



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	選択ドープAlGaAs/GaAsヘテロ構造における2次元電子の磁気抵抗効果
Author(s)	廣瀬, 達哉; Hirose, Tatsuya; 松崎, 賢一郎 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 146, 43-51
Issue Date	1989-05-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42190
Type	departmental bulletin paper
File Information	146_43-52.pdf



選択ドープ AlGaAs/GaAs ヘテロ構造における 2次元電子の磁気抵抗効果

廣瀬 達哉 松崎賢一郎 駱 季奎 大野 英男 長谷川英機
(昭和 63 年 12 月 20 日受理)

Magnetoresistance of Two Dimensional Electron Gas in AlGaAs/GaAs Selectively Doped Hetero Structures

Tatsuya HIROSE, Ken-ichiro MATSUZAKI
Ji-Kui LUO, Hideo OHNO and Hideki HASEGAWA
(Received December 20, 1988)

Abstract

The magnetoresistance effect in a two dimensional electron gas in a selectively doped heterostructure with a high electron mobility (as high as $110000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$ at 77K) is studied. The magnetic field B_z is applied perpendicularly to the interface with a magnitude 1T, while the electric field is applied parallel to the interface.

An asymmetric negative magnetoresistance is found for the first time to appear in the dark at 77K. This behavior is nullied when the sample is illuminated once before measurement.

The observed anomalous behavior is explained qualitatively by inhomogeneties of sheet carrier concentration in the system due to filled DX centers.

1. 緒 言

選択ドープヘテロ構造は 1970 年 L. Esaki らによる、半導体超格子 (Semiconductor Super Lattice) の提案以来¹⁾, 分子線エピタキシ (Molecular Beam Epitaxy ; MBE) 法や有機金属気相成長 (Metal Organized Vapor Phased Epitaxy) 法などの半導体結晶成長技術の進歩と相まって驚異的な進歩を遂げ, その後の研究は化合物半導体のみならず, 半導体研究一般に大きなインパクトを与えた。1978 年, R. Dingle らによって, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 超格子構造で, GaAs 層中に非常に高い移動度を示す 2次元電子 (Two-Dimensional Electron Gas ; 2DEG) が形成されることが実証され, 引き続き 1979 年に $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ および GaAs 一層ずつからなる選択ドープ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ シングルヘテロ構造でもそのヘテロ界面に 2 DEG が形成されることが確認された²⁾。そして, 1980 年に T. Mimura らによって, この高い移動度を有する 2 DEG は FET 動作が

可能であることが実証され、高電子移動度トランジスタ (High Electron Mobility Transistor ; HEMT) として発表された³⁾。現在では低雑音増幅素子として実用化されるに至り、選択ドープヘテロ構造の存在価値は非常に高いものといえよう。

選択ドープヘテロ構造は Si-MOS に比べて良質なヘテロ界面であることが知られている。そのため、2次元電子系の物性上も大変注目されている。最近では半導体極微構造において電子の波動性を直接反映する電子波効果 (アハラノフ・ボーム効果 ; Aharonov-Bohm effect)⁴⁾ や弾道輸送領域における負磁気抵抗効果⁵⁾ などの様々な量子伝導現象が見いだされるようになった。そして、これら新しい物理現象を利用した電子デバイスも提案されている⁶⁾。

量子ホール効果 (Quantum Hall Effect ; QHE)⁷⁾ は2次元電子系の量子伝導現象として古くから知られているが、2次元電子系における磁気抵抗効果に関する研究はこの量子ホール効果の発見を境に活発に行われるようになったと言える。しかし、量子ホール効果の生ずる環境は極低温でランダウ準位が形成されるような強磁界下という極限状態における物理現象である。そのため実用上重要な中程度の磁界および液体窒素温度付近における温度の環境における研究は見過されて来たと言っても過言ではない。

