



| | |
|--------------|---|
| Title | 狭いギャップを持つ半導体Pb _{1-x} Sn _x Te中の両性不純物インジウムの振舞 |
| Author(s) | 鷹岡, 貞夫 |
| Citation | 大阪大学低温センターだより. 1986, 56, p. 5-7 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://hdl.handle.net/11094/7403 |
| rights | |
| Note | |

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

狭いギャップをもつ半導体 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 中の両性不純物インジウムの振舞

理学部 鷹岡 貞夫 (豊中 4161)

$PbTe-SnTe$ の混晶である $Pb_{1-x}Sn_xTe$ はバンド・ギャップが狭い ($E_g < 0.3$ eV) 半導体で、組成 X により E_g が変化し特に $X = 0.35$ 付近でゼロになることが知られている。

この性質を利用して、赤外線レーザーや赤外線検知器の材料としてよく使われている。この半導体の誘電率が非常に大きく ($\epsilon_0 > 400$) クーロン力は大きく遮蔽されて不純物準位が形成されず、不純物や格子欠陥による自由キャリアが低温でも存在して金属的な電気伝導を示す縮退半導体になる。一般的にこの系では 10^{17} cm^{-3} 以下のキャリア濃度にすることは困難であった。

ところがこの半導体にインジウム (In) を十分に (約 1%) ドープするとフェルミ準位がピン止めされ、組成 X が増やすにつれて、低温での電気伝導の様子は n 型縮退半導体 - 半絶縁体 - p 型縮退半導体と変化することが見出された。⁽¹⁾ この様に In 不純物は半導体を n 型でも p 型にもするので、両性不純物と呼ばれる。我々のグループでは、この In の特異な性質を調べるために、組成 X を変化させた様々な $Pb_{1-x}Sn_xTe$ を作製し、その電気抵抗、Hall 係数の温度変化、磁場変化を系統的に測定した。⁽²⁾ 試料の $Pb_{1-x}Sn_xTe$ は気相成長法で作製した単結晶で、In は等温アーナー法でドープした。In のドープ量は約 1% と推定されている。図 1、図 2 はその電気抵抗率と Hall 係数の温度変化である。図から判る様に $X \leq 0.22$ では n 型の金属的な電気伝導、 $0.25 \leq X \leq 0.30$ では非縮退半導体的な伝導、そして $X \geq 0.33$ では p 型の金属的な伝導を示している。この Hall 係数より低温でのフェルミ準位 (化学ポテンシャル) の位置を $Pb_{1-x}Sn_xTe$ のバンド端と共に記入したのが図 3 である。組成 X を増やすとフェルミ準位が伝導電子帯からバンド・ギャップ内へ、そして価電子帯へと下がって行くのが判る。さらにフェルミ準位がギャップ内にある試料では、低温で赤外光に対して極めて大きな光伝導 ($\Delta\sigma/\sigma \approx 10^6$) を示し、光を切った後もその光伝導が消えない、"永久光伝導" を示す。この永久光伝導は 20 K 以上に温度を上げると消えてしまう。

なぜ In をドープするとこの奇妙な現象が起こるのか？ 現在では、以下に述べるアンダーソンの負の相関 (U) モデルで説明されると考えられている。 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 中の In は 2 個電子を捕獲している状態 (In^{+})、1 個捕獲している状態 (In^{2+})、捕獲していない状態 (In^{3+}) の 3 つの状態が考えられる。In イオンは囲りの格子と強く結合して、局所的な格子歪みができる、 In^{+} の状態のエネルギー ($E_0 - U$) が In^{2+} のエネルギー (E_0) より低くなる。もし他の不純物や格子欠陥が無ければ、フェルミ準位は $E_0 - U/2$ となる。一般的にはフェルミ準位は In^{+} 、 In^{2+} と他の不純物などによるバンド端の電子 (又は正孔) の間の熱平衡により、決定される。しかし今の実験条件は In のドープ量 (約 1%) は他の不純物や格子欠陥の量 (0.1% 以下) より十分大きいので、フェルミ準位はほぼ $E_0 - U/2$ にピン止めされる。In イオンのエネルギーレベルが $Pb_{1-x}Sn_xTe$ のバンド端に対して X が増えるにつれて下がるとすると、フェルミ準位は図 3 の様に変化することが期待される。大きな永久光伝導も又このモデルで説明される。伝導電子帯 (又は価電子帯) へ光励起されたキャリアは元の In の状態 (In^{+}) へもどろくと

