドーピングする事が試みられる様になった^{4),5)} この Zn ドーピングの必要性は以下の事情に依っている。無添加 CdTe は通常かなり高い転位密度(エッチピット密度で $\geq 10^5/cm^2$)を有する事、及び CdTe を HgCdTe エピタキシャル層の基板材料とした場合、両結晶間には $\sim 0.3\%$ 程度の格子不整合が存在し、界面近傍には転位(misfit dislocation)が発生しやすくなっている事である。このため CdTe に適当量の Zn をドーピングし、転位密度の低減化と、格子整合性の改善が企られている。この際、ZnTe は CdTe と同様の結晶構造を有する II-VI 族化合物半導体であるため、ドーピングされた Zn 原子は全て Cd-サイトに置換型に存在するものと期待されている。しかしながら我々が先に In ドーピング GaAs (液体封止チョコラルスキー法で育成)単結晶の実験で示した様に⁶⁾ この期待はいつも満足されるとは限らず、ドーピングされた Zn の格子位置を実験において定量的に決定しておかなければ、以後の研究において不確かさを残す事となる。また CdTe と ZnTe の様にそれぞれ本来の格子定数の異なる物質による混晶結晶の微視的構造^{7),8),9)}は、ごく最近本格的な研究が開始されたばかりであり、解明されなければならない問題が山積している。

本研究では、CdTe に関する結晶学上の2点の問題

- 1) CdTe 単結晶における結晶学上の極性の判定
- 2) CdTe 単結晶にドーピングされた Zn 原子の格子位置の決定

に関してイオンチャネリング¹⁰⁾の手法を用い明らかにする事を試みた。イオンチャネリング法は現在多方面の分野で利用され、特に単結晶試料の格子欠陥を研究するためには極めて有効な方法である。また詳細な解析は別とすれば、実空間において現象を捕え、直接的・直感的に現象を理解する事のできる極めてユニークな方法である¹¹⁾ 本研究では通常のイオンチャネリング法の他に、最近開発された $\langle 110 \rangle$ 軸近傍の非対称性効果を利用して、これらの問題の解明が試みられ、その結果が報告される。

2. CdTe の極性及び $\langle 110 \rangle$ 軸近傍の非対称性効果

Fig. 1 には CdTe 単結晶の $\langle 111 \rangle$ 軸に対して垂直方向から見た場合の原子配列の様子が示されている。黒丸(●)は Cd 原子を表わし、白丸(○)は Te 原子を表わしている。この図から明らかな様に、この $\langle 111 \rangle$ 軸方向においては Cd 原子面と Te 原子面は交互に積層しているが、その面間隔は全て同一ではなく、3:1の面間隔の組になっている事が分かる。このため CdTe のような閃亜鉛鉱型結晶においては、 $\langle 111 \rangle$ 軸の反転操作に対して対称性を保持しない。簡単に言って、この性質を有する結晶が結晶学上の極性を持つと言われるのであり、この極性がピエゾ効果(圧電効果)等と密接に関係している事は良く知られている。閃亜鉛鉱型結晶における $\langle 111 \rangle$ 軸は

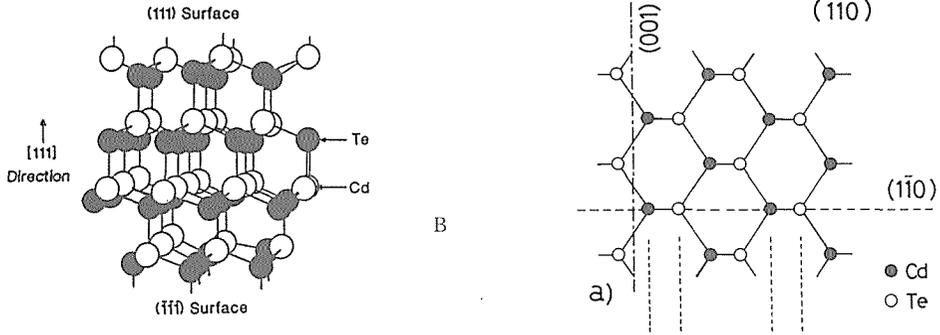


Fig. 1 Arrangement of (111) A and $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ B surfaces along $\langle 111 \rangle$ direction in the zinc-blende structure (CdTe).