本報告では、以上を背景に、MBE 法で成長した選択ドープヘテロ構造における2次元電子の磁気抵抗効果を室温および液体窒素温度下 77 K の環境で測定し、その理論解析を行った。その際我々は 77 K において、1 テスラ以下の磁界をヘテロ界面に垂直に印加し、印加電界を変化させることによって、その磁気抵抗が負になることを初めて見いだした。この効果は光を照射することによって消失する。また、このような現象は n-GaAs には見られなかった。さらに、高電界領域において磁界の印加に伴い印加電界方向に流れる電流が増加することを確認し、これらの新しい物理現象を、試料内部の2次元電子濃度に関して DX センタが電子を捕らえている状態で空間的に不均一に分布しているというモデル⁸⁾ により説明した。

2. 試料作製方法および磁気抵抗効果測定方法

2. 1 試料構造

測定に用いた試料はすべて MBE (分子線エピタキシ) 法によって成長した。その試料の断面構造を図 1 に示す。測定に用いた試料はバルク n-GaAs および選択ドープヘテロ構造 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ で、選択ドープヘテロ構造試料は半絶縁性 GaAs (100) 基盤上に 580°C でアンドープ GaAs 5000 Å 成長し、その上に 580°C でアンドープ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.3$) を 100 Å, n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($N_D=5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3} \sim 1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) 1000 Å, そして n⁺-GaAs キャップ層 100 Å を成長している。表 1 に成長した試料の室温および 77 K における2次元電子濃度とホール移動度を示す。

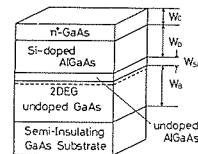


図 1 試料の断面構造

表 1 測定に用いた試料

Sample	Hall Mobility μ_H [$\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$]		Sheet carrier concentration N_s [cm^{-2}]	
	300K	77K(DARK)	300K	77K(DARK)
AlGaAs/GaAs(AG122)	4700	110000	7.3×10^{11}	4.0×10^{11}
AlGaAs/GaAs(AG165)	6900	110000	8.0×10^{11}	4.5×10^{11}
n-GaAs(G123)		3300	$6.4 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$	

2. 2 試料の作製プロセス

本研究では、磁気抵抗効果の測定にはホール素子およびコルビノディスク型の素子を用いた。その上観図を図2に示す。ホール素子のチャンネル長は $310\ \mu\text{m}$ 、チャンネル幅 $40\ \mu\text{m}$ でホールプローブが5本取り付けられている。電極部分のパッドは $250\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$ と広げてオーミック損失を減ずるように配慮した。素子の作製プロセスは次のように行った。まず始めにフォトリソist (AZ1350) により電極パターンを形成し Au-Ge (Au 71%, Ge 29% : 質量比) を $1500\ \text{\AA}$, Ni を $180\ \text{\AA}$ 蒸着する。そしてリフトオフの後水素雰囲気中 $450^\circ\text{C} \sim 500^\circ\text{C}$ で 70 秒間熱処理をしてオーミック電極を形成する。そして、再びフォトリソist (OMR86) でホールバーおよびコルビノディスクのパターンを形成し、 $8\ \text{NH}_4\text{OH} : 1.4\ \text{H}_2\text{O}_2 : 196\ \text{H}_2\text{O}$ エッチング液でメサエッチングして完了である。ここで試料の洗浄は有機洗浄 (アセトン, メタノール) および純水 ($r_c > 1.0^{18}\Omega$) で行った。

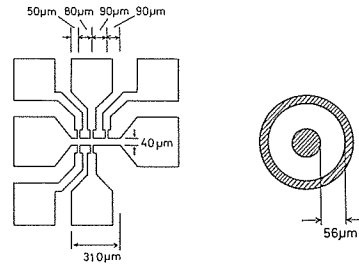


図2 ホール素子, コルビノディスクの上観図

2. 3 測定方法

磁気抵抗を測定する方法として我々は、直流法およびパルス法を用いた。測定環境は印加磁界 $0 \sim 1$ テスラ, 温度 $77\ \text{K} \sim$ 室温とした。また, パルス法は主に高電界領域における磁気抵抗効果を測定する場合に用い, その測定において, 試料の加熱効果を少なくするためにパルス幅 $10 \sim 100\ \mu\text{sec}$, パルス周期 $1 \sim 10\ \text{sec}$ とし, デューティ比を 10^{-4} 以下にしている。

