

Ph.D. Physics Thesis by Masatsugu Suzuki (1977)
University of Tokyo

Masatsugu Sei Suzuki
Department of Physics, SUNY at Binghamton
Binghamton, NY 13902-6000
(Date: January 15, 2014)

I got a Ph.D. in physics from the University of Tokyo in 1977. The title of my Thesis is “Surface current effect in bismuth and a new method of observation for quantum magneto-oscillation. Such a surface current effect is so-called the static skin effect which has been predicted by Prof. Mark Ya. Azbel (1962). At that time, Ph.D. students wrote a Ph.D. thesis either in Japanese or in English. I wrote it in Japanese.

After I graduated from the University of Tokyo, my interest shifted from the static skin effect in bismuth (surface current effect, transverse magnetoresistance at low temperatures) to the low dimensional phase transitions on the graphite intercalation compounds and random spin systems. So I had no opportunity to translate my thesis from Japanese to English.

I came to the USA in 1984. After doing researches at the University of Illinois at Urbana-Champaign (1984-1985) and the Schlumberger-Doll Research (1985-1986), I got a job as a professor of physics at the State University of New York at Binghamton (1986- present).

Recently I had a chance to read again my Ph.D. Thesis with some excitements which I experienced as a graduate student. Although the thesis was written in 1977, and the concept of the physics may be old, I still thought that my Thesis must be deserved for putting in my web site. So that, someone can read it. I tried to translate my Thesis from Japanese to English several times, but unfortunately I failed it. Since the thesis was written in Japanese, I first hesitated to put it in my web site. However, consequently I decided to put a copy of my original Ph.D. Thesis (hand written). The explanations of figures in my Thesis were given in English. I wrote 3 papers which were published in Journal of Physical Society of Japan and Japanese Journal of Applied Physics. The contents of my Thesis is essentially the same as that of these papers So that those who are interested in physics but cannot read Japanese, may read my published papers in English. A part of my results seems to violate the parity conservation law for the magneto-resistance for special experimental configuration. I had some difficulty in convincing Referees of my Thesis in this point. It is amazing to me that I worked on the static skin effect (surface current effect in Bi) about 40 years ago before the role of the skipping orbits is really recognized in the new topics of the topological insulators.

Finally I am indebted to Prof. Sei-ichi Tanuma (the late, Institute of Solid State Physics, University of Tokyo, my Thesis adviser) for his invaluable suggestions for various kinds of experiments. Prof. Tanuma was ingenious experimental physicists. My experimental works for my Ph.D. Thesis is greatly owed to him. By the way, the Ph.D. thesis of Prof. Tanuma was on

the thermoelectric power of Bi-Sb alloys. These systems have been experimentally investigated in relation to the topological insulators.

((Papers in English))

1. M. Suzuki and S. Tanuma, "New Method for the Observation of Magneto-Quantum Oscillation in Metals, " Japanese J. Appl. Phys. **16**, 1067 (1977).
2. M. Suzuki, H. Suematsu, and S. Tanuma, "Frequency Mixing of the de Haas-van Alphen Oscillations due to the Quantum Variation of the Fermi Energy in Bismuth," J. Phys. Soc. Jpn. **43**, 499 (1977).
3. M. Suzuki and S. Tanuma, "The Static Skin Effect in Bismuth. I.," J. Phys. Soc. Jpn. **44**, 1539 (1978).
4. M. Suzuki and S. Tanuma, "The Static Skin Effect in Bismuth. II. Field Dependence of the Transverse Magneto-Resistance," J. Phys. Soc. Jpn. **45**, 1645 (1978).

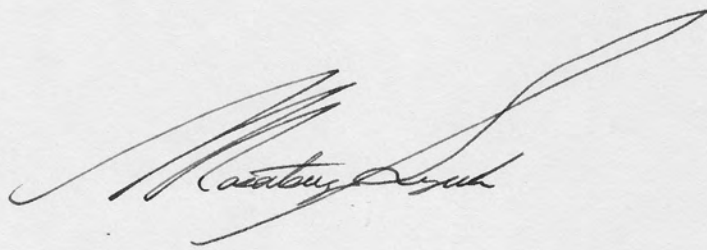
((Paper in Japanese))

5. Static Skin Effect in Bismuth; Kotai Butsuri vol.14 No.5 (1979). p.247 – 259.
-

**SURFACE CURRENT EFFECT IN BISMUTH
AND
A NEW METHOD OF OBSERVATION
FOR QUANTUM MAGNETO-OSCILLATION**

**BY
MASATSUGU SUZUKI**

**Ph.D. THESIS
UNIVERSITY OF TOKYO, JAPAN
1977**



Masatsugu Suzuki

博士學位論文要旨

磁気量子振動の新しい観測法とビスマスの表面電流効果

鈴木正継

本研究は、半金属ビスマスの電流磁気効果の研究において、従来注目されずにいた表面電流効果の重要性を見出し、その定性的な物理的描像と半定量的評価とを取扱ったものである。半金属の輸送現象における表面の効果としては過去において少数ではあるが、拡散サイノ効果に関する研究が主に実験的立場からなされ、また静的表皮効果に関する研究が主に理論的立場からなされてきた。静的表皮効果は Azbel' 及び Peschanskii により提案されたもので、その存在は横磁気抵抗の非振動部分の磁場依存性及び磁場角度依存性に関するいくつかの実験的研究により間接的に確かめられている。