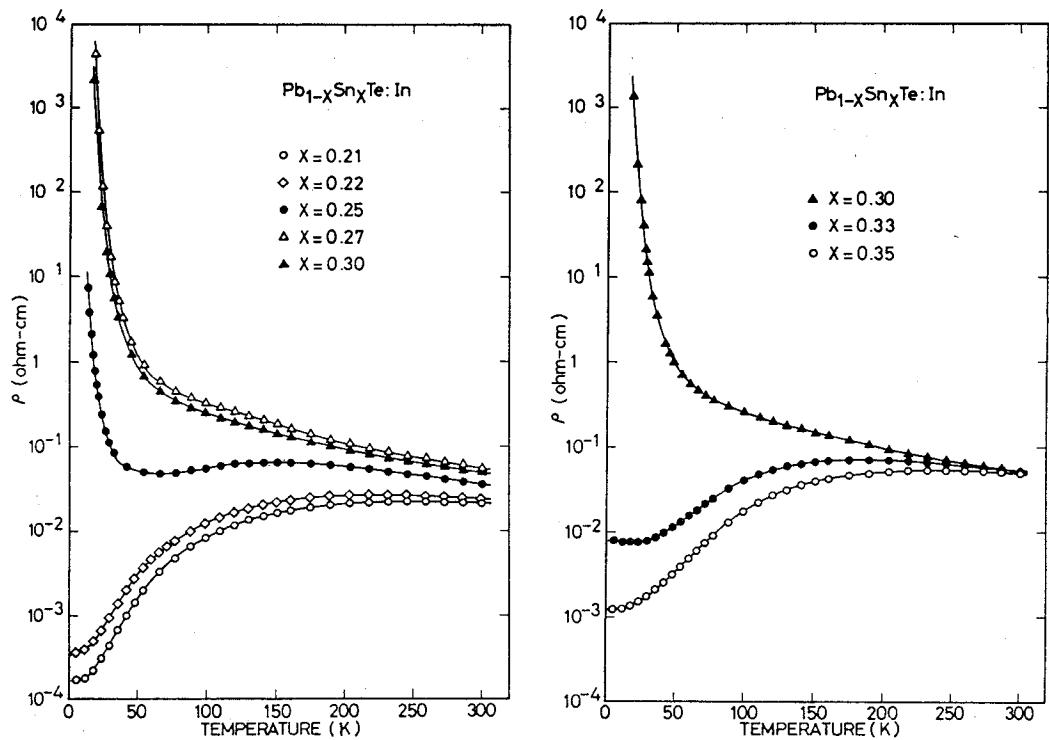


図1. Inをドープした $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ の抵抗率の温度変化。

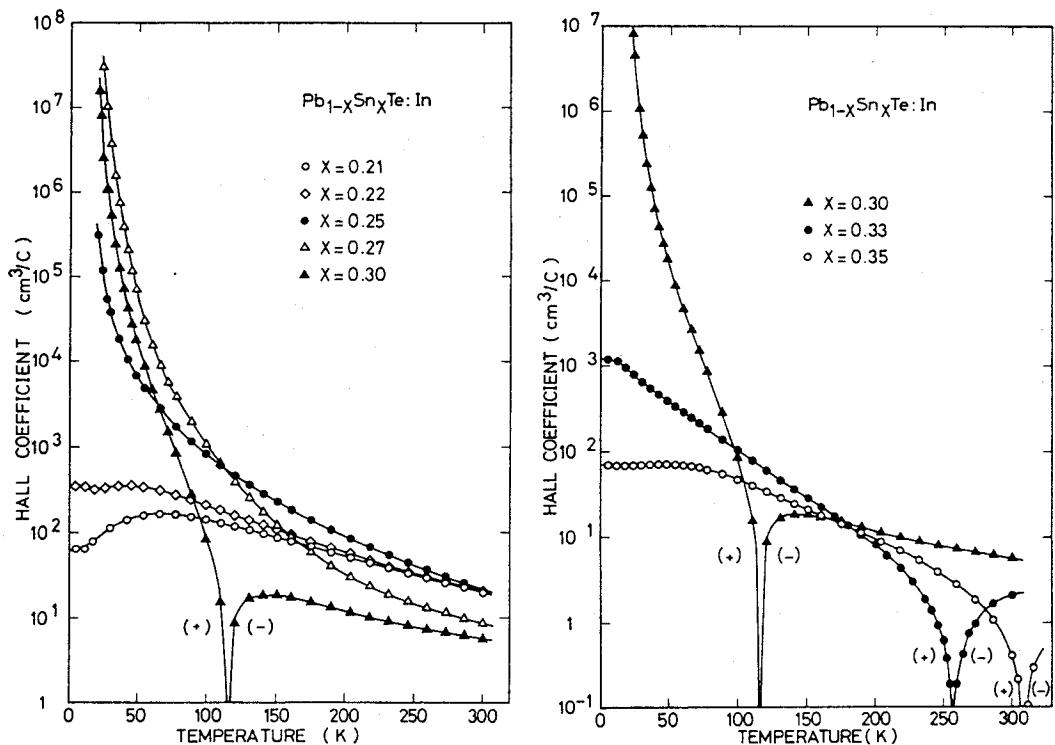


図2. Inをドープした $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ のHall係数(10 kG)の温度変化。

するとき、その間のせん移には前に述べた格子の歪を伴うため、途中に大きなエネルギー障壁が存在するので、容易にもどれない。光励起されたキャリアはバンド内に蓄積されて、大きな光伝導を示し又光を切ってもキャリアが消えないので、光伝導も消えない。しかし温度を上昇させると熱的励起により、その障壁を越えることができるようになり、光伝導は消えていく。

ここでは紙面の制限で述べないが、この系ではフェルミ準位のピン止めによるキャリア濃度の磁場による量子振動、⁽³⁾ 大量の光励起キャリアによる低温での遠赤外プラズマ反射エネルギーの増加、⁽⁴⁾ Inイオンの局所フォノンモードによる遠赤外吸収、⁽⁵⁾ 非オーム的な I-V 特性⁽⁶⁾ などの様々な現象がこの物質で観測されている。

参考文献