3. 磁気抵抗効果の測定結果

3. 1 n-AlGaAs/GaAs 選択ドープヘテロ構造試料の磁気抵抗効果

図3は試料温度 $300\ \text{K}$, 暗中において n-AlGaAs/GaAs ($N_D = 5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$) の磁気抵抗効果を電界をパラメータとして測定した結果である。縦軸は磁気抵抗の抵抗率の変化率, 横軸は印加磁界を表している。ここで印加磁界の符号はモニタしたホール電圧の符号に一致させた。結果は全ての電界に対して, 印加磁界の向きに関して対称的となり, $\Delta\rho/\rho_0$ は磁界の2乗に比例していることがわかる。

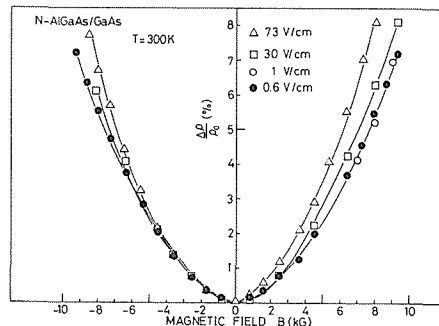


図3 室温における n-AlGaAs/GaAs 試料の磁気抵抗効果

図4は n-AlGaAs/GaAs 試料の $77\ \text{K}$ 暗中のもとで低電界直流法によって磁気抵抗効果を測定した結果である。(a)は n-AlGaAs ドーピング濃度 $5.0 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ の試料である。低電界における磁気抵抗の抵抗率の変化率は正であるのに対し電界が増加するに連れてその抵抗の変化率は負になる領域が現れることがわかる。さらにその負の絶対値が電界の増加に伴い大きくなり, また著しく非対称になることがわかる。(b)は n-AlGaAs のドーピング濃度が $1.0 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ の試料である。この試料においても (a) と同様な結果が得られている。図5は n-AlGaAs ドーピング濃度 $1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ の試料について $77\ \text{K}$ 暗中のもとで中電界から高電界領域 ($50\ \text{V/cm} \sim 300\ \text{V/cm}$) に渡って磁気抵抗効果を測定した結果である。磁気抵抗の抵抗率の変化率は磁界に対して対称的

である。図5は n-AlGaAs ドーピング濃度 $1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ の試料について $77\ \text{K}$ 暗中のもとで中電界から高電界領域 ($50\ \text{V/cm} \sim 300\ \text{V/cm}$) に渡って磁気抵抗効果を測定した結果である。磁気抵抗の抵抗率の変化率は磁界に対して対称的

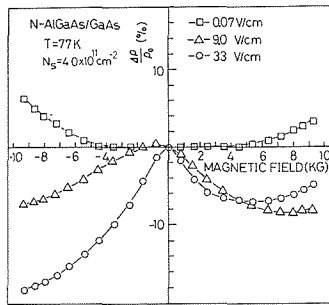


図 4 (a) 77 K 暗中所ける N-AlGaAs/GaAs 試料の磁気抵抗効果 (低電界)

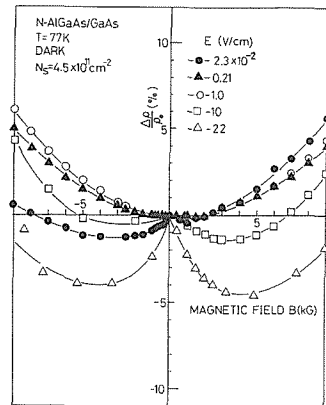


図 4 (b)

