



Title	高電界下におけるGaAs結晶の磁気フォノン共鳴
Author(s)	森, 伸也; 谷口, 研二; 浜口, 智尋
Citation	大阪大学低温センターだより. 1987, 60, p. 5-8
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/8025
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

高電界下におけるGaAs結晶の磁気フォノン共鳴

工学部 森 伸 也、谷 口 研 二、浜 口 智 尋（吹田5013）

【はじめに】

GaAs 結晶中の伝導電子の移動度は、Si 結晶中の伝導電子の移動度よりおおきく、また、GaAs は直接遷移型であり禁止帯幅が近赤外線領域に相当していることから、GaAs 結晶は Si に代わる次世代の高速素子やオプトエレクトロニクス素子の材料として注目されている。さらに、近年、半導体の微細加工技術が進歩し、ミクロンオーダの素子が作成されるようになり、高電界下での電気伝導にも関心があつまっている。たとえば、 $1\text{ }\mu\text{m}$ の長さの試料に 0.1 V の電圧を加えると、平均の電界は 1 kV/cm に達する。このような高電界になると、低電界とは異なった現象や、低電界では無視できるようなことが顕著に現れてきたりすると考えられる。

本ノートでは、高電界におかれた GaAs 結晶の磁気フォノン共鳴の測定結果と解析結果とについてのべる。

【磁気フォノン共鳴の測定装置】

強磁界中におかれた半導体結晶中の伝導電子はランダウ準位を形成する。すなわち、強磁界中における伝導電子のエネルギー準位は、磁界の強さに比例した間隔で等間隔に並ぶ。また、通常の半導体結晶中におけるLOフォノンのエネルギーは、伝導電子ともっとも相互作用しやすい長波長側で、波長に依存せず一定の値をとる。したがって、ランダウ準位の間隔の整数倍とLOフォノンのエネルギーとが等しくなると、伝導電子はLOフォノンを吸収もしくは放出することによりランダウ準位間を共鳴的に遷移し、磁気抵抗が極大になる。すなわち、磁気抵抗が磁界の関数として振動する。この磁気抵抗の振動成分を測定し解析することにより、伝導電子の有効質量やLOフォノンのエネルギーなどを求めることができる。^{1,2,3)}

しかし、磁気抵抗の振動成分は、非振動成分に比べて小さいので、生の磁気抵抗を測定しても精度のよい測定はおこなえない。そこで、通常は、生の磁気抵抗の代わりに、磁気抵抗の磁界に関する1階微分信号や、2階微分信号を測定する。磁気抵抗の磁界に関する微分信号は、磁場変調法により求める。超電導マグネットにより発生させた直流磁界に、微弱な交流磁界を加えあわせた磁界を試料に加え、試料の磁気抵抗の交流磁界と同じ周波数成分かもしくは2倍の周波数成分を取り出すことにより、それぞれ、磁気抵抗の1階微分信号か2階微分信号を測定することができる。

磁気抵抗の磁界に関する2階微分信号の極値を与える磁界は、生の磁気抵抗の極値を与える磁界と一致するので、従来、磁気抵抗の磁界に関する2階微分信号の測定がおこなわれてきた。しかし、磁気抵抗の磁界に関する2階微分信号は1階微分信号に比べてSN比が悪く、2階微分信号には1階微

分信号がまざりやすいので、我々は、2階微分信号の代わりに1階微分信号を測定したのち、数値的に微分をおこない2階微分信号を求めた。

図1に我々が用いた磁場変調法による磁気抵抗の測定装置を示す。クライオスタット内に設置された超電導マグネットにより最大8 Tの直流磁界を発生させる。超電導マグネット内に設置されたコイルにより交流磁界を発生させ、交流磁界と同じ周波数でロックされたロックインアンプにより磁気抵抗の交流磁界と同じ周波数成分を測定する。

