



Title	極短および極長の有効光路長を持つ半導体における遠赤外共鳴ファラデー効果
Author(s)	鈴木, 正人; 藤井, 研一; 大山, 忠司
Citation	大阪大学低温センターだより. 2003, 122, p. 2-7
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/11806
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

極短および極長の有効光路長を持つ半導体における 遠赤外共鳴ファラデー効果

理学研究科 鈴木正人、藤井研一、大山忠司（内線5756）

E-mail: msuzuki @tsurugi.phys.wani.osaka-u.ac.jp

1 はじめに

光は波であるのでその性質を特徴づける量として、波長（振動数）、振幅、進行方向、速度そして振動方向（偏光面）などがある。その光が物質中を伝播する際に、物質を構成している原子や電子と相互作用をすると、伝播の途中で波の特性を表す量が様々に変化する。このように物質が光と相互作用する様子を表す代表的な物理量として誘電率、また誘電率と深く関係している屈折率、がある。とくに、物質が磁場中に置かれた場合、磁場と平行な方向に伝播する光の振動方向が変わったり、振幅が微妙に変化したりする現象にファラデー効果がある。この稿では半導体を対象として、波長が100ミクロン程度の遠赤外光が示すファラデー効果について報告する。

物質の光学的特性を表す誘電率は物質中の原子や電子の分極現象に起因するが、入射してきた光によって誘起された電気分極が元の状態に戻ろうとする緩和過程を考慮した Lorentz 型振動子モデルに基づいて考えると、誘電率は実数部と虚数部から成っていることが分かる。物質内で共鳴現象が起こると試料内に誘起される電気分極が非常に大きく変化する。また、誘電率 ϵ と屈折率 n の間には $n^2 = \epsilon$ の関係があるので、共鳴吸収は屈折率に大きな変化をもたらすとともに、屈折率に支配される光の位相速度に大きな変化を引き起こす。かくして、共鳴効果による物質の屈折率の大きな変化、それに付随した透過光の変化を詳細に調べることによって、共鳴効果と誘電率（屈折率）の実数部や虚数部との関係を明らかにすることができる。

前述したように、ファラデー効果は磁場中に置かれた物質に入射した波長 λ の直線偏光の振動方向（偏光面）が物質を透過する過程において回転する現象で、偏光面の回転角 θ は物質の右回りおよび左回りそれぞれの円偏光に対する屈折率の実数部の差 $n_- - n_+$ と試料の厚さ d に比例する。また、虚数部の寄与に対応する磁気二色性 $\kappa_- - \kappa_+$ から、楕円率¹ ψ は右回りの光と左回りの光の振幅比に強く依存する。 θ と ψ は以下の式で示される。

$$\theta = \frac{\pi d}{\lambda} (n_- - n_+) \quad \psi = \tanh \left\{ \frac{\pi d}{\lambda} (\kappa_- - \kappa_+) \right\} \quad (1)$$

共鳴ファラデー効果を調べることはテンソル量として表される誘電率における非対角成分の実数部と虚数部の様子を知ることにつながる。つまり、楕円率と回転角を調べれば屈折率と吸収との関係

¹この印の付いている語は、後に説明があります。

を知ることができる。

今回、我々はファラデー効果を調べる光の波長として、適当な磁場域で電子系による共鳴現象の観測される遠赤外光を用い、有効光路長が極端に異なる２種類の半導体材料、すなわち GaAs/AlGaAs の２次元電子系とバルク結晶の n-InSb の試料に関して実験を試みた。この実験を通して共鳴吸収が起こる磁場位置の近傍で観測した非線形ファラデー効果、すなわち共鳴ファラデー効果に関する実験結果について解説し、それらの特徴を比較する。

2 実験方法

実験は試料の前後に直線偏光子と検光子を配置した遠赤外磁気光吸収測定装置を用い、検光子を固定した場合とモーター駆動によって一定の回転数で回転しながら測定する場合の双方について行った。超伝導電磁石によって最高 6 T までの磁場を印加し、測定温度は 4.2K である。探針光として用いた遠赤外レーザーは水蒸気をレーザー媒体とした放電型遠赤外レーザーで、波長は 119 μm と 220 μm である。波長 119 μm の場合は検出器として光伝導型の Sb-doped Ge を、また 220 μm の場合には n-InP を使用した。レーザーからライトパイプで導かれた遠赤外光は試料直前の直線偏光子（偏光子）、試料、試料直後の直線偏光子（検光子）を通り、検出器までライトパイプによって導かれ、透過光強度の磁場依存性を測定した。図 1 に回転検光子を備えた試料室の写真を示す。