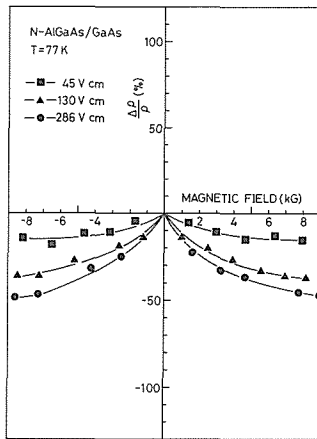


図 5 77 K 暗中所ける N-AlGaAs/GaAs 試料の磁気抵抗効果 (高電界)

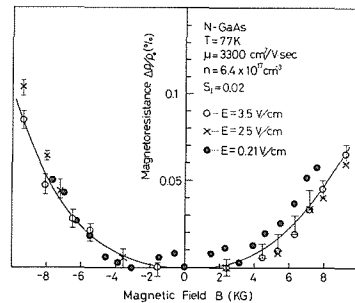


図 6 77 K における N-GaAs 試料の磁気抵抗効果

でかつ負であることがわかる。ドーピング濃度の異なる試料についても同様な結果が得られている。

3. 2 GaAs バルク試料の磁気抵抗効果

次に我々は比較のために N-GaAs 試料の磁気抵抗効果を測定した。その結果を図 6 に示す。測定は 77 K 暗中所のもので、直流法によって行った。結果は印加磁界の向きに対して対称的になっており、さらに、印加電界の変化によらず同じ特性になっていることがわかる。

4. 測定結果の考察

4. 1 2次元電子系における磁気抵抗効果理論

2次元電子系における磁気抵抗は $\omega_c \tau < 1$ なる場合、次のように近似できる^{9),10)}。

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \cong SI \cdot (\mu_H B)^2 \tag{1}$$

ここで、 ω_c は電子のサイクロトロン周波数、 μ_H は 2次元電子のホール移動度である。GaAs などフェルミ面が球対称である場合 SI は次式で与えられる。

$$SI = \frac{\langle \tau \rangle \langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau^2 \rangle^2} - 1 \tag{2}$$

SI は電子の散乱機構に直接依存する係数であり、したがって SI を測定することで支配的な散乱

機構を推定することができる。以下に電子分布関数がボルツマン分布であると仮定した場合の 2次元電子および 3次元電子における SI の各種散乱機構に対する計算値を表 2 に示す。ここで、 τ_{ion} , $\tau_{DP} + \tau_{PE}$ および τ_{LO} はイオン化不純物、音響フォノンおよび有極性光学フォノンによる散乱緩和時間を意味する。以上の理論をもとに、測定結果の考察を行う。図 6 から n-GaAs 試料の 77 K における弱磁界磁気抵抗効果係数 SI は 0.02 と見積られる。測定温度が 77 K であることから、散乱緩和時間はイオン化不純物による寄与が支配的であると考えられる。表 2 の τ_{ion} における値と測定値とを比較すると、差が大きい。これは測定した試料の 2次元電子濃度が $6.4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ と比較的大きくそのためキャリアの縮退効果が効いていると考えられる。それで、イオン化不純物散乱による散乱緩和時間のエネルギー依存性がそのエネルギーの 1.5 乗に比例する⁹⁾として SI を計算した結果を図 7 に示す。計算から測定した試料の 2次元電子濃度に対する SI の値は 0.066 となった。縮退の効果を考慮すると測定した n-GaAs の磁気抵抗は妥当な結果であると考えられる。