本研究はこのような歴史的背景のもとで、

以上の研究とは直接関係のない別の物理的興味から始められた。即ち $T=1.5\text{ K}$ の下で、ビスマスに直接交流電流を流し、それに直交する静磁場を印加した所、磁場軸と同軸に試料の周囲または試料表面に置かれた検出コイルに信号電圧の発生を見たのである。その信号電圧にはいわゆる磁気量子振動の信号が重畳した。著者はこれを、試料表面付近を流れる還路的な交流表面電流が磁気量子振動の強弱を含む変動磁束を発生し、それが検出コイルに現われるものと考え、その表面電流が主として静的表皮効果によって発現しているという解釈を行った。このことがビスマスの静的表皮効果との関連において本研究を遂行する切掛けとなった。本研究によって明らかにされた実験事実を要求すると次の通りである。

(1) (a) $T=1.5\text{ K}$ の下で、(a) 交流電流を X 軸 (binary) 方向に流し、磁場を Y 面内に印加する場合、及び (b) 交流電流を Y 軸 (bisectrix) 方

向に流し，磁場を Σ X 面内に印加する場合，
 の 2 つの場合について夫々， Σ 軸 (Trigonal) と
 同軸に試料の XY 面に置かれた検出コイルに
 発生する交流電圧を，試料に流した交流電流
 の周波数で Lock-in した所，(a) の場合には
 大きな量子振動を含む信号の観測される事か
 り，また (b) の場合には量子振動を含む信号の観
 測されない事が明らかにになった。尚 Σ で
 Lock-in した場合には (a) (b) いずれの場合にも信
 号は現われなかった。

(ロ) (a) の場合に得られる信号の磁場依存性につ
 いての特徴を要約すると次の通りである。

(i) 磁気量子振動部分については，直流シユブ
 ニコフ・ドハース振動の場合と一致する。

(ii) 非振動部分については， Σ 面内の任意の
 磁場方向について， $H=0$ kOe より $H \approx 2$ kOe ま
 で単調に増加し，一度ピークに達し，その後
 単調に減少する傾向をもつ。

(2) 横磁気抵抗に関する種々の測定を行い以

下に示す新しい事実を見出した。

(1) $T=1.5\text{ K}$ の下での横磁気抵抗 ((a) の場合 $\rho_{xx}(H)$ 及び (b) の場合 $\rho_{yy}(H)$ に対応) を試料に取り付けられた種々の電圧プローブで測定し、その結果を電圧プローブが電流路に接触している場合にはプローブの両端に電位差が生じ、また接触していない場合には電位差が生じないという原理に従って測定結果を解釈した所次のような結果が得られた。即ち (a) の場合 ($H \parallel YZ$ 面)、電流は主として試料表面を流れる。 $H \parallel Z$ の場合、表面電流路は磁場反転に対しては、 YZ 面の一方の面から相対するもう一方の YZ 面に移行するが、電場反転に対しては移行しない。また (b) の場合 ($H \parallel YX$ 面)、実質的な表面電流は存在せず、電流は試料の長さ方向に平行にかつ一様に流れる。それ故電流路は磁場または電場反転に対して不変である。

(2) $T=1.5\text{ K}$ の下での横磁気抵抗の磁場依存性を (a) 及び (b) の場合について夫々解析し、次のよ

うな結果を得た。即ち，(a)の場合には，

(i) $\rho (= \partial \log \rho / \partial \log H)$ の値は磁場方向及び電圧プローブの配置に依存して変化する。

(ii) 試料表面が十分エッチされており，かつ $H \parallel Z$ ， $I \parallel X$ の場合，低磁場では $\rho_1 = 1.75$ ，また高磁場では $\rho_2 = 0.75$ となる。

これに対して (b) の場合には，

(iii) ρ の値は磁場方向により異なるが，電圧プローブの位置に依存しない。

(iv) ρ の値は高磁場まで一定の値をとる。

(ハ) 横磁気抵抗の測定配置 ($T = 1.5 \text{ K}$) において，担体濃度の多い面と少ない面のコンダクタンスの差の直接測定を試み，その結果高磁場において両側面に大きな濃度差の生じることが明らかになった。

(ニ) $T = 1.5 \text{ K}$ の下での $\rho_{xx}(H)$ ($H \parallel YZ$ 面) 及び $\rho_{yy}(H)$ ($H \parallel ZX$ 面) とともに $T \geq 20 \text{ K}$ の場合とは全く異なる磁場角度依存性をとる。

(3) 一般化されたホール電圧 ($T = 1.5 \text{ K}$) を (a)

及び (b) の場合について夫々測定し次のような結果を得た。

- (i) $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ ($H \parallel YZ$ 面) 及び $\rho_{xy}(-H) = \rho_{xy}(H)$ ($H \parallel ZX$ 面) が常に成立する。
- (ii) $\rho_{yx}(Z)$ 及び $\rho_{xy}(Z)$ の値はほぼ等しく, 不等式 $\rho_{xx}(Z) \ll \rho_{yx}(Z) \ll \rho_{yy}(Z)$ が成立する。
- (iii) $\rho_{yx}(H)$ 及び $\rho_{xy}(H)$ とともに $T = 77K, 300K$ の場合とは全く異なる磁場角度依存性をとる。

(1) より (3) までの新しい実験事実より (a) と (b) の場合では, 担体の電気伝導のメカニズムに本質的な相違のあることがわかる。本研究ではこれを次のように解釈した。即ち,