このため極性軸 (Polar axis) と呼ばれ、そして $\{111\}$ 面には、2種類の面が存在する事になる。CdTeの場合、一つは $[111]$ 軸方向に現われる面であり、これは (111) Cd面 (一般には (111) A面) と呼ばれ、他方 $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 軸方向に現われる面は、 $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ Te面 ($(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ B面) と呼ばれる。我々の第1の目的は、現在 X線を用いた方法ではその結果が混乱しているこれら2種類の面 ((111) Cd面または $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ Te面) の判定を、従来の方法とは全く独立な、イオンビームを用いた $\langle 110 \rangle$ 軸近傍の非対称性効果の測定より、矛盾無く決定しようとするものである。そして同時にこの方法は、置換型添加原子がどちらの副格子サイト (Cd-サイトか Te-サイトか) に位置しているのかを判定できる極めて有力な実験方法なのである。

$\langle 110 \rangle$ 軸近傍における非対称性効果は、Bontemps ら^{12),13),14)} により初めて見いだされた。この効果は次の様に説明される。Fig. 2-a には $\langle 110 \rangle$ 軸方向への各原子の投影図が示され、Fig. 2-b には Fig. 2-a の点線部の垂直断面 ($(1\bar{1}0)$ 面) を横から見た場合の各原子の配列が示されている。これらの図から明らかな様に Cd 原子は互いに重なり合い、Cd 原子列 (Cd atomic string) を形成し、Te は Te 原子列 (Te atomic string) を形成している。非対称性効果を考える際最も重要な点は、隣り合う原子列の間隔 a , b (a と b は Fig. 2-b に記されている) が等しくなく、 a が b の3倍になっている点である。従ってイオンビームが $(1\bar{1}0)$ 面内において $\langle 110 \rangle$ 軸からわずかに傾いた θ または θ' 方向から入射する場合、その方向によってイオンビームと Cd 原子列及び Te 原子列との相互作用確率の大小関係が逆転する事になる。具体的には、イオンビームが θ 方向より入射する場合、Te 原子列は Cd 原子列によって隠された様になり、従って Cd 原子列との相互作用確率は相対的に増加し、Te 原子列とのそれは減少する事が予想される。また θ' 方向では、この関係が逆転する事は明らかであろう。この様に $\langle 110 \rangle$ 軸近傍においてはそれぞれの相互作用確率は対称ではなくなり、このため非対称性効果と呼ばれるのである。

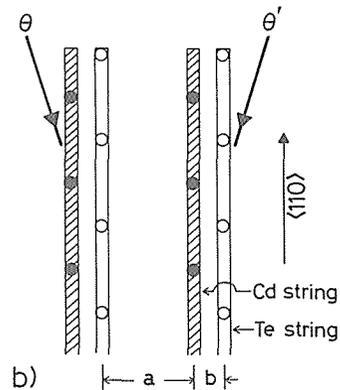


Fig. 2 a) Arrangement of Cd and Te atoms in the normal plane to the $[110]$ direction
b) Distribution of Cd and Te atomic strings in the $(1\bar{1}0)$ plane. θ and θ' indicate the incident directions of ions.