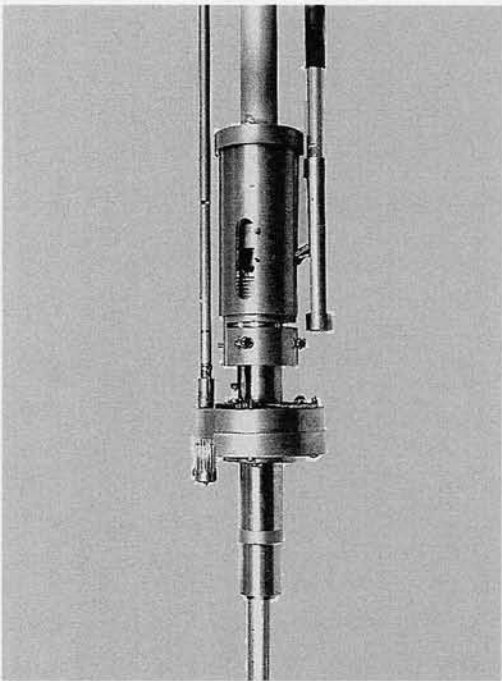


図 1：クライオスタット試料室の写真

実験に使用した 2 個の試料は厚さ 7 mm の n-InSb、および有効光路長としては極端に短いヘテロ界面内の 2 次元電子系（2DEG）を持つ GaAs/AlGaAs で、共鳴が関与する電子系の厚さは全く正反対のものである。表 1 にはこれらの試料が持つ特性についてまとめた。

表 1：測定に用いた試料

試 料	試料の厚さ	不純物濃度 または電子密度
GaAs/AlGaAs	100 Å	10^{12}cm^{-2}
n-InSb	7 mm	10^{14}cm^{-3}

3 楕円率と回転角

共鳴ファラデー効果では直線偏光の特性を持って試料に入射した光のうち、片方の円偏光が吸収されるために試料を透過してくる光は一般的に楕円偏光になっている。したがって、楕円偏光を特徴づける楕円率とファラデー回転角といった楕円偏光の特性を調べる必要があり、ここでは楕円偏

光に関する表式について簡単に説明する。互いに直交する電場の2成分 E_x , E_y とその2つの電場成分間の位相差 γ を用いて、楕円偏光の電場の振幅 E は $E = E_x e_x + E_y e^{i\gamma} e_y$ と表すことができる。そしてこの楕円偏光の検光子透過後の強度 I は検光子の軸と x 軸のなす角を ϕ とすると次のように表すことができる。

$$I(\phi) = \frac{1}{2}(E_x^2 + E_y^2) + \frac{1}{2}(E_x^2 - E_y^2) \cos 2\phi + E_x E_y \cos \gamma \sin 2\phi \quad (2)$$

式(2)から、 $\phi = 0, \pi/4, \pi/2$ に対する強度、 $I(\phi)$ 、を測定し、それらのデータを基に E_x , E_y , $\cos \gamma$ を求めることができ、偏光の状態を決定することができる。また、円偏光を基底とする電場 E の表示 $E = E_+ e_+ + E_- e_-$ を使った場合には同じく位相差を Γ とすると強度 I は(3)式のようになり、回転型検光子を利用して各磁場に対する透過光強度の角度 ϕ 依存性を求め、その信号の位相の変化からファラデー回転角、また信号の最大値と最小値の比から楕円率を求めることができる。

$$I = \frac{1}{2}(E_+^2 + E_-^2) + E_+ E_- \cos(2\phi - \Gamma) \quad (3)$$

4 実験結果及び考察

最初に極端に光路長が短い系に関するファラデー効果を見てみよう。GaAs/AlGaAs のヘテロ界面に形成された2次元電子系によるサイクロトロン共鳴を反映したファラデー効果に関する実験結果を図2に示した。図2(a)の3つの透過スペクトルは偏光子と検光子のなす角 ϕ を変えて測定したスペクトルで、上から順に $\phi = 0, \pi/4, \pi/2$ である。これらのスペクトルに現れている構造は二