- (1) B.A.Akimov et al. Sov.Phys.Semicond. **13** (1979) 759.
- (2) S.Takaoka, T.Itoga and K.Murase, Jpn.J.Appl.Phys. **23** (1984) 216.
- (3) S.Takaoka, T.Itoga and K.Murase, Solid State Commun. **46** (1983) 287.
- (4) S.Takaoka, T.Hamaguchi, S.Shimomura and K.Murase, Solid State Commun. **54** (1985) 99.
- (5) S.Takaoka and K.Murase, J.Phys.Soc.Jpn. **52** (1983) 25.
- (6) A.Akimov et al. Solid State Commun. **43** (1982) 31.

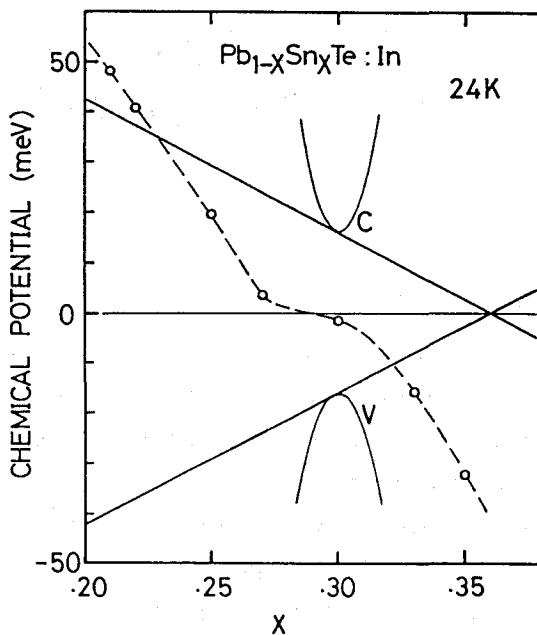


図3. Inをドープした $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ のフェルミ準位(化学ポテンシャル)○印、伝導電子帯端(C)と価電子帯端(V)の組成(X)による変化。