(i) (a) の場合には静的表皮効果が存在し, このために表面からサイクロトロン半径 r_H のオーダの所での易移度がバルクの易移度に比べて著しく大きくなり, その結果電流がかなりの程度表面に集中する。

(ii) (b) の場合には静的表皮効果は存在せず, 電流は主として伝導テンソルのホール成分によ

って決まる。この場合電流は試料内部を一樣に流れる。

本論文でいう静的表皮効果とは次のようなものである。静磁場下で、担体はランダウ軌道として closed orbit 上を周回する。この担体は散乱体との散乱によってのみサイクロトロン直径 $2r_H$ の程度だけシフトする。一方この軌道の表面での散乱を見ると、ヒスマスのフェルミ・エネルギーが非常に小さい ($\sim 27.5 \text{ meV}$) ことから、ド・ブロイ波長が十分長くほとんど specular 反射をするものと考えられ、従って軌道は表面を skipping することになり、平均自由行程 λ の程度にわたりシフトする。低温、強磁場下では $\lambda \gg r_H$ 故一つの電子の軌道で比較すると表面電流の方がバルク電流よりもはるかに大きくなり得る。静的表皮効果が存在するためには、少くとも次の条件を満たしている必要がある。即ち、直交する電場 E 及び磁場 H のもとで $E \times H$ 方向に質量流が存在すること。ヒスマスの場合、(a) の場合 (H

// YZ面, $E // X$) には, $E \times H$ の方向にいつも質量流が存在する。(YZ面が鏡映面であることと関係している。) 一方(b)の場合($H // ZX$ 面, $E // X$) には, $H // Z$ の場合以外質量流は存在しない。それ故(a)の場合, 静的表皮効果の存在が少くとも理論的に支持されている。(a)及び(b)の場合の伝導メカニズムとして, 上述のメカニズムが妥当であるかどうかは, (1)より(3)までの実験事実がこのメカニズムによってどの程度説明できるかにかかっている。考察により明らかになったことを要約すると次の通りである。

(A): (1)及び(2)より, 検出コイルに発生する起電力と試料内での表面電流の存在との間には強い相関関係のあることが検証された。即ち, (a)の場合には表面電流路の片寄りが磁場方向にのみ依存し, 電場方向によらないことから, (1)で指摘したように, f でLock-inした場合にのみ量子振動の重畳した信号が得られる。一方(b)の場合には, 電流が試料内を一様に

流れることから、実質的な量子振動を含む信号は現われな^い。 (a) の場合、表面電流路の生ずる側面が磁場の反転で反転するが、電場の反転で反転しないという実験結果は、前述の条件の質量流が $E \times H$ 方向に向うということから単純に考えた場合の電場の反転に対しても反転するという推察とは異なるものであるが、その原因については未詳であり今後の研究にまつ。

(B) Azbel' に従えば、バルク電流が大半を占める磁場領域では前述 (2) で定義した冪 P につき $P=2$ 、また静的表皮効果による影響の大きい磁場領域では $P=1$ である。(2) の (ロ) において、 $H \parallel Z$, $I \parallel X$, $T=1.5\text{K}$ で $P_1 - P_2 = 1.0$ であることに着目すると、低磁場では $\rho \propto H^{P_1-2} \cdot H^2$ 、また高磁場では $\rho \propto H^{P_1-2} \cdot H^1$ に比例した磁場依存性を有することになる。 H^{P_1-2} を生ぜしめる効果が、(2) の (ハ) の実験より濃度勾配に伴う拡散サイズ効果によるものであることがわかる。それ故高磁場において、 $P_2 = 0.75$ となるのは

1) skipping orbit による表面電流の生ずる側面において、表面付近での担体濃度がバルクでの担体濃度にくらべて大きくなり、このため skipping orbit による表面電流は、濃度勾配が存在しない場合に比べてさらに累進されるためであると、考えられる。

(c): ビスマスの磁気抵抗テンソルの磁場角度依存性 ($T=1.5\text{K}$) はホルツマンの輸送理論では全く説明できない。これは理論が均一電場を前提としてバルク的であるのに対し、温度が十分低くなると平均自由行程が試料の幅・厚さと同程度以上になった状況で流れの状態のバルク性が失われるためと考えられる。しかしそのような状況での電子・正孔の流れや分布の挙動を現在の測定結果から理論的に説明することは残された問題である。

本研究の一環として通常の変調法及びトルク法により de Haas-van Alphen 効果を測定し、その信号を digital 化してフーリエ解析し、電子フェルミ面の極値断面積に対応するドハー

ス振動数の他に、それらの和の振動数の入っていることを半金属において始めて見出した。これをフェルミ準位が高磁場において、電気的中性条件を満たすために生ずる量子擬振動の影響として説明し得た。