表 2 SI の理論計算値

	τ_{ion}	$\tau_{DP} + \tau_{PE}$	0
3次元電子	0.5766	0.2732	τ_{LO}
2次元電子	0.10	0	0

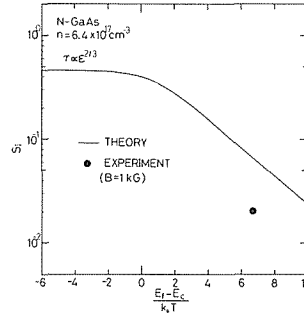


図 7 N-GaAs の磁気抵抗効果係数 SI の理論計算と測定結果

次に室温における選択ドープヘテロ構造の磁気抵抗効果係数 SI の測定値は 0.21 と求められた。室温における 2次元電子の SI は 0 であるが、測定結果の 0.21 と差がある。室温における 3次元電子の移動度は音響フォノンおよび光学フォノン散乱が支配している。それで、SI が 0.1~0.27 であることを考えると、この測定結果とのくい違いは n-AlGaAs 層中の 3次元電子による磁気抵抗が寄与しているものと考えられる。

選択ドープヘテロ構造の 77 K における 2次元電子の負の磁気抵抗効果および磁気抵抗効果の磁界に対する非対称性は明らかに上述の理論にあてはまらない。それで、我々はこの異常磁気抵抗効果の生ずる可能性を追ってみた。表 3 は 2次元電子系において異常磁気抵抗効果を生ずる現象を列挙したものである。

表 3 異常磁気抵抗の生ずる可能性

現象条件	負磁気抵抗効果	磁気抵抗の非対称性
極低温 ~4.2K	アンダーソン局在 不純物伝導 細線ホットエレクトロン ⁵⁾ 効果	細線量子伝導 ⁴⁾ (AB効果)
10~77K	移動度の異なる多種類の ¹¹⁾ 電子が存在する系	
広範囲の温度領域	導電率の不均一性	伝導率の不均一性

表 3 において細線とはサブミクロン或はそれ以下のチャンネル幅にお

ける伝導を意味する。表からわかるように、我々の測定条件に当てはまるものは導電率の不均一性あるいは移動度の異なる 2次元電子が存在する場合の二つが考えられる。後者は K. Hess¹¹⁾らが Si-MOS 反転層における 2次元電子の低電界磁気抵抗効果をコルビノディスク素子を用いて観測しており、彼らの結果は、高い 2次元電子濃度 ($< 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$) 領域で、10~77 K の範囲における磁気抵抗効果係数が負、或は上述の理論から大きくずれる場合があることを示している。その原因の解釈として、異なる移動度を有する電子の存在を仮定することで説明できるとしてい

る。しかし、我々の測定した試料の2次元電子濃度は77 K暗において $4 \sim 4.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ と小さく、図8に示すように、極低温におけるシェブニコフドハース振動の測定からも励起サブバンドに電子が存在する場合に見られるような振動が存在しないことが確かめられている。それで、これらの原因として考えられるのは前者の導電率の不均一性ということになる。導電率の不均一性はチャンネル方向に関するヘテロ界面側のn-AlGaAs層中のDXセンタとなるSiドナイオンのイオン化状態の不規則性によるものと考え、その可能性は十分にあるものと思われる。そ