従ってこの $\langle 110 \rangle$ 軸近傍の非対称性効果が測定できれば、実空間において CdTe の原子配列の方向性を直接決定した事になり、これより直ちに極性面 ((111) Cd 面または $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ Te 面) の判定が可能となる。更に CdTe にドーブされた Zn 原子に関する非対称性が測定できれば、これが Cd 原子あるいは Te 原子のどちらの非対称性に一致しているかにより、Zn 原子の格子位置を決定できるのである。現在までの所、ドーブされた原子の格子位置決定についてこの非対称性効果が応用された例は GaAs 中の Si 等^{15),16)} について報告されているが、それらは全て定性的解析に留まっている。ここで一つ注意しておかなければならない事は、この非対称性効果は一般には表面の極く近傍(表面から $1,000\text{\AA}$ 程度)においてだけ期待されると言う点である^{6),12)} このため測定量としての非対称性効果は極めて小さく、定性的解析だけでは判断を誤る可能性が大きい。最近我々は、GaAs にドーブされた In に対し始めて定量的解析を試み、十分な成果を得ている⁶⁾

3. 実 験

試料 CdTe 及び Zn ドーブ CdTe 単結晶は垂直ブリッジマン法により作製された¹⁷⁾原料元素 Cd, Te 及び Zn の純度は全て 99.9999% 以上である。得られたインゴットより表面が $\{111\}$ 面となる様に大きさ $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ の試料が切り出された。試料の両面は、アルミナ粉末で鏡面になるまで機械研磨された後、1% Br-CH₃OH 溶液で化学研磨による損傷層が除去された。

イオンチャネリング実験は全て北大バンデグラフ型加速器及びこれに接続された標準の後方散乱実験システムにおいて行われた。プローブイオンは主に 1.00 MeV H^+ イオンが用いられた。イオンビームのスポット及び発散角はそれぞれ $1.0 \text{ mm}\phi$ 及び 0.03° 以下である。測定方法としては主に RBS (Rutherford Backscattering Spectroscopy) 法と PIXE (Particle Induced X-ray Emission) 法があるが、今回は試料中の各元素の信号を明瞭に分離できる PIXE 法で行った。PIXE 法において試料より放出される各特性 X 線は、Si (Li) 型半導体検出器(散乱角 160° に設置、分解能 $\sim 150 \text{ eV}$: Fe-K α) により検出され、マルチ・チャンネル・アナライザーにより分析された。結晶の方位設定は実験チェンバー内の 3 軸ゴニオメータ(角度分解能 0.008°) により行われた。また Si (Li) 半導体検出器の前には、散乱イオンが直接検出器に入るのを防ぐため、厚さ $125 \mu\text{m}$ の Be 薄膜が置かれた。さらに Zn ドーブ CdTe の測定に際しては、高エネルギー領域の感度を相対的に高くするため、厚さ $15 \mu\text{m}$ の Al 薄膜が付加された。

実験はまず $\langle 111 \rangle$ 軸が見い出され、次にこの軸から約 35° 傾いた $\langle 110 \rangle$ 軸が見い出され、それぞれの規格化最少収率、 χ_{min} が求められた。この χ_{min} より試料の結晶性が評価され、欠陥、損傷が十分少ない事を確認した後、 $\langle 110 \rangle$ 軸近傍の非対称性の測定が行われた。結果を示す前に極性決定において重要な角度を定義しておこう。Fig. 3 に示す様に、イオンビー

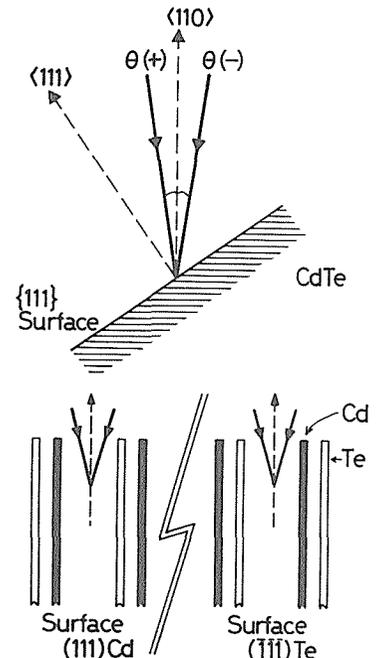


Fig. 3 Definition of the ion incident angles, $\theta(+)$ and $\theta(-)$. These angles are defined in the plane involving $\langle 111 \rangle$ and $\langle 110 \rangle$ axes. Lower figures show the distribution of Cd and Te atomic strings in each polar surface.