博士學位論文

磁気量子振動の新しい観測法とヒスマスの表面電流効果

東京大学大学院理学系研究科博士課程
物理学専門課程

鈴木正継

昭和51年度

目次

| | | |
|-------|-----------------------------------|----|
| オ1章 | 序論 | 1 |
| オ2章 | 試料調製及び測定方法 | 14 |
| 2.1 | 試料調製 | 14 |
| 2.2 | 磁気量子振動の測定方法 | 15 |
| 2.2.1 | 電流磁気効果の測定法 | 16 |
| 2.2.2 | 拡散サイズ効果の測定法 | 18 |
| 2.2.3 | トハース・ファンアルフェ ン効果の測定法及び測定装 置 | 19 |
| (1) | 磁場変調法 | 19 |
| (2) | トルク法 | 22 |
| 2.2.4 | 磁気量子振動の新しい測定 法 | 22 |
| 2.3 | データ集録及び計算機解析 | 24 |
| オ3章 | 実験結果 | 27 |
| 3.1 | 交流試料電流による磁気量子振 動の新しい観測 | 27 |
| 3.1.1 | 検出コイルに発生する起電 力—典型的な磁場方向— | 29 |
| 3.1.2 | 検出コイルに発生する起電 力— Y 面及び Z 面— | 31 |
| 3.2 | 横磁気抵抗の測定 | 36 |
| 3.2.1 | $\rho_{xx}(H)$ の測定— Y 面— | 36 |
| 3.2.2 | $\rho_{yy}(H)$ の測定— Z 面— | 40 |

| | | |
|-------|--|----|
| 3.3 | 一般化されたホール・テンソル の測定 | 43 |
| 3.3.1 | $\rho_{yx}(H)$ の測定 — YZ 面 — | 43 |
| 3.3.2 | $\rho_{xy}(H)$ の測定 — ZX 面 — | 45 |
| 3.4 | 拡散サイズ効果の測定 | 46 |
| 3.5 | ビスマスのトハース・ファンア ルフェン効果の測定 | 47 |
| 3.5.1 | 磁場変調法によるトハース ・ファンアルフェン効果の 測定 | 47 |
| 3.5.2 | トルワ法によるトハース・ ファンアルフェン効果の測 定 | 50 |
| オ4章 | 実験結果の解析と考察 | 51 |
| 4.1 | ビスマスの表面電流効果 | 51 |
| 4.1.1 | 表面電流効果の理論 | 53 |
| 4.1.2 | 磁気量子振動の新しい観測 法についての理論的考察 | 60 |
| 4.1.3 | ビスマスの表面電流効果の 別証 — 磁気抵抗テンソルの 異方性の測定と電流路分布 との関係 | 69 |
| 4.1.4 | 磁気量子振動の新しい観測 量 — 検出コイルに発生する 起電力と表面電流との関係 | 80 |
| 4.1.5 | 実験と理論との比較 — 磁気 量子振動の新しい観測法に | |

| | | |
|-------|---|-----|
| | おける表面電流の性質 - | 86 |
| 4.1.6 | 別の解釈 - ドハース・ファン ニアルフェン効果の表面電 流磁束による変調 - の検討 - | 96 |
| 4.2 | ビスマスの横磁気抵抗の磁場依 存性と表面電流効果 | 98 |
| 4.2.1 | 横磁気抵抗の磁場依存性の 理論的考察 - 静的表皮効果 - | 98 |
| 4.2.2 | ビスマスの横磁気抵抗の磁 場依存性 - 実験結果の解析 - | 101 |
| 4.2.3 | 表面電流効果による横磁気 抵抗の磁場依存性の説明 | 107 |
| 4.3 | 磁気抵抗テンソルの磁場角度依 存性とホルツマンの輸送理論と の比較 | 114 |
| 4.3.1 | 実験とホルツマンの輸送理 論との比較 | 115 |
| 4.3.2 | ホルツマンの輸送理論の成 立する領域から静的表皮効 果の存在する領域への移行 | 122 |
| 4.4 | ビスマスのドハース・ファンア ルフェン効果の frequency mixing | 124 |
| 4.5 | 重要な問題点 | 129 |
| | 才5章 総括 | 134 |
| | 謝辞 | 146 |
| | 参考文献 | 147 |
| | 付録 | 150 |

A.1 ホルツマンの輸送理論とビスマス 150

スの磁気抵抗テンソル

A.2 ホルツマンの輸送理論より期待

されるビスマスの正孔・電子電
流分布 154

A.3 荷電担体の横磁場中のドリフト
速度 159

A.4 フェルミ・エネルギーの磁場依
存性 163

図と表 165

1. 序論

ビスマスは周期律表のオウ族に属する元素で、外殻電子5個を有し、夫々の単体は大方晶系に属する金属結晶である。但しそれらの有する金属的性質は一価または二価の金属に比べ非常に僅小で半金属 (semimetal) と称されている。半金属において価電子帯の上のバンドが価電子帯と重なりを生じているために、いくらかの電子が上のバンドに流れ込み、価電子帯に同数個の正孔が生ずる。ビスマスは荷電担体数が他の金属に比べて極端に小さく、高純度の単結晶が容易に得られることから、ドハース・ファンアルフェン効果は全く小さい磁場 (僅か数百 Oe) とかなり高い温度 (約 20 K) まで容易に観測にかかる。実際この効果が最初に発見されたのはこの金属であり、それ以来他の金属よりもはるかに多くの研究がなされてきた。Shoenberg¹⁾ はドハース・ファンアルフェン効果の振動周期の解析から、電子のフェルミ面の形を決定した。このようにして得られたフェルミ面を Shoenberg の ellipsoidal parabolic (EP) モデルと称している。Lax²⁾ は infrared magneto-reflection の実験を行い、その解析からビスマスの伝導帯と極めて小さいエネルギーギャップ (~ 15 meV) を隔て、有効質量の小さい価電子帯が存在することを始めて見出した。Lax はこ