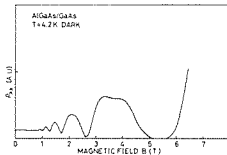


図8 N-AlGaAs/GaAs 試料のシェブニコフドハース振動

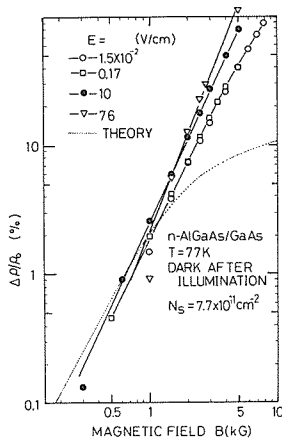


図9 77 K 光照射後の N-AlGaAs/GaAs 試料の磁気抵抗効果

れで、我々はこれらの可能性を検証するために、77 K 暗の中もとで、光照射の効果調べてみた。ここで光照射の効果は Si ドナレベルに捕らわれている電子を伝導帯へ放出させる効果を持つ。それでチャンネル方向に沿うヘテロ界面側のドナのイオン化の状態を均一にするものと期待される¹²⁾。図9は77 Kで発光ダイオード(発光波長 $\lambda = 570 \text{nm}$)を1~5 min 照射した後暗の中もとで電界をパラメータとして磁気抵抗効果を測定した結果である。磁気抵抗の抵抗率の変化率は低電界領域において磁界の向きによらず正の値をとり、磁界の2乗に比例した。磁気抵抗効果係数 SI を求めると、 $SI = 0.17 \pm 0.004$ である。この値はフェルミレベルにおける電子分布関数の傾きが極低温の場合に比べて緩やかになり、フェルミレベル付近の電子がエネルギー的に広がりをもっているために生じたものと考えられる。図9に理論計算結果と測定結果とをあわせて示す。理論計算と測定結果とを比較すると、暗の中で測定した結果と比べるとその一致は良好であることがわかる。ここで、光照射に伴う n-AlGaAs 伝導帯中の電子による磁気抵抗効果は無視した。なぜならば、77 Kでは2次元電子の移動度が3次元電子に比べて~100 倍程度大きいので、磁気抵抗には寄与しないと考えられるからである。理論計算に用いた各種散乱緩和時間の計算式は文献(14)、(15)を参照されたい。また、理論計算に用いたパラメータおよび物性定数を表4に示す。

次に我々は幾何学的形状の違いによる寄与を調べるためにコルビノディスクを用いて77 K 暗

表4 理論計算に用いた物性定数およびパラメータ

GaAs 電子有効質量	$m^*_{\text{GaAs}} = 0.067 m_0$
AlGaAs 電子有効質量	$m^*_{\text{AlGaAs}} = 0.113 m_0$
GaAs 静誘電率	$\epsilon_{0\text{GaAs}} = 12.91$
AlGaAs 静誘電率	$\epsilon_{0\text{AlGaAs}} = 12.23$
光学的誘電率	$\epsilon_{\infty\text{GaAs}} = 10.92$
	=
GaAs 変形ポテンシャル	D = 7 eV
光学フォノンエネルギー	$\hbar\omega_{\text{LO}} = 36 \text{meV}$
GaAs 圧電定数	$h_{14} = 1.2 \times 10^9 \text{V/m}$
GaAs 垂直弾性定数	$C_L = 1.44 \times 10^{11} \text{N/m}^2$
GaAs 水平弾性定数	$C_T = 0.49 \times 10^{11} \text{N/m}^2$
AlGaAs 層の Si ドーピング濃度	$N_D = 1.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$
補償費	$\gamma = 0.6$
バックグラウンド不純物濃度	$N_{\text{BAK}} = 2.2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$
ヘテロ界面電荷濃度	$N_{\text{INT}} = 1.0 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$
スペーサ層厚	$W_{\text{SP}} = 100 \text{\AA}$
バッファ層厚	$W_B = 5000 \text{\AA}$

中のもとの磁気抵抗効果を測定した。試料はドーピング濃度 $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ のものである。その結果を図 10 に示す。縦軸は磁気抵抗の変化率横軸は印加磁界で電界をパラメータとして示してある。測定結果が示すように印加磁界の向きによる非対称性は見られなかった。コルビノディスクにおける磁気抵抗と印加磁界との関係式は次式で与えられる。

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \{ 1 + (\mu_c B)^2 \} + (\mu_c B)^2 \quad (3)$$