μの入射方向が $\langle 111 \rangle$ 軸と $\langle 110 \rangle$ 軸を含む面 $(1\bar{1}0)$ 面内において、 $\langle 110 \rangle$ 軸から $\langle 111 \rangle$ 軸側へ傾いている方向を $\theta(+)$ 、 $\langle 111 \rangle$ 軸とは反対方向に傾いている時を $\theta(-)$ と定義する。この様に入射角度を定義すると、2章で述べた非対称性の原理より以下の事が結論される。もしある試料の表面が (111) Cd面の場合、 $\theta(+)$ 方向ではTe原子からのX線収量は増加し、Cd-X線収量は減少する。また $\theta(-)$ 方向では、Cd-X線収量が増加しTe-X線収量は減少する。試料表面が $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ Te面の場合、この関係は逆転する。これらの関係はTable 1にまとめられている。

Table 1 Summary on enhanced elements for each surface and each direction

Surface θ	$\theta(+)$	$\theta(-)$
(111) Cd	Te-enhanced	Cd-enhanced
($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) Te	Cd-enhanced	Te-enhanced

4. 結果と考察

4.1 CdTeの極性判定

CdTeに対する代表的PIXEスペクトルの一例がFig. 4に示されている。このスペクトルは H^+ イオンを用い、また厚さ $125\mu m$ のBe薄をX線検出器の前に置いて測定されたものである。図より明らかな様に、Cd-L及びTe-Lの各特性X線が明瞭に分離されている。また図には現われて

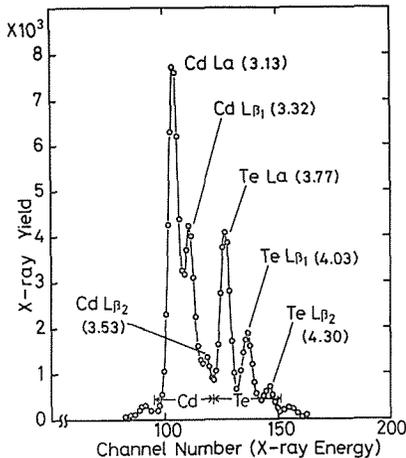


Fig. 4 Typical PIXE spectrum for a doped CdTe single crystal with 1.00MeV- H^+ and $125\mu m$ Be-foil

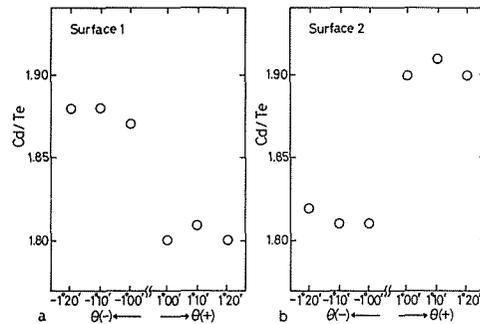


Fig. 5 Ratio (Cd/Te) of total x-ray counts of Cd-L to those of Te-L as a function of incident angles. Surface 1 means the opposite surface of surface 2

いないが、この他にCd- $K\alpha$, $K\beta$ とTe- $K\alpha$, $K\beta$ の4つのピークが高エネルギー側に現われる。しかしこれらの収量は極めて少ないので、今回は解析の対象とはしなかった。次に非対称性効果を明らかにするため、 $\theta(+)$ 及び $\theta(-)$ 方向で同様のPIXE測定が行われ、Cd-LX線の全収量とTe-LX線の全収量の比が求められた。この際Fig. 4から明らかな様に、CdとTeの各X線は完全には分離されていない。しかし本研究目的のためには、この分離は必要ではないので、バックグラウンドのみを差し引いた後、図中矢印部(←→)の収量比が求められた。結果の一例がFig. 5に示されている。Fig. 5-a (surface 1)は両面研磨された試料の一方の面に関する測定結果であり、他方Fig. 5-b (surface 2)はその試料の裏面のものである。 $\langle 110 \rangle$ 軸近傍の非対称性効果の測定により極性の判定を行う際、片方の面だけの測定で十分なのであるが、今回は正確を期するため両面の測定を行った。(通常のX線異常散乱法では両面の測定が必要で、その際の散乱強度のわずかな違いから極性が決定される)。