の小さいエネルギー・ギャップを隔てて存在する価電子帯のために、伝導帯の電子のエネルギーは、伝導帯の底から離れるに従い、波数ベクトルの自乗依存性から急激にずれていくことを指摘した。このようなエネルギー・バンド・モデルを Lax の ellipsoidal nonparabolic (ENP) モデルと称している。理論的考察から Cohen³⁾ はこれと一部異なる分散式を与えた。Cohen のモデルを non-ellipsoidal non-parabolic (NENP) モデルと称している。その後、ドハース・ファンアルフェン効果についての Bhargava⁴⁾ の注意深い実験、サイクロトロン共鳴に対する Kao⁵⁾ の実験より、ビスマスにおいては伝導帯の電子のエネルギーは ENP モデルで十分正確に表わせることがわかった。現在の見解では、電子は楕円体形をしている3つの一定エネルギー面からなり、その一つは ENP モデルに従う分散関係式を有し、他の2つは $\sqrt{3}$ 軸 (trigonal 軸) のまわりに $\pm 120^\circ$ だけ回転して得られる。それとまた一つのホール・エネルギー面からなりその表式は回転楕円体で与えられる。

今やビスマスの研究の前線は電子構造の詳細な部分まできちんと決めてゆくことを目的とする、定量的な精密なやり方のものから、電子構造は周知のものとして、それから引き出される特徴的な性質—荷電担体の質量が極めて軽いこととか、電子と正孔が同数個ある

こととか一と有効に利用した電子物性の新しい興味深い現象の探究へと変わりつつある。その代表的な例に Tanuma 及び Inada⁽¹⁾ によるビスマスの縦磁気抵抗におけるマグネト・フォノン効果に関する研究がある。ビスマスの電子物性の中でとりわけ電流磁気効果の実験研究ほど数多く行われてきたものはない。とりわけドハース・ファンアルフェン的な振動効果は帯磁率のみならず、電気伝導度にもあらわれることが知られている。この電気抵抗の磁場による振動変化はシュブニユフ・ドハース効果⁽²⁾と称されているが、横磁気抵抗の測定が帯磁率の測定よりも容易に出来ることから、主としてフェルミ面の解析という立場から研究されてきた。フェルミ面が一義的にほとんど決まった今日ではその興味のかなりの部分は横磁気抵抗の非振動部分にもそがれるようになった。測定する試料の mm 程度のサイズに比べ、低温、高純度の環境での平均自由行程が同程度にもなり得ることから表面付近での電子の運動と内部での電子の運動とはかなり違うであろうことは容易に推測できるし、事実そのような差異を示唆する研究がある。このようなビスマスの電流磁気効果と表面との関係よりとらえようとする考え方はそれほど新しいものではない。ここではまずビスマスの表面電流効果と称せられる効果について、これまでに行われてきた実験や理論

を簡単に紹介するとともに、本研究との関係についても触れ、また本研究の目的について述べる。

試料の表面が金属の輸送特性に影響を及ぼすという考え方は 1901 年に Thomson⁸⁾ によって始めて提唱された。それ以来磁場がない場合の種々の表面の効果について理論的及び実験的研究がなされてきた。これらの問題については Brändli 及び Olsen⁹⁾ によって総合報告がなされている。電子が表面において diffusive に散乱される場合への、表面からの寄与については多くの人々により研究がなされてきた。Chambers¹⁰⁾ は細い線及び平板の縦磁気抵抗の磁場依存性を、また Sarginson 及び MacDonald¹¹⁾ と Sondheimer¹²⁾ は同様の試料の横磁気抵抗の磁場依存性をサイズ効果の立場から論じた。これらの研究に共通していることは、表面で diffusive な散乱を受けた電子の磁気抵抗への寄与が、磁場の増加とともに表面散乱そのものが減少するために減少することである。電流磁気効果への表面ないしサイズの影響の無視できないことは Borovik 及び Lazarev¹³⁾ によって始めて実験的に証明された。即ちビスマスの薄膜の横磁気抵抗の測定において、磁場が面に平行な場合と垂直な場合とでは磁気抵抗の値が全く異なることが確かめられた。その後ビスマスの試料に関して高純度の単結晶が

作られるようになり、表面に関連した磁気抵抗の異常が相対的に寸法の大きい試料においても現われることが現実となった。しかるに高純度単結晶ビスマスの磁気抵抗の解析がバルクな現象としてとらえられ十分に詳細に解析されているにも関わらず、磁気抵抗の表面からの影響については何ら考慮されてこなかった。理論的にはビスマスの横磁気抵抗の磁場依存性は、電子と正孔の数が同数個存在することから、磁場 H の自乗に比例した形をとることが予想されている。Mase, Molnar & Lawson¹⁴⁾は温度20Kの量子効果の効かない高磁場の領域において、ビスマスの横磁気抵抗が H^2 からずれることを指摘した。またMase & Tanuma¹⁵⁾は温度4.2Kでの、数kOeまでの磁場領域においてビスマスの横磁気抵抗が H^2 からずれることを示した。Tanuma & Ishizawa¹⁶⁾はビスマスのシュブニコフ・ドハース効果による量子振動の振幅が試料の寸法に依存していることを見出した。1965年頃までビスマスの横磁気抵抗の磁場依存性が何故 H^2 からずれるのかということについてははっきりとした理由がわからなかった。Hattori¹⁷⁾はビスマスの横磁気抵抗が H^2 からずれる原因が拡散サイス効果によることを明らかにした。Hattoriによれば、担体の拡散の効果は担体密度が熱平衡からずれている試料の表面付近で存在し、その領域は拡散距離の程度である。従って