ここで、 μ_c はコルビノディスクで測定される 2 次元電子移動度、 $\Delta \rho / \rho_0$ はホール素子で求められる磁気抵抗の抵抗率の変化率であるが、 μ_c はホール素子から測定したホール移動度 μ_H とは異なり、一般に $\mu_c < \mu_H$ で、磁界強度に依存する。ホール素子から測定した μ_H をフィッティングして決定したパラメータを用いて μ_c を決定し、これを用いて、上式(3)から低電界における $\Delta \rho / \rho_0$ を求めた結果を図 11 に示す。図 11 から、コルビノディスクにおいて負の磁気抵抗効果の有意差を見出すことは難しく、幾何学的形状の差異についての情報は得られなかった。

弱磁界領域におけるホール素子の照射時の磁気抵抗効果の測定結果および理論計算結果との

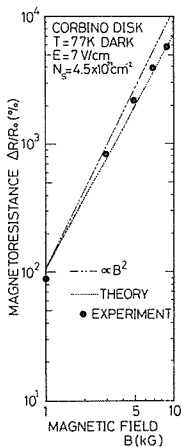


図 10 77 K 暗中所ける N-AlGaAs/GaAs コルビノディスク試料の磁気抵抗効果

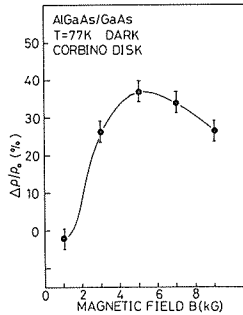


図 11 コルビノディスクから求めた $\Delta \rho / \rho_0 - B$ 特性

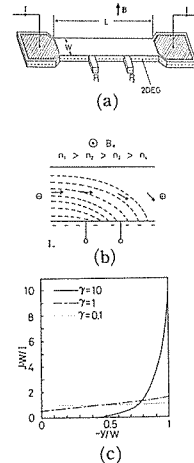


図 12 キャリア濃度の不均一モデルによる異常磁気抵抗効果の説明

良好な一致から、77 K 暗中所ける異常磁気抵抗効果原因は n-AlGaAs 層中の DX センタを形成する Si ドナのイオン化状態の不規則性に伴う 2 次元電子濃度の不均一性によるものと考えられ、またその不規則性が印加電界の増加に伴い変化するものと仮定すると 77 K 暗中所ける測定結果をよく説明できる。Si ドナのイオン化状態の不規則性が印加電界の変化に伴い変化する可能性については十分考えられる¹³⁾。以下に 2 次元電子濃度の不均一性が磁気抵抗にどの様に寄与するかを述べる。

図 12 (a) はホール素子を模式的に書いたものである。いま図のようにホール素子に電流を流し、磁界を印加する。そしてプローブ P1 および P2 で抵抗率を測定するものとする。いま図 12 (b) のように試料チャンネル内部に 2 次元電子濃度に不均一性があったとすると、磁界を印加したときにこの 2 次元電子濃度の不均一性によって電流流線は屈折し、どちらか一方のエッジにその流線は偏ることになる。そのため磁界印加時の見かけ上の抵抗率は零磁界の場合に比べて減少し、負の磁気抵抗効果が生ずることになる。Bate らに従って、いま 2 次元電子濃度が x 方向 (チャンネル方向) の関数で表されるとする。これを $n(x)$ と書くことにする。また、試料内部のポテンシャルを $V = V(x, y)$ とする。電流連続の方程式、および $E = -\nabla V$ とから、次の方程式

を得る。

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + K(x) \left[-\frac{\partial V}{\partial x} + \beta \frac{\partial V}{\partial y} \right] = 0 \quad (4)$$

ただし、 $K(x) = n(x)^{-1} \cdot dn(x)/dx$, $\beta = -\omega_c \langle \tau^2 / (1 + (\omega_c \tau)^2) \rangle / \langle \tau / (1 + (\omega_c \tau)^2) \rangle$ である。

