

論文内容の要旨

論文題目「テラヘルツ偏光分光法による量子ホール効果及び異常 ホール効果の研究」

(Terahertz polarization spectroscopy of quantum Hall effect and anomalous Hall effect)

氏名 池邊洋平

2次元電子系や強磁性体ではそれぞれの系の性質を反映した特異なホール効果を生じる。2次元電子系では電子がポテンシャルに閉じ込められて伝導に寄与しなくなり、ホール抵抗が普遍定数に量子化される（量子ホール効果）。この量子化抵抗は磁場またはキャリア密度を変化させても一定値を取る（プラトー構造）。またその値は量子化抵抗値 h/e^2 の整数分の1倍をとる（整数量子ホール効果）。一方強磁性体においてはスピン軌道相互作用が伝導に寄与し、磁化によってホール効果を生じる（異常ホール効果）。両者はともに電気伝導に波動関数のトポロジカルな効果の現れる現象とみなすことができ、散逸のない電流として改めて注目されている。ともによく調べられてきた現象だが、以下に述べる未解明の問題がある。

量子ホール効果は局在現象の観点から、これまでにホール伝導度のプラトー間の幅、また縦伝導度のピーク構造の幅について、温度、試料サイズ、また周波数依存性が論じられてきた。周波数に対してはこれまでにギガヘルツの領域までの測定が行われ、スケーリング則に従う振舞いが得られている。一方テラヘルツ周波数は、ランダウ準位間の遷移エネルギーに相当し、低周波数の外挿からプラトー構造を類推することは出来ない。この周波数領域でのプラトー構造の有無は依然不明であった。

異常ホール効果は、その機構について Karplus と Luttinger に端を発するバンド間遷移に基づく Intrinsic な機構と、Smit や Berger が提唱した不純物散乱に基づく Extrinsic な機構の異なる2つの起源が考えられてきた。遍歴電子強磁性体 SrRuO_3 は Ru^{4+} 原子の $4d t_{2g}$ 軌道に電子を有し、強いスピン軌道相互作用を示す。また異常ホール抵抗は温度によって符号を変える特異な振舞いを示し、この系の異常ホール効果に主要な寄与を与えるのが Intrinsic と Extrinsic のどちらの機構であるかが議論されてきた。近年 Intrinsic な機構ではバンドの反交差点において伝導に支配的な寄与を与え、 SrRuO_3 の特異な振舞いを再現することが示唆された。このバンド反交差点における寄与は、ギャップエネルギーに相当するテラヘルツ周波数の応答において特に顕著になり、ホール伝導度スペクトルに大きな構造を与えることが予想されている。このためテラヘルツ周波数領域のホール伝導度スペクトルを明らかにすることはこの系の機構を決定付けるために非常に重要である。

このようにこれらの特異なホール効果を特徴付けるエネルギーは共にテラヘルツ周波数領域に存在する。光周波数領

域ではホール伝導度 $\sigma_{xy}(\omega)$ は磁気光学効果による偏光の回転と結びついている．十分薄い薄膜試料が屈折率 n_{sub} を持つ基板にある場合には，ファラデー回転角 $\theta(\omega)$ と楕円率 $\eta(\omega)$ は $\sigma_{xy}(\omega)$ に比例する

$$\theta(\omega) + i\eta(\omega) \sim \frac{1}{(1 + n_{\text{sub}} - i\omega dn_{\text{sub}}/c)c\epsilon_0 + \sigma_{xx}(\omega)d} \sigma_{xy}(\omega)d, \quad (1)$$

と表される．ここで c は光速， ϵ_0 は真空の誘電率， d は薄膜の厚さである．量子ホール効果や異常ホール効果は mrad 程度のファラデー回転角を与える．しかしながらテラヘルツ周波数領域ではこのような高感度な偏光測定の手法は確立されていない．このため本研究では高感度テラヘルツ偏光分光測定系を開発し，局在現象やスピン軌道相互作用がホール伝導度に与える寄与を明らかにすることを試みた．