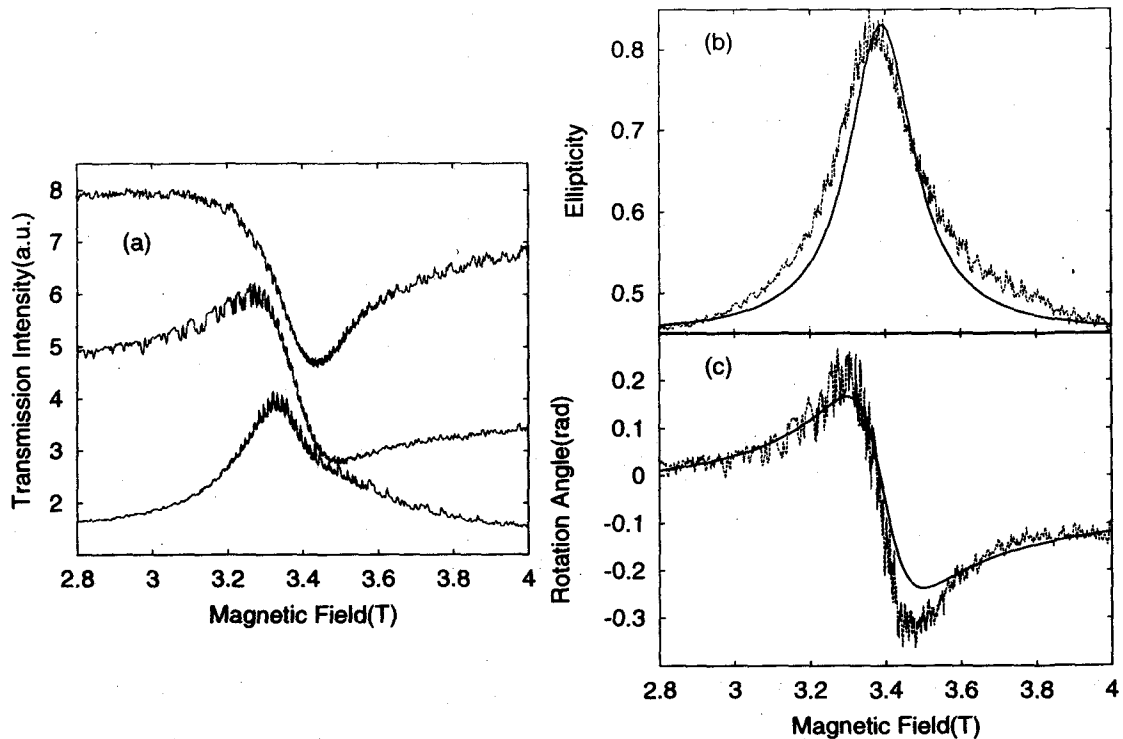


図2：波長220 μm を用いて測定した GaAs/AlGaAs の2次元電子系のサイクロトロン共鳴(ECR)スペクトル。偏光子と検光子のなす角がそれぞれ0度 (a上)、45度 (a中)、90度 (a下) の下で測定した3個のスペクトル。それらを基に導出した(b)楕円率と(c)ファラデー回転角。

次元電子のサイクロトロン共鳴吸収によるものである。また、図 2(a)の 3つのスペクトルから前述した方法によって導出した楕円率とファラデー回転角を図 2(b)(c)に示す。図 2(a)のスペクトルにおいて、偏光子と検光子が平行な場合のスペクトルは通常の吸収スペクトルと似た振舞いを示し、直交した場合でも、円偏光の一方が吸収されたために透過スペクトルには吸収がピークとして現れる。更に、図 2(a)の偏光子と検光子の軸のなす角が平行な場合（上）と直交する場合（下）のスペクトルでは凹部と凸部の位置が互いに反対方向にシフトしている。このシフトがファラデー効果によるものであり、2つの偏光子のなす角が45度の場合（中）では、式(3)からも明らかなように最も顕著にファラデー効果が現れる。スペクトルの形状は吸収型から大きく外れ、図 2(c)の回転角のスペクトルに似た構造となる。図 2(b)に示された楕円率スペクトルのピーク位置からファラデー効果に関与している電子系の有効質量を見積もると $0.069m_0$ となるが、典型的な GaAs 系における2次元電子系における有効質量 $0.070m_0$ とよく一致することが分かる。ファラデー回転角を示すスペクトルの形状は共鳴点を中心に反対称であり、回転角の大きさは100 Å程度の厚さを持つ極薄の2次元電子系にもかかわらず20度近くの値に達している。