式(4)の境界条件として

$$E_y(x, 0) = E_y(x, W) = E_H$$

$$E_y(0, y) = E_y(L, y) = 0$$

$$V(0, y) = V_D$$

$$V(L, y) = 0$$

を選ぶものとする。ここで、 E_H はホール電界 V_D は印加電圧、 L は試料長、 W は試料幅である。

いま $K(x) = \text{一定}$ と仮定すると、式(9)から電流密度は次のように求められる。

$$J(x) = I \cdot K(x) \frac{\beta \exp(-K\beta y)}{1 + \exp(-K\beta y)} \quad (5)$$

様々な β に対する $J(x) \cdot W/I$ をチャンネル幅方向に対してプロットしたものを図 12 (c) に示す。ここで $\gamma = K \cdot W \cdot \beta$ である。電流の偏りが不均一性をあらわすパラメータ γ で著しく変化することがみてとれる。図 13 は電流の向きを変え、さらに磁界の向きを変えたときの磁気抵抗効果を測定した結果である。この測定結果は上述の理論の正しさを裏付けていることがわかる。もちろんこれで確定したとは言えないが、負の磁気抵抗効果が生ずる原因には 2 次元電子濃度の不均一性を採用して良いものと判断した。しかし、なぜ暗中で電界を増加させるに従い負の磁気抵抗効果が大きくなって行くのかという仮定およびそれが印加磁界に対して対称的になるのかについての完全な回答はまだ準備できていない。

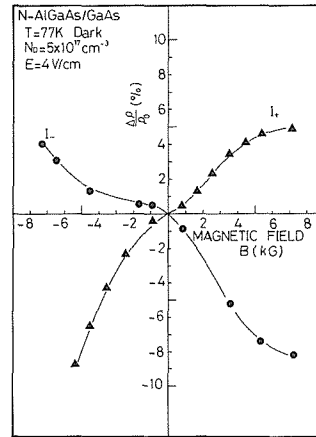


図 13 電流・磁界反転時の磁気抵抗効果

5. 結 言

選択ドープヘテロ構造における 2 次元電子の磁気抵抗効果を室温および 77 K で 1 テスラ以下の磁界のもとで測定した。その結果、77 K 暗下において磁気抵抗が負になり、かつその値は磁界の向きに関し非対称となることを見いだした。また、印加電界を増加させることによって、その絶対値が大きくなることを確認した。一方、77 K で光を照射した場合、その磁気抵抗は負になることはなく、理論的な予想に一致した。この負の磁気抵抗の生ずる原因として、我々は試料内部の 2 次元電子濃度の不均一性にその原因を求めるモデルを提案し、理論と測定との比較からこのモデルの定性的妥当性を示した。今後、以上のモデルによる詳細な計算と、実際の蓄積が望まれる。

参考文献

- 1) L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Develop. 14 (1970) 61
- 2) R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard and W. Weinmann : Apple Phys Lett. 33 (1978) 665
- 3) T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii and K. Nambu : Jpn. J. Appl. Phys 19 (1980) L225
- 4) S. Datta et al : Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2344
- 5) H. van. Houten, C. W. Benakker, and P. H. M. Loosdrecht : Phys. Rev B37 (1988) 8534
- 6) S. Datta, M. R. Melloch, S. Bandyopadhyay, and M. S. Lundstrum : Apple Phys Lett. 48 (1986) 487
- 7) K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper : Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 494
- 8) R. T. Bate, A. C. Beer : J Appl Phys 32 (1961) 800
- 9) K. Seeger "Semiconductor Physics An Introduction" Tird Edition, Springer-Verlag (1981)
- 10) 榊裕之, 菅野卓雄 : 応用物理 44 No.11 (1975) 1131
- 11) K. Hess Surf. Sci 58 (1976) p 235
- 12) A. Kastalsky, R. A. Kiehl : IEEE ED-33, No. 3 (1986) 414
- 13) D. L. Rode : Phys Rev B2 (1970) 1012
- 14) F. Stern and W. E. Howard : Phys Rev 163 (1967) 816
- 15) K. Hirakawa and H. Sakaki : Phys Rev B33 (1986) 8291