高感度磁場下テラヘルツ偏光分光測定系の開発

上述の mrad 以上のファラデー回転角の検出感度を得るために，高感度テラヘルツ偏光分光測定系を開発を行った．

分光測定の手法にはテラヘルツ時間領域分光法を採用した．テラヘルツ時間領域分光法 (THz-TDS) では電場の時間波形 $E(t)$ を得ることが可能であり，フーリエ変換を行うことで周波数表示した $E(\omega)$ を得ることができる (図 1)．偏光の変化が小さい場合には透過電場の入射水平成分 $E_x(\omega)$ と垂直成分 $E_y(\omega)$ の比は θ と η に対し $E_y(\omega)/E_x(\omega) \sim \theta + i\eta$ で与えられる．一方 FTIR では電磁波のパワーを測定し，微小な偏光の変化に対し，その 2 乗量を観測することになる．よって FTIR に比べ THz-TDS は微小ファラデー回転角の決定に有利である．また高いダイナミックレンジを得るために，テラヘルツ電磁波の発生には p 型 InAs(111) 面からの放射，検出には ZnTe(110) 面による EO sampling の手法を用いた．これにより最大 0.3-2.5 THz (1.2-10.0 meV) の周波数領域において 8 桁程度のダイナミックレンジを達成した．図 2 は開発した測定系を用いて，透過電場の垂直成分 $E_y(\omega)$ の測定 10 回の揺らぎを取り，水平成分 $E_x(\omega)$ で割ったものであり，ファラデー回転角の検出感度を表す．0.5 mrad 以上の検出感度を達成されていることを示している．

GaAs/AlGaAs 変調ドーパヘテロ構造 2 次元電子系における光学量子ホール効果

量子ホール系のテラヘルツ周波数領域における局在現象の寄与を明らかにするために，開発した測定系を用いて GaAs/AlGaAs ヘテロ構造 2 次元電子系の偏光測定を行い，プラトー構造の有無を調べた．図 3(a) は偏光子により切り出された透過電場の垂直成分の時間波形 $E_y(t)$ である．入射したテラヘルツパルスよりも遥かに長寿命の振動構造を示した．この振動はサイクロトロン共鳴 ($\omega_c = eB/m^*$) を由来とする自由誘導減衰によるものであり，長い振動寿命は 2 次元電子系の高い移動度を反映する．振動の減衰率と周期から移動度と有効質量が得られた．

測定した透過電場の水平，垂直成分をフーリエ変換し， $E_y(\omega)/E_x(\omega)$ から θ と η の決定を行った (図 3(b))． θ と η に観測された分散型，共鳴型のスペクトル構造は共にサイクロトロン共鳴によるものである．得られた θ と η は広い磁場，周波数領域で実線で表された Drude モデルと一致する構造を示したが，ランダウ準位の占有数 $2(\sim 5.6 \text{ T})$ 近傍の低周波数の領域において Drude モデルから僅かにずれることを見出した．図 4 はこの領域における回転角を詳細に測定した結果である．5.6 T 近傍において点線で表された Drude モデルからずれる振舞いが見られた．一方，破線は直流領域との類推から占有数を整数値に量子化した量子ホールのな極限のモデルである．5.6 T 近傍では回転角がこのモデルに一致することが分かった．量子ホールのな極限においてファラデー回転角は微細構造定数を用いて表されるため，