Fig. 5-a においては、 θ (+) 方向と θ (-) 方向では X 線収量比、Cd/Te の値が系統的に異なっており、 θ (+) 方向においてその値は小さくなっている。この事は θ (+) 方向において Te 原子からの X 線収量が増加し、Cd 原子からそれは減少した事を意味している。従ってこの事だけから Fig. 3 あるいは Table 1 を参照して、直ちにこの測定面 (surface 1) が (111) Cd 面であると結論される。正確を期するため測定された同一試料の裏面の結果が、Fig. 5-b に示されている。結果は Fig. 5-a とは反対の傾向を示しており、この測定面は ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) Te 面と結論され、両者の結果は矛盾のないものとなっている。同様の測定・解析が他の 4 個の試料についても行われ、それらの結果は全て満足すべきものであった。次いで両極性面のエッチング特性が調べられた。使用したエッチング液は Warekois・Gatos ら¹⁾ 及び Fewster ら³⁾ と同様の HF-H₂O₂ 系溶液で、その組成は HF:H₂O₂:H₂O=3:2:2 (容積比) である。この結果、Fig. 6 に示されている様に (111) Cd 面のみにエッチピットが現われ、($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) Te 面にはピットを見出すことはできなかつ

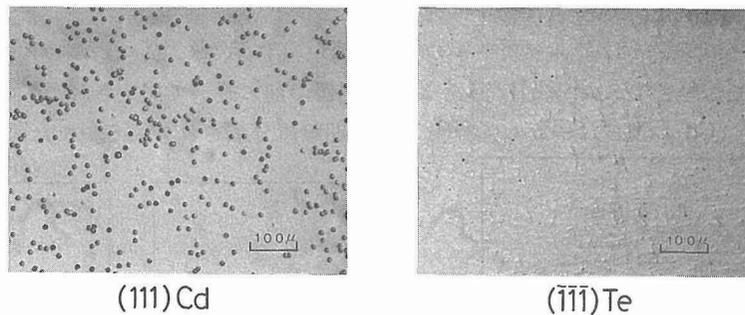


Fig. 6 Etch pit patterns of bath polar surfaces. (etching solution; HF:H₂O₂:H₂O=3:2:2 v/v)

た。これは Fewster ら³⁾ の報告と一致する事が明らかとなった。

4. 2 Zn 原子の格子位置決定

Fig. 7 に Zn ドープ CdTe の PIXE スペクトルの代表例が示されている。この測定条件は Fig. 4 の場合とはほぼ同様であるが、X 線検出器の前に厚さ 15 μ m の Al 薄が付加されている。このため低エネルギー側の感度が低下して、Cd 及び Te の L 線の形状が変化している事に注意されたい。始めに、ランダム方向の PIXE スペクトルより Zn 濃度が求められた。これらの値は原子吸光法による測定値、及び格子定数より推定された値と良い一致を示した。今回測定された試料の Zn 濃度は Cd_{1-x}Zn_xTe の表記法において x=1~7% の範囲であった。次に非対称性の測定・解析が行われた。ここで非対称性を明確にし、また定量的議論を可能にするため、次の諸量が定義され、求められた⁶⁾。Y (A) を特性 X 線 A の全収量として、

$$R(+)=Y(\text{Cd-L})/Y(\text{Te-L}) \quad \text{at } \theta(+)$$

(1-a)

$$R(-)=Y(\text{Cd-L})/Y(\text{Te-L}) \quad \text{at } \theta(-)$$

(1-b).