担体の拡散の効果は試料の厚みが大きくなるほど少なくなる。一方時を同じくして Azbel¹⁸⁾ を中心とするグループがヒスマスの磁気抵抗の磁場依存性を物理的に異なる立場から論じていた。彼等の考えは Price¹⁸⁾ が提唱した理論を骨子としている。磁場がない場合において、Price は電子のフェルミ面が球面でないときには、たとえ表面ですべての電子が specular に反射されても、サイノ効果が存在し得ることを指摘した。さらにその場合のサイノ効果は、試料の厚みが無限に小さくなくても、電気伝導度がそれに応じて無限に小さくならず一定値に近づくことを理論的に示した。

Friedman 及び Koenig¹⁹⁾ は、ヒスマスの場合にまさにそのような状況が実現されることを実験的に示した。彼等は、この実験結果からヒスマスでは電子は結晶表面で specular に反射されることを指摘した。このことは、Koenig が指摘したように、ヒスマスの場合電子波のド・ブロイ波長はかなり大きく、方向によつては 0.1 ミクロン程度となることから、ヒスマスの表面をド・ブロイ波長に比べて十分なめらかにすれば、結晶表面で電子が specular に反射されることが予想される。Azbel¹⁸⁾ 及び Peschanskii²⁰⁾ は半金属の磁気抵抗の磁場依存性を静的表皮効果という新しい考え方により説明しようと試みた。この静的表皮効果は表面での散乱がほぼ specular であるということが前提とな

っている。基本的な考え方は電子の軌道半径 r_H が試料の厚さに比べてずっと小さくなるような強磁場では表面での衝突による電子は試料内部での電子に比べてずっと易移度が大きくなるため、サイクロトロン半径の程度の厚さの表面層の伝導度が増加するということがある。Azbel¹⁾らによつて提唱されたこのような理論によつて始めてヒスマスの横磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれが定量的に取り扱われることになった。この理論が契機となり、ヒスマス及びアンチモンの横磁気抵抗の実験が Bogod²⁾らによつて詳しく再検討されることになった。そして静的表皮効果を支持する結果が得られた。ヒスマス、アンチモン以外の金属についても静的表皮効果が存在しないかという疑問が持たれた。通常の金属では表面での電子の散乱は *diffusive* であると考えられるが、タングステンの場合には、原子間隔の程度で平滑な表面が実現可能となる。

Panchenko²²⁾はタングステンにおいても静的表皮効果が起っていることを横磁気抵抗の磁場依存性及び、タングステンの薄い平板についての横磁気抵抗の角度依存性から確めた。これまでの所、ヒスマスの横磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれについては Hattori による拡散サイス効果による説明と Azbel¹⁾による静的表皮効果による説明とが併存しているように思われる。Babkin²³⁾はこの2つの効果を

統一的に解こうとしているが、あまりうまくいってないようである。横磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれがこの2つの効果が両方ともに効いてくるのか、それともこの2つの効果のうちの一つが効いてくるのかはこれまでの所決まった結論に達していない。

本研究は以上のこととは直接関係のない別の物理的興味から始められた。まず試料としてビスマスを選んだ理由は次の通りである。

- ① ビスマスは上述したような典型的な性質から、種々の理論的予言を検討する対象として選ぶに適している。
- ② 高純度の単結晶が比較的容易に得られる。
- ③ 電子と正孔が同数個存在するため、電場と磁場を直交して印加しても実質的なホール電場が働かない。

そして当初目論んだ研究は、ドハース・ファンアルフェン効果において、磁場と直交する方向に試料に直接、直流定電流を流すとき、ドハース・ファンアルフェン振動の振幅及び波形が変化するのではないか、変化するとすればどの程度依存するかを探究することにあつた。ホール電場が働かなければ電流及び磁場と直交する方向に電子及び正孔の質量流が生じ、担体の濃度勾配が生じることになる。このため各場所での quasi-Fermi energy が変化することになり、その影響を擾動として受

統一的に解こうとしているが、あまりうまくいってないようである。横磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれがこの二つの効果が両方ともに効いてくるのか、それともこの二つの効果のうちの一つが効いてくるのかはこれまでの所決まった結論に達していない。

本研究は以上のこととは直接関係のない別の物理的興味から始められた。まず試料としてビスマスを選んだ理由は次の通りである。

- ① ビスマスは上述したような典型的な性質から、種々の理論的予言を検討する対象として選ぶに適している。
- ② 高純度の単結晶が比較的容易に得られる。
- ③ 電子と正孔が同数個存在するため、電場と磁場を直交して印加しても実質的なホール電場が働かない。

そして当初目論んだ研究は、ドハース・ファンアルフェン効果において、磁場と直交する方向に試料に直接、直流定電流を流すとき、ドハース・ファンアルフェン振動の振幅及び波形が変化するのでないか、変化するとすればどの程度依存するかを探究することになった。ホール電場が働かなければ電流及び磁場と直交する方向に電子及び正孔の質量流が生じ、担体の濃度勾配が生じることになる。このため各場所での quasi-Fermi energy が変化することになり、その影響を擾動として受

でない限り、表面電流効果に関する理論から予想される結果が得られたとしても、表面電流効果の存在を直接確めたことにはならない。本研究では、表面電流効果の存在を明らかにするために横磁気抵抗の測定を以下に示す3点に留意して行った。即ち、