一般に共鳴吸収によるファラデー回転角は、共鳴位置を中心に反対称的な誘電率の実数部を反映した振舞いを示す。図 2(b)と(c)に Lorentz 型の分散曲線に基づいて理論的に導出した回転角と楕円率を実線で示してある。この解析において用いた緩和時間 τ は $\tau = 2.5 \times 10^{-11} \text{sec}$ である。

先に述べた2次元電子系を含む試料は有効光路長と言う意味では最も短い電子系であるが、次に正反対の試料、厚さ7 mmの n-InSb に関する実験結果について報告する。図 3は偏光子と検光子を直交させて測定した、n-InSb 試料の磁気透過スペクトルである。透過光が非常に激しく振動している様子が見える。図 3を詳しくみていくと、この n-InSb のスペクトルは3つの領域に分けることができる。ゼロ磁場から1 Tまでの低磁場側で観測される振動領域、1 Tから1.5 Tまでの共鳴吸収領域、そして、1.5 T以上の高磁場側の振動領域である。共鳴の両側に振動領域が現れるのは

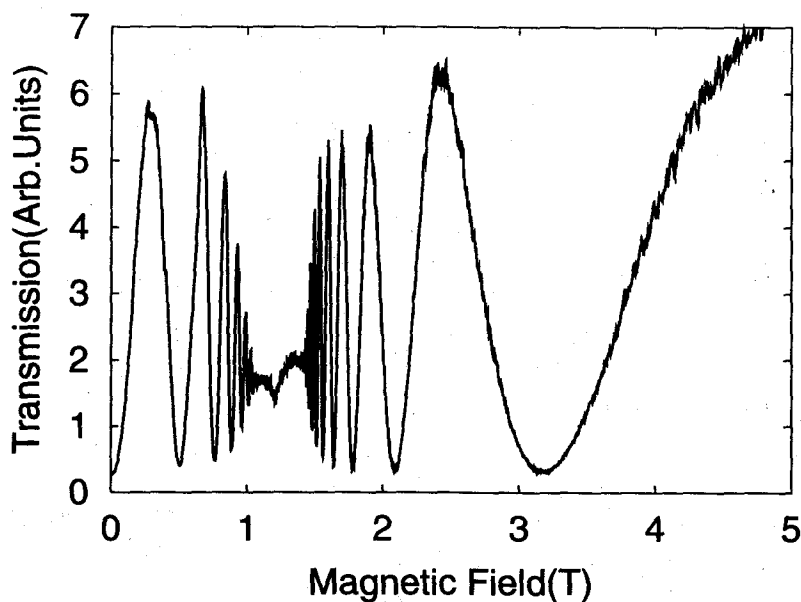


図 3：波長 $119 \mu\text{m}$ を用い、厚さが7 mmの n-InSb について偏光子と検光子を直交させて測定したファラデー回転スペクトル。

直線偏光の偏光面が試料を通過する際に何回も回転するため、偏光面が180度回転する度に透過信号は最大となる。1 mm以下の厚さを持つ n-InSb では1.23 Tに不純物による不純物サイクロトロン共鳴と1.34 Tに伝導電子によるサイクロトロン共鳴が分離して観測されるが、図3の共鳴吸収領域に認められるピークは不純物サイクロトロン共鳴が支配的で、光路長が長いために吸収が飽和している。共鳴吸収領域に近づくにつれて振動の周期は短くなり、振幅は吸収の為に小さくなる。ピークの間隔の変化は共鳴によって探針光の位相速度が急激に変化することを意味している。

図3からこの系におけるファラデー回転の概要は掴めるが、さらに詳細な結果を知るために通常の磁気吸収スペクトルと回転検光子を用いた測定から導出した楕円率とファラデー回転角の磁気スペクトルを図4に示した。楕円率スペクトルで低磁場と高磁場の振動領域で一連の弱いピークが認められるが、これは試料内部における多重反射による干渉効果である。試料面を斜め研磨することによって、吸収スペクトルではこの干渉による一連のピークはかなり抑えられているが、円偏光による干渉効果であるため、楕円率では感度良く干渉のピークが現れている。また、回転角のスペクトルでは干渉効果は無視でき、図3から予想されたように偏光面が度々回転している様子が示されている。楕円率とファラデー回転角を Lorentz 型の分散曲線に基づく理論式で解析すると干渉効果と共鳴領域を除いて実験結果をよく再現することができる。このことから、吸収が大きい場合でも飽和領域を除いて楕円率とファラデー回転角は誘電率テンソルの非対角成分でほとんど決まる事がわかる。これらの楕円率スペクトルから、共鳴領域では偏光状態はほとんど円偏光となっている事が確認された。また、飽和した吸収スペクトルの上に小さな鋭いピークが確認されるが、この信号