同様に、

$$R(\text{Zn}, +)=Y(\text{Zn-K}\alpha)/Y(\text{Te-L}) \quad \text{at } \theta(+)$$

(2-a)

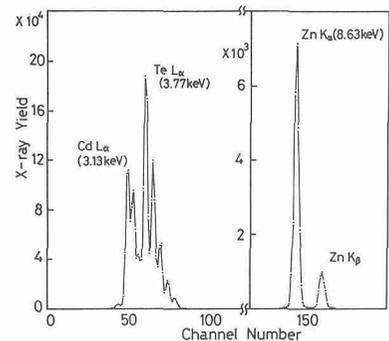


Fig. 7 Typical PIXE spectrum for a Zn-doped CdTe single crystal with T25 μ m Be- and 15 μ m Al-foils

$$R(\text{Zn}, -) = Y(\text{Zn-K}\alpha) / Y(\text{Te-L}) \quad \text{at } \theta(-) \quad (2-b).$$

これらの諸量より $\langle 110 \rangle$ 軸に関して対称な $\theta(+)$ と $\theta(-)$, つまり $|\theta(+)| = |\theta(-)|$ の組に対して以下の非対称性因子 (Asymmetry Factor) を次の様に定義する⁹⁾。母体原子の非対称性因子, $A(\text{HA})$ としては,

$$A(\text{HA}) = \{R(+)-R(-)\} / \{R(+)+R(-)\} \quad (3)$$

同様に Zn 原子に対する非対称性因子, $A(\text{Zn})$ は,

$$A(\text{Zn}) = \{R(\text{Zn}, +) - R(\text{Zn}, -)\} / \{R(\text{Zn}, +) + R(\text{Zn}, -)\} \quad (4)$$

とする。実際の測定においては, $|\theta(\pm)| = 1^\circ 00', 1^\circ 10', 1^\circ 20', 1^\circ 30'$ の 8 点の測定が行われ, その平均値が求められた。

非対称性因子 $A(\text{HA})$, $A(\text{Zn})$ については以下の仮定を導入して簡単に理論値を求める事ができる。用いられた仮定は以下の通り。

- 1) 試料表面における自然酸化膜, 表面原子の再配列等の効果は無視する。
- 2) 表面から深さ $1,000 \text{ \AA}$ までの領域が非対称性因子に寄与する。
- 3) 表面層では, 入射イオンの 75% が X 線収量等の増加する方の原子と相互作用し, 25% のイオンだけが X 線収量等の減少する側の原子と相互作用する。深さ $1,000 \text{ \AA}$ の位置ではこの割合は 50% づつとなり, 非対称性効果は消滅し, この間の変化は直線で近似できるとする。
- 4) 従って表面から深さ $1,000 \text{ \AA}$ までの平均値として, 相互作用確率の増加する方の原子の X 線収量は非対称効果無しの場合の 1.25 倍となり, 他方減少する側の原子に対するそれは 0.75 倍となる。

以上の仮定のもと, 非対称性因子の理論値はそれぞれ以下の様に求められる。

$$A(\text{HA}) = \{0.25 (R_{\text{Cd}} + R_{\text{Te}})\} / \{1 + (0.25)^2 R_{\text{Cd}} R_{\text{Te}}\} \\ \approx 0.25 (R_{\text{Cd}} + R_{\text{Te}}) \quad (5)$$

$$A(\text{Zn}) = \{0.25 (R_{\text{Zn}} + R_{\text{Te}})\} / \{1 + (0.25)^2 R_{\text{Zn}} R_{\text{Te}}\} \\ \approx 0.25 (R_{\text{Zn}} + R_{\text{Te}}) \quad (6)$$

ここで R_{Cd} , R_{Te} , R_{Zn} はそれぞれの全 X 線収量に対する表面から深さ $1,000 \text{ \AA}$ までの領域で発生する X 線収量の割合である。(5), (6)式においては $A(\text{HA})$, $A(\text{Zn})$ とともに R_{Cd} , R_{Te} , R_{Zn} のみで記述され, X 線収量の絶対値には依存しない。X 線収量の絶対値は実験装置系に大きく依存するのであるが, R_A ($A = \text{Cd}, \text{Te}, \text{Zn}$) は実験装置系には依存せず, 入射イオンとそのエネルギーによりほぼ決定される。従ってここで定義された非対称性因子は極めて一般性の高い測定量とみなすことができる。