- (1) 試料の表面状態の変化及び電圧プローブの位置の変化に伴い、磁気抵抗値及びその磁場依存性がどのように変わるのか、
- (2) 磁場及び電場の反転に対して磁気抵抗値がどのように変わるのか、
- (3) 試料のサイズ（幅及び厚さ）の変化に伴い、磁気抵抗値がどう変化するか。

これと同時に表面電流効果が一般化されたホール・テンソルの大きさに強く依存しているものと考え、このホール・テンソルの測定も行った。これらの測定結果より次のような重要な結果が得られた。即ち

- (a) 電流を X (binary 軸) 方向に流し、磁場を Y (bisectrix 軸) - Z (trigonal 軸) 面内に印加する場合には、電流は主として試料表面付近を流れる、
- (b) 電流を Y 軸方向に流し、磁場を ZX 面内に印加する場合には、電流は試料の長さ方向に平行にかつほとんど一様に流れる。

このことは (a) の場合にのみ表面電流効果の存在することを意味している。上述の結論に刺激され、(a) の場合と (b) の場合について夫々

、試料自体に交流電流を流し、それに同期して得られる検出コイルの起電力の測定をさらに詳しく検討することになった。その結果 (a) の場合には信号 (特にその量子振動部分) が非常に大きくなること、また (b) の場合には信号 (特にその量子振動部分) が非常に小さくなることが明らかになった。このことは検出コイルに発生する起電力が測定配置の性質上表面電流と密接に関係していることを意味している。本研究では、(a) 及び (b) の場合の横磁気抵抗、一般化されたホール・テンソル及び検出コイルに発生する起電力の測定結果を夫々比較し、その相違点を明確にするとともに、その根幹となっている担体の伝導メカニズムについて静的表皮効果及び拡散サイズ効果の立場から詳しく論ずる。

また本研究の過程において得られた横磁気抵抗 (とりわけ (a) の場合) の磁場依存性についても議論する。既にこの章のはじめで指摘したように、ヒスマスの磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれについては、拡散サイズ効果による説明と静的表皮効果による説明の2つがある。本研究より、これら2つの効果は互いに矛盾するものではなく、任意の磁場において、両方の効果ともに効いてくるといふ結論に至った。例えば、高磁場において磁気抵抗の磁場依存性は静的表皮効果より期待さ

れる H^+ からずれる。このずれは拡散サイズ効果によるものと解釈される。拡散サイズ効果の存在を確認する目的で、新たに横磁気抵抗の配置において担体濃度の多い面と少ない面のコンダクタンスの差、即ちドリフトする質量流による担体の濃度の両側面における差の直接測定を試みた。その結果高磁場において、両側面に大きな濃度差の生じることが明らかになった。このことは、静的表皮効果が電流と磁場に直交するドリフト濃度差によって果進されていることを意味している。本研究では、これら表面電流効果の横磁気抵抗の磁場依存性に及ぼす影響について詳しく論ずる

本研究の一環としてドハース・ファンアルフェン効果の信号を計算機によりフーリエ変換し、極値断面積が自動的に求められる新しい測定システムを完成した。これによりビスマスの極値断面積の角度依存性を求めた所、ビスマスの電子フェルミ面については Lax の ENP モデルが非常によく近似で成立していることがわかった。この段階までは過去の実験の追証にすぎなかったが、詳細な解析している間に ENP モデルからは直ちには生じないような振動数が得られた。これは電子フェルミ面極値断面積と別の電子のそれとの両振動数の和であることがわかった。このような振動数が観測されたという報告はビスマス

のような半金属についてはまだない。著者にとってこのことがどのような物理から出てくるのかは興味があることであつたが、Shoenberg²⁹⁾の提唱した magnetic interaction の効果ではないことが立証された。その代りに、ヒスマスの如きフェルミ面においてランダウ量子数が1に近づいてくるに従つて電気的中性の条件によつてフェルミ準位が一定値から外れ、磁場とともに振動することから生ずる効果であることが証明できた。

表 1.1 は上に述べた従来の研究と本研究との関係を示したものであり、表 1.2 は本研究を通じて始めて見出された効果を列記したものである。

2. 試料調製及び測定方法

2.1 試料調製

本研究において種々の測定に試料として用いたビスマス単結晶は次のようにして作製されたものである。まず大阪アサヒメタル社製の99.9999%の多結晶ビスマスのインゴットを 10^{-6} torr. の高真空中で、約60回帯融精製し、それによって得られた長さ約30cmのインゴットの中央部を約10cm程度、スパーク・カッターで切断し、発煙硝酸1:酢酸1の液で表面を十分エッチした後、これを引き上げ装置の引き上げ用材料として用いた。このビスマスのインゴットを単結晶引き上げ炉の原子炉用高純度グラファイトのルツボに入れ、高真空下で融解させた。一旦温度を融点より100K程度高くして完全に溶かし、その後温度コントローラーにより試料の温度を融点より2~5K高い温度に保ちながら単結晶の種づけを行った。引き上げ方向(つまり、種結晶の軸)としてbiseatrix軸を選んだ。引き上げ炉のルツボの上面には開口度可変のオリフィスが設けられ、メルトのラジアル方向の温度勾配が小さく保てるよう配慮されている。この引き上げによって作られた試料は、X線ラウエ法によって正確に方位が決められ、スパーク・カッターで適当な大きさに切断され、発煙硝酸1:酢酸1の液で十分表面がエッチされた後、