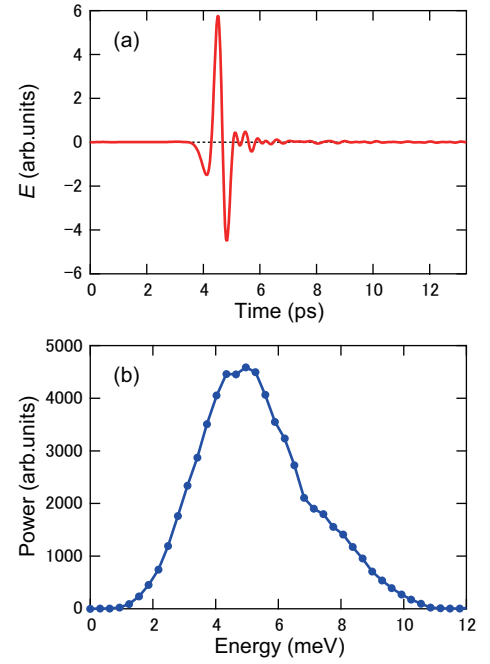


図 1: (a) 測定に用いたテラヘルツ電場の時間波形 (b) 時間波形をフーリエ変化して得られたパワースペクトル．

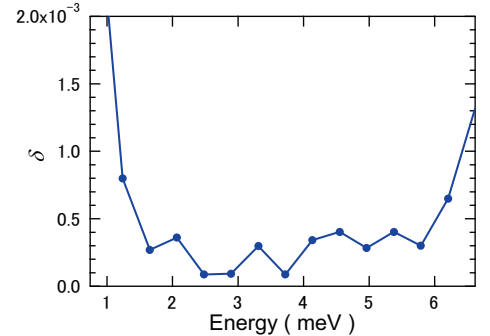


図 2: 透過テラヘルツ電場の垂直成分 $E_y(\omega)$ を 10 回測定した際の揺らぎを水平成分 $E_x(\omega)$ で割ったもの [1]．回転角の検出感度を表す．

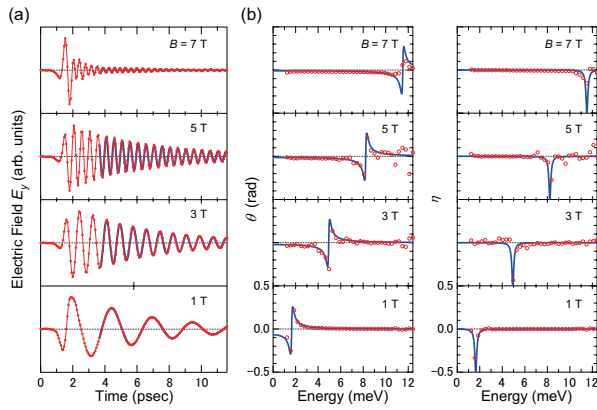


図 3: (a) $T = 3$ K における垂直偏光の時間波形の磁場依存性 [2]. 実線: 自由誘導減衰振動のフィッティング. (b) ファラデー回転角 θ と楕円率 η の磁場依存性. 実線: Drude モデルによる計算値.

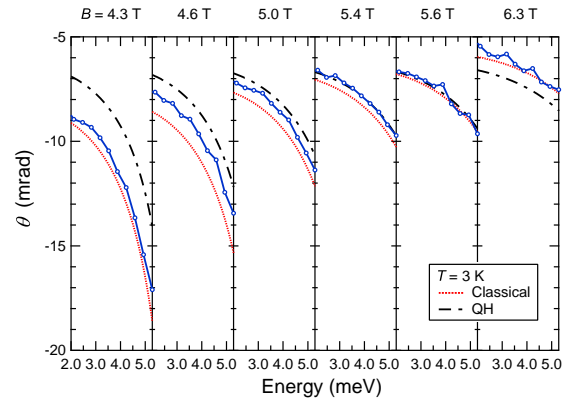


図 4: ランダウ準位占有数 2 近傍の (a) ファラデー回転角 θ のエネルギー依存性 [2]. 点線: 古典的な Drude モデルによる計算値. 破線: 量子ホール極限における計算値.

このことはまた微細構造定数で表される回転角の観測を示唆する。

次にファラデー回転角から式 (1) によりホール伝導度を決定して占有数の関数としてプロットした結果を図 5 に示す. ホール伝導度はサイクロトロン共鳴由来の周波数因子を除去した

$$\tilde{\sigma}_{xy} \equiv \left[\frac{e^2}{h} \frac{\omega_c^2}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2} \right]^{-1} \sigma_{xy}(\omega), \quad (2)$$

をプロットした. 図より 5.4 – 5.6 T においてプラトー構造が観測された. これによりテラヘルツ周波数領域においても局在現象の効果が現れることが明らかになった. 局在現象は直流あるいは低周波数の領域では系を特徴付ける長さと同在長との大小関係によって表される. この関係がランダウ準位間遷移周波数近傍のテラヘルツ周波数領域においても成立すると考えれば, 得られた結果は系を特徴付ける長さがこの周波数領域においても局在長より長いスケールを持つことを意味する.