Fig. 8 には 1 MeV H^+ イオンを入射させた場合の各原子の特性 X 線の検出収量が, 表面の値で規格化され深さの関数として示されている。この図は Zn 濃度 3% に対して計算されたものであり, 厳密には Zn 濃度により変化するのであるが, この効果は極めて小さいため無視された。この図より Zn-K α の試料中における深い部分からの寄与が他の X 線に比べて高いことがわかり, これより直ちに $A(\text{Zn}) < A(\text{HA})$ であることが予想される。Fig. 9 には非対称性因子, $A(\text{HA})$, 及び $A(\text{Zn})$ に対する実験値と理論値が示されている。実験値に関

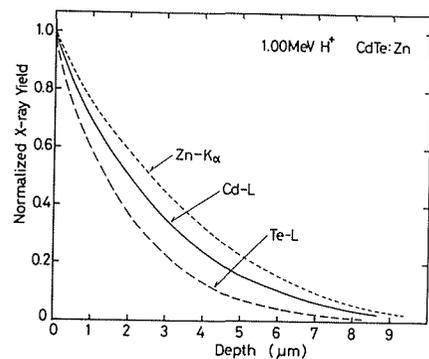


Fig. 8 Normalized x-ray yields of CdTe: Zn as a function of depth

しても $A(\text{Zn}) < A(\text{HA})$ となっており理論上の考察と一致している。また図中実線は母体原子に対する非対称性因子の理論値であり、破線は Zn 原子に対する非対称性因子の理論値を表わしている。これらの値と各実験値は極めて良い一致を示しており、これより今回測定された全ての試料に関し、ドーパされた Zn 原子のほとんど全ては Cd-サイトに置換型に存在しているものと結論される。In 原子のドーパされた GaAs の実験では、In 濃度の高い領域で In に対する非対称性因子、 $A(\text{In})$ の急激な減少が認められ、これは In の析出による効果と考えられたが、⁶⁾ Zn ドープ CdTe の場合にはこの様な異常は認められなかった。この違いの最も大きな理由は、Zn 原子の CdTe に対する偏析係数 (1.3~1.4)¹⁷⁾ と In 原子の GaAs に対する偏析係数 (~ 0.1)¹⁸⁾ との差異によるものと考えられる。

5. おわりに

本研究においては、当初の目的に対し十分な成果を収める事ができた。それらをまとめると、以下の通りである。

- 1) CdTe における結晶学上の極性を従来の方法とは全く独立なイオンビームを用いた新しい方法 ($\langle 110 \rangle$ 軸近傍の非対称性効果) により、矛盾なく決定する事ができた。本研究結果は Fewster らの結果と一致し、HF-H₂O₂ 系溶液を用いたエッチング特性においては (111) Cd 面のみにエッチピットが現われた。
- 2) $\langle 110 \rangle$ 軸近傍の非対称性の測定から極性を判定する方法は、従来の方法より優れた多数の利点を有している。それらは、次の通りである。
 - 2-1) 原理的にも実用上も、片面だけの測定で十分である。
 - 2-2) データの解釈・解析が極めて簡単かつ明瞭。
 - 2-3) 他の結晶構造を有する物質にも容易に適用可能で応用範囲は極めて広い。
- 3) Zn ドープ CdTe の定量的解析のため、非対称性因子 (asymmetry factor) が定義され、その実験値及び理論値が求められた。
- 4) 3) の結果より、ほとんど全てのドーパされた Zn 原子は Cd-サイトに位置している事が明らかとなった。また In ドープ GaAs の場合に認められた、ドーパされた原子の析出によると思われる異常は、Zn ドープ CdTe の場合認められなかった。この違いは、ドーパされた原子の偏析係数の差異によると思われる。