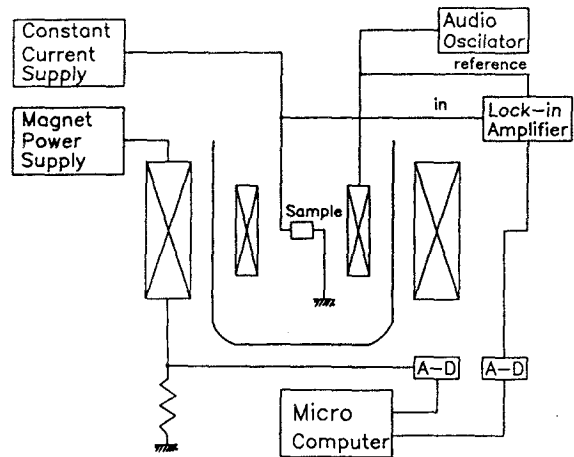


図1 磁場変調法による磁気抵抗の磁界に関する1階微分信号の測定装置のブロック図。

【高電界下における GaAs 結晶の磁気フォノン共鳴の測定結果】

1 kV/cm以上の高電界下における GaAs 結晶の磁気フォノン共鳴の測定結果を以下に示す。

図2に示したような形状の試料を用いて測定をおこなった。通常、低電界における磁気フォノン共鳴は、電流の流れる方向の長さが電流に垂直な方向の長さにくらべ十分長い、いわゆる、縦長の試料を用いておこなわれる。しかし、縦長の試料では、印加電界以上のホール電界が発生するため、測定結果の解析が困難になる。このホール電界の影響をなくし、また容易に高電界が得られるように、図2のような横長の試料を用いて測定をおこなった。図2の試料において n^+ の不純物密度は 10^{18} cm^{-3} のオーダーであるため、 n^+ 層には電圧はかからず、印加電圧はまんなかの n 層のみにかかると考えられる。この n 層の厚さは $1.6 \mu\text{m}$ であるので、容易に高電界が得られる。

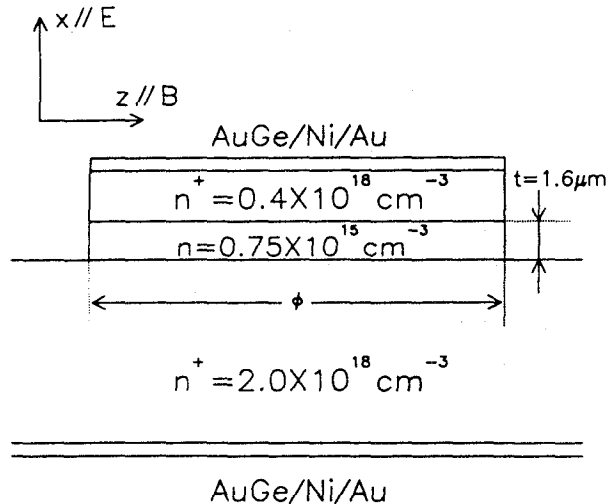


図2 測定に用いた試料の形状。試料の直径 ϕ は1 mmである。

図3に磁気抵抗の測定結果をしめす。縦長の試料では、磁気抵抗は伝導率の対角成分に比例するが、横長の試料では、磁気抵抗は伝導率の対角成分に反比例する。しかし、磁気抵抗の非振動成分は振動成分にくらべ十分に小さいので、横長の試料における磁気抵抗の2階微分信号は伝導率の対角成分の振動成分の2階微分信号に近似的に比例する。したがって、図3の縦軸は、伝導率の対角成分の振動成分の

2階微分信号に相当する。⁶⁾

ランダウ準位の間隔のN倍がLOフォノンのエネルギーに等しくなる磁界を、図3に、長い矢印で示した。電流が小さい一低電界の場合、長い矢印で示した磁界において、伝導率の対角成分が極大になっていることがわかる。これは、先に述べたように、ランダウ準位の間隔の整数倍がLOフォノンのエネルギーに等しくなると、電子がLOフォノンを取り出し・放出することになり共鳴的にランダウ準位間を遷移するためである。しかし、電流が大きくなり、高電界になると伝導率の対角成分のピークが分裂し反転していることがわかる。この現象は、IILS (inelastic inter-Landau level scattering) によって説明することができる。^{6,7)}

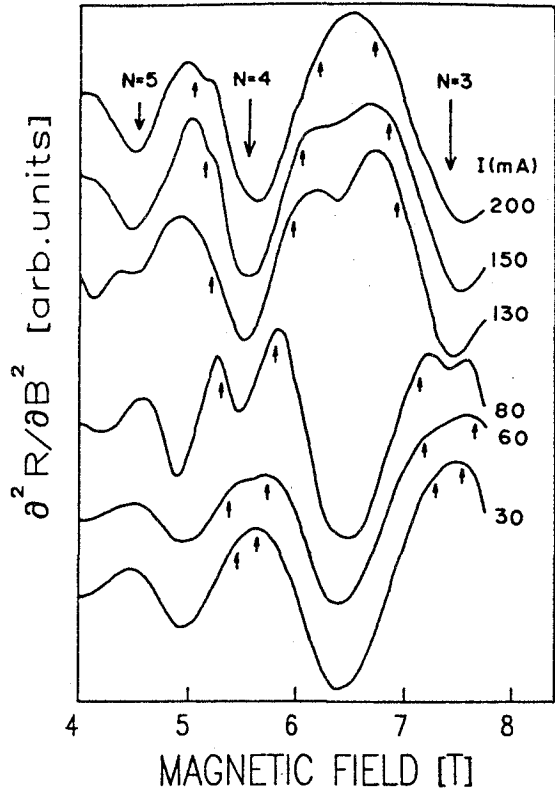


図3 温度 210 Kにおける磁気抵抗の測定結果。
Iは試料に流した電流を示す。

[IILS]