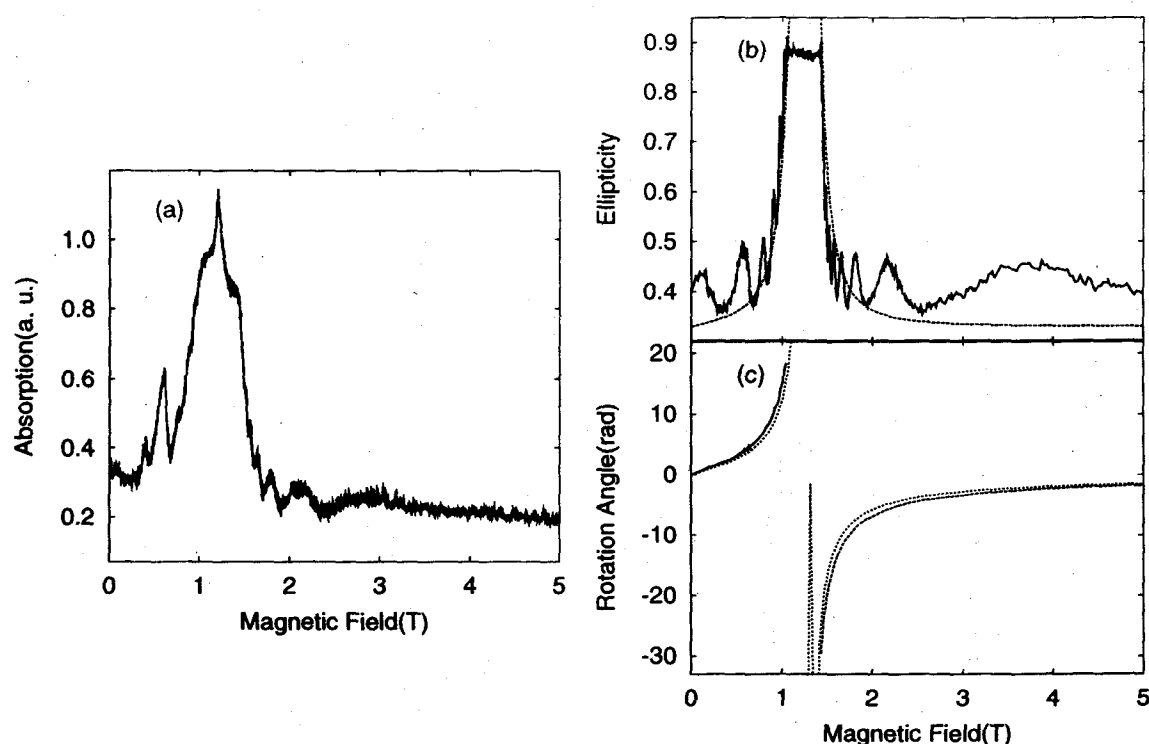


図4：波長119 μm の光を用いて測定した、厚さ7 mmの n-InSb に関して得られた3つのスペクトル。(a)吸収スペクトル、(b)楕円率スペクトル、および(c)回転角スペクトル

は本来吸収されない逆回りの円偏光にも選択則の弱い破れによる弱い吸収が生じていることを示唆している。

5 まとめ

有効光路長が極端に異なる2種類の試料における共鳴ファラデー効果を紹介した。これらの試料において検光子と偏光子を直交させて測定した磁気スペクトルは全く異なり、2次元電子系ではサイクロトロン共鳴に関連したファラデー効果を初めて観測し、一方厚さ7 mmの試料では激しい振動を観測した。他方、回転検光子法によって求めた楕円率とファラデー回転角を調べると、誘電率の非対角成分を反映した共鳴吸収によるファラデー効果の特徴、すなわち楕円率は Lorentz 共鳴曲線型のピークを示し、ファラデー回転角は共鳴位置で反対称的な形となることを確認することができた。

¹楕円率 ψ は次のようにも示される。 E_{\pm} は左右の円偏光の振幅で、円偏光の楕円率は1で直線偏光ではゼロとなる。

$$\psi = \frac{E_- - E_+}{E_- + E_+} \quad (4)$$