遍歴電子強磁性体 SrRuO₃ における光学異常ホール効果

遍歴電子強磁性体 SrRuO₃ について, バンドの反交差点でのエネルギーギャップに相当するテラヘルツ周波数領域のホール伝導度スペクトルを直接測定し, Intrinsic な機構が異常ホール効果に与える寄与を調べた.

測定には 510 μm の LSAT 薄膜上に成長させた厚み 10 nm の薄膜試料を用いた. キュリー温度は 150 K であり, 直流ホール抵抗は 100 K において符号反転を示した (図 6). 強磁性体のホール抵抗は磁場を印加した際に生じる正常項と磁化のもとで存在する異常項が共存している. このうち磁化のもとで存在する成分のみを抜き出すために, 2 T の磁場で磁化の方向をそろえた後に消磁し, ゼロ磁場, 有限磁化の下で測定を行った.

透過測定により得られたテラヘルツ周波数領域の複素縦伝導度スペクトルを図 7(a,b) に示す. この縦伝導度スペクトルと, 偏光測定で観測されたファラデー回転角と楕円率から複素ホール伝導度スペクトルを決定したものが図 7(c,d) である. 10 K で実部において 3 meV 近傍で負のピーク構造が観測され, また高周波数でゼロに漸近していく様子が観測された. さらに実部は直流測定と同様に 100 K において符号反転を生じた. 一方虚部においては 3 meV 近傍において負の値に急峻に変化し, ピーク構造を生じる様子が得られた.

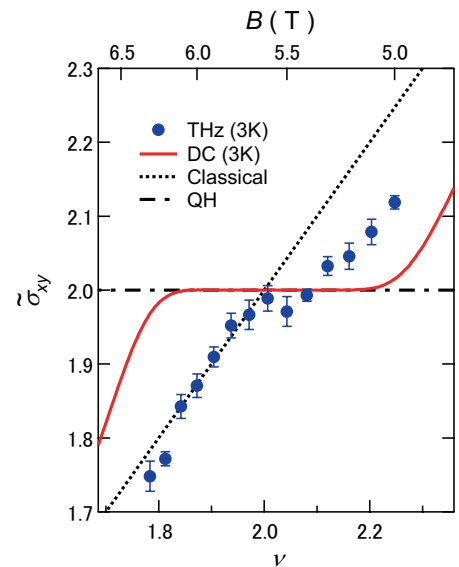


図 5: ホール伝導度の占有数 ν 依存性 [2]. サイクロトロン共鳴由来の周波数構造を除去している.

得られた構造が Intrinsic な機構に基づくものなのか明らかにするために、2 バンドモデルを用いて久保公式からバンド交差点近傍で生じるホール伝導度を導いた結果と比較した (図 8) . バンド交差点を基準とする化学ポテンシャルを μ とすると $\hbar\omega = 2\mu$ のエネルギーにおいてホール伝導度の実部にピーク構造を与え、 $\mu = 2.0$ meV において実験結果を再現する結果が得られた . この周波数帯にピーク構造が現れることから SrRuO₃ のホール伝導度が Intrinsic な機構を主要な寄与として生じるものであると結論した .

総括

量子ホール系と異常ホール系はテラヘルツ周波数領域においてランダウ準位間遷移やスピン軌道相互作用によるバンド分裂といった、系を特徴付けるギャップのエネルギーを持つ . 本研究ではこれらの系においてテラヘルツ偏光分光測定を行い、バンド或いはサブバンド間の遷移が生じる場合におけるホール伝導度スペクトルを観測することに成功した . これによりこれらのホール効果における局在現象やスピン軌道相互作用の寄与について新たな知見を得ることに成功した .

参考文献

- [1] Y. Ikebe, R. Shimano, Appl. Phys. Lett. **92**, 012111 (2008).
 [2] Y. Ikebe, T. Morimoto, R. Masutomi, T. Okamoto, H. Aoki, and R. Shimano, Phys. Rev. Lett. **104**, 256802 (2010).