電磁界中におかれた電子は、電界と磁界とに垂直に運動するので、x方向に電界、z方向に磁界を加えると、電子はy方向に運動する。したがって、散乱体が無い場合は、電子は電界方向へ運動しないので、伝導率の対角成分はゼロとなる。実際の系で伝導率の対角成分がゼロとならないのは、散乱により電子が電界方向に運動するためである。さらに、久保の式を用いて詳しい計算をおこなうと、空間的にある距離 Δl （この距離は、始状態のランダウ準位と終状態のランダウ準位によって決まる）はなれた位置への遷移が、伝導率の対角成分に、最も大きく寄与することがわかる。このことを考慮すると、高電界下での磁気フォノン共鳴に対する図4のような説明をあたえることができる。

図4は、低電界の場合と高電界の場合におけるランダウ準位と電子サイクロトロン運動とを模式的に描いたものである。図4の横軸は電界方向の距離であり、縦軸は電子エネルギーを表している。また、図4の(a)が低電界の場合であり、(b)が高電界の場合である。 $\hbar\omega_c$ はLOフォノンのエネルギーを表し、 $\hbar\omega_L$ はランダウ準位の間隔（サイクロトロンエネルギー）を表す。

低電界の場合は電界による空間的なポテンシャルの傾きが小さいので、電子が空間的に離れたところへ遷移する場合でも、ランダウ準位の間隔の整数倍がLOフォノンのエネルギーに等しくなると共鳴的な電子の遷移が起こる。しかし、高電界になると、空間的なポテンシャルの傾きがおおきくなるので、電子が空間的にある距離はなれたところに遷移することを考えると、ランダウ準位の間隔の整数倍がLOフォノンのエネルギーに等しくなる磁界よりすこし高い磁界（図4(b) i の場合）や、すこし低い磁界

(図4(b)iiの場合)で電子の共鳴的な遷移がおこる。このため、高電界になるにつれて、共鳴磁界が高磁界側と低磁界側へと分裂していく。これが、高電界になるにつれて、伝導率の対角成分のピークが分裂・反転していく理由である。

久保の式を用いて、高電界における伝導率の対角成分を求め共鳴磁界を求めると、図3の短い矢印のようになり、測定結果と比較的よく一致することがわかる。

[まとめ]

磁気抵抗には、空間的にある距離はなれた位置への遷移が最も寄与することを紹介した。このことをもちいて、高電界下における磁気フォノン共鳴の共鳴磁界の電界依存性をよく説明できる。

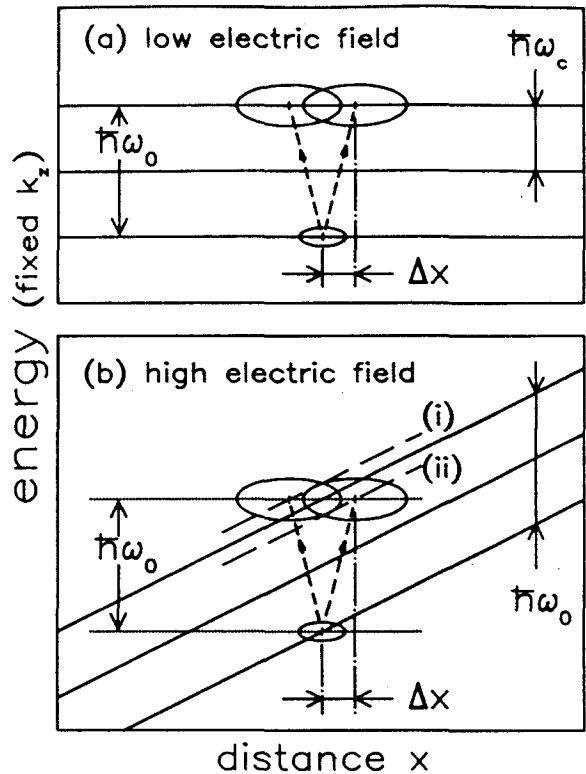


図4 高電界下における磁気フォノン共鳴の I I L L S による説明

[参考文献]

- 1) R.L.Peterson : *Semiconductors and Semimetals* **10**(1975) 221.
- 2) P.G.Harper, J.W.Hodby and R.A.Stradling : *Rep.Prog.Phys.* **36**(1973) 1.
- 3) R.J.Nicholas : *Prog.Quant.Electr.* **10** (1985) 1.
- 4) H.Hazama, T.Sugimasa, T.Imachi and C.Hamaguchi : *J.Phys.Soc.Jpn.* **54**(1985) 3488.
- 5) L.Eaves, P.S.S.Guimaraes and J.C.Portal : *J.Phys.* **C17**(1984) 6177.
- 6) N.Mori, N.Nakamura, K.Taniguchi and C.Hamaguchi : *Semicond.Sci.Technol.* **2**(1987) 542.
- 7) N.Mori, N.Nakamura, K.Taniguchi and C.Hamaguchi : *J.Phys.Soc.Jpn.* (投稿中)