本研究の遂行においては、北大バンデグラフ型加速器の安定な連続使用が不可欠の要素であった。このため日夜御尽力いただいた鳥海郁夫氏に深く感謝いたします。なお本研究の一部は、文部省科学研究費補助金の助成のもとに行われた。

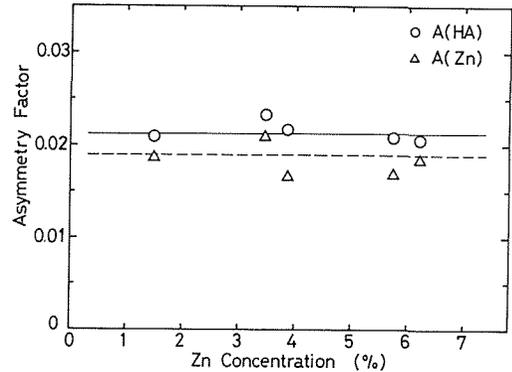


Fig. 9 Asymmetry factors for host atoms, $A(\text{HA})$, and Zn atoms, $A(\text{Zn})$, as a function of Zn concentration. The solid line and the dashed line are the theoretically expected values for $A(\text{HA})$ and $A(\text{Zn})$, respectively. (Zn concentration was determined by PIXE method)

参 考 文 献

- 1) E. P. Warekoi, M. C. Lavine, A. N. Mariano, and H. C. Gatos : J. Appl. Phys. **33** (1962) p. 690.
- 2) P. E. Fewster, S. Cole, A. F. W. Willoughby, and M. Brown : J. Appl. Phys. **52** (1981) p. 4568.
- 3) P. E. Fewster and P. A. C. Whiffin : J. Appl. Phys. **54** (1983) p. 4668.
- 4) J. L. Bell and S. Sen : J. Vac. Sci. Technol. **A3** (1985) p. 112.
- 5) S. B. Qadri, M. Fatemi, and J. H. Dinan : Appl. Phys. Lett. **48** (1986) p. 239.
- 6) T. Haga, Y. Sugita, Y. Abe, J. Kasahara, and N. Watanabe : Semi-Insulating III-V Materials, (1985) p. 121, Nort-Holland & OHM.
- 7) J. C. Mikkelsen, Jr. and J. B. Boyce : Phys. Rev. **B28** (1983) p. 7130.
- 8) N. Motta, A. Bulzarotti, P. Letardi, A. Kisiel, M. T. Czyzyk, M. Z. Starnawska, and M. Podgorny : Solid State Commun. **53** (1985) p. 509.
- 9) T. Haga, T. Kimura, Y. Abe, T. Fukui, and H. Saito : Appl. Phys. Lett. **47** (1985) p. 1162.
- 10) D. S. Gemmell : Rev. Mod. Phys. **46** (1974) p. 129.
- 11) T. Haga : Solid State Physics **19** (1984) p. 99 (in Japanese).
- 12) A. Bontemps, J. Fontenille, and A. Guivarch : Phys. Lett. **55A** (1976) p. 373.
- 13) A. Bontemps and J. Fontenille : Phys. Rev. **B18** (1978) p. 6302.
- 14) J. U. Andersen, N. G. Chechenin, and Z. Z. Hua : Appl. Phys. Lett. **39** (1981) p. 758.
- 15) R. S. Bhattacharya, P. P. Pronko, and S. C. Ling : Appl. Phys. Lett. **42** (1983) p. 880.
- 16) T. Narusawa, Y. Uchida, K. L. I. Kobayashi, T. Ohta, M. Nakajima, and H. Nakashima : in the proceedings of 11th Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, (1984) p. 127.
- 17) A. Tanaka, Y. Masa, S. Seto, and T. Kawasaki : Materials Research Society Symposia Proceedings, Vol. 90, Materials for Infrared Detectors and Sources, (1986) p. 111, Materials Research Society
- 18) H. Kimura, C. B. Afable, H. M. Olsen, A. T. Hunter, and H. V. Winston : J. Crystal Growth **70** (1984) p. 185.