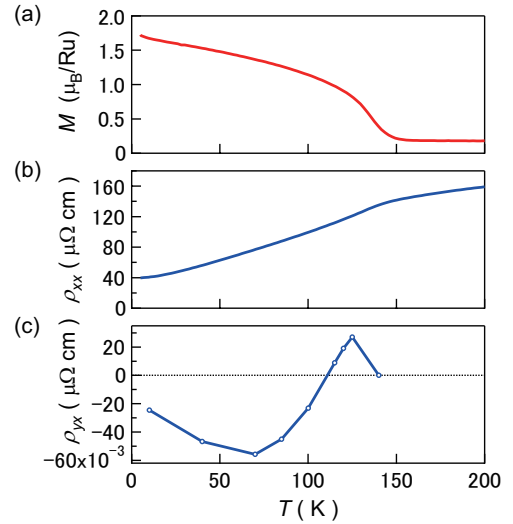


図 6: SrRuO₃ の (a) 磁場 $H = 0.005$ T での磁化, (b) 縦抵抗率, (c) ゼロ磁場でのホール抵抗率の温度依存性 .

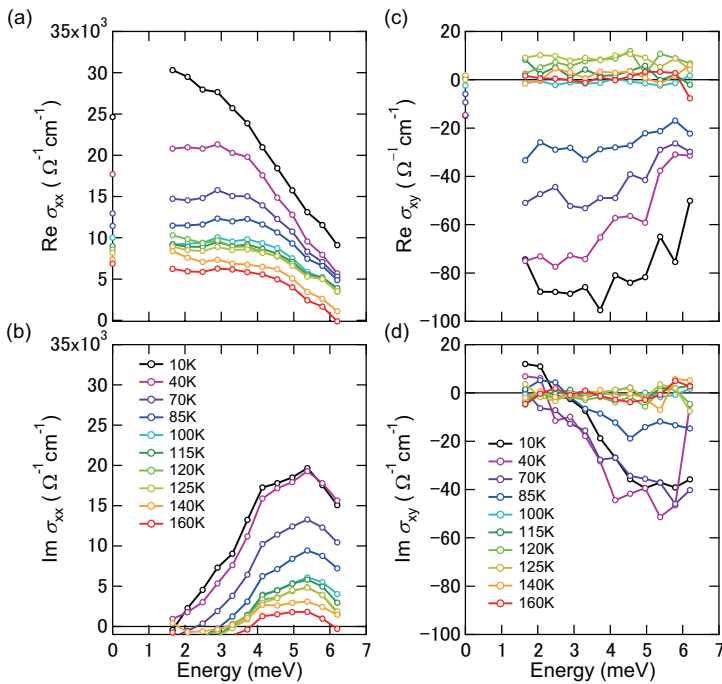


図 7: SrRuO₃ のテラヘルツ周波数領域の (a,b) 縦伝導度スペクトルと (c,d) ホール伝導度スペクトルの温度依存性 . 周波数ゼロに直流測定の結果を付記 .

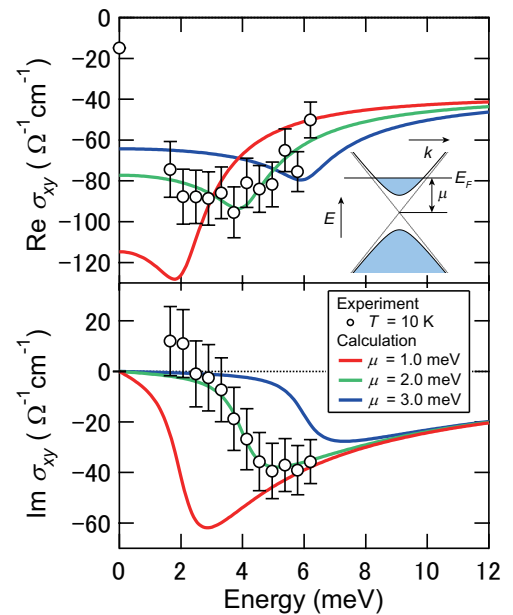


図 8: SrRuO₃ のホール伝導度をバンド交差点近傍での Intrinsic な機構の寄与でフィットした結果 . μ : 化学ポテンシャル .