夫々の実験に用いられた。このようにして得られた試料の残留抵抗比は 450 程度であった。この値はヒスマスとしてはきわめて高純度のものであることを意味する。試料の寸法については次項に記す。

2.2 磁気量子振動の測定方法

本研究における実験測定の方法は大別して次の 6 つからなっている。

- (1) 直流法または交流法による横磁気抵抗の測定,
- (2) 直流法による一般化されたホール電圧の測定,
- (3) 直流法による横磁気抵抗の測定配置での試料の局所的な電気伝導度の交流四端子法による測定,
- (4) 磁場変調法によるドハース・ファンアルフェン効果の測定,
- (5) トルク法によるドハース・ファンアルフェン効果の測定,
- (6) 試料に交流を流し (4) と同じ検出方法で測定する従来行われていない新しい方法。

(1) 及び (2) の測定に用いた単結晶試料の大きさが表 2.1 に示されている。(3) の測定に用いた単結晶試料は大略、長さ (電流方向) 20 mm × 厚さ (磁場方向) 4 mm × 幅 (電流と磁場に垂直な方向) 4 mm の直方体である。また (4) 及び (5) の測定に用いた単結晶試料は (1), (2), (3)

の場合に比べてずっと小さく大略 X 軸 (binary) 方向 4 mm X Y 軸 (bisectrix) 方向 2 mm X Z 軸 (trigonal) 方向 2 mm の直方体である。(6) の測定に用いた単結晶試料は大略 (1) 及び (2) の場合と同じである。実験は磁場強度 25 kOe の大型電磁石を用いて行われた。ただ (6) については、一部磁場強度が最大 60 kOe の超伝導マグネットを用いて行われた。測定温度範囲は、いずれも 1.3 K より 4.2 K までの液体ヘリウム の温度領域である。試料は液体ヘリウムにつかており、試料の温度は液体と平衡状態にあるので、ヘリウムの蒸気圧を求めて、⁴He の国際実用温度目盛 (いわゆる T₅₈) から決定する。磁場強度は Lawson-Rush 回転磁束計で較正した。

2.2.1 電流磁気効果の測定法

磁気抵抗の測定法は通常の電気抵抗の測定とほとんど変わらない。唯違っているのは磁場が印加されている点である。液体ヘリウム温度においてヒスマスの電気抵抗は $0.2 \mu\Omega\text{cm}$ 程度とかなり小さな値をとる。このため精密な測定にはポテンシオメータが必要となってくる。しかるに、これにさらに電流の流れる方向と垂直な方向に強磁場 (ヒスマスでは数百 Oe 以上) が印加されるときには、電気抵抗の値は X Y レコーダのみで測定出来る程度に十分大きくなる。図 2.1 に電流磁気効果の

測定における電流端子及び電圧測定端子の位置及び磁場の方向を簡略化した形で示す。図において A, B, C は夫々ヒスマスの 3 つの結晶軸, 即ち $\pm X$ 軸, $\pm Y$ 軸, $\pm Z$ 軸のうちいずれかに対応している。A, B, C は右手直交座標系を構成するように符号まで含めた適当な主軸方向をとる。電流は B 方向に沿って流れ, 静磁場は A-C 面内で任意に回転できる。横磁気抵抗測定用の電圧プローブは, その両端を結ぶ直線が電流の流す方向 B と平行に置かれている。このプローブが AB 面に平行な試料面内にある場合には C-プローブと, また BC 面に平行な試料面内にある場合には A-プローブと名付ける。ホール電圧測定用端子は, その両端を結ぶ直線が電流を流す方向 B に垂直な面内でなるべく正確に A 方向に平行になるように置かれている。実際の測定は図 2.2 に示されるようなクライオスタットの中で行われる。図 2.2 の如く, 試料を $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 25\text{ mm}$ の三弗化樹脂製の保持板の溝にセットし, 電流端子として両端を $0.2\text{ mm}\phi$ の銅線で融点 70°C のウッドメタル (Bi 50, Cd 12.5, Pb 25, Sn 12.5 wt%) により溶接する。この場合, 電流端子と試料とは (1) 点状に銲接, または (2) 少くとも磁場が加っていないときに電流ができる限り試料内を一様に流れるように端面全体に銲接される。本測定では主として (2) の場合を採用した。また電

圧測定用端子を 0.1mm ϕ の銅線をウッドメタルを用いて点状 (0.5mm ϕ 以下) に銲接する。これらの銅線に、更に三弗化樹脂板上にかしめつけた銅のリベットを中継として、電流導線としては 0.2mm ϕ , 電圧導線としては 0.1mm ϕ のフォルマル被覆銅線を結線し、クライオスタットの外側に導き出す。測定装置としては直流定電流源 (YEW 2854 型) 及び XY レコーダ (YEW 3078 型) を用いる。XY レコーダの X 軸には電磁石の磁極面の中心にはりつけたホール素子の電圧が入る。本研究では図 2.1 における A, B, C として、 $(A, B, C) = (Y, -X, Z)$ 及び $(A, B, C) = (X, Y, Z)$ の 2 つの場合について測定する。

2.2.2 拡散サイズ効果の測定法

2.2.1 の測定法と異なる点は図 2.3 に示すように、さらに磁場と平行な側面の A 点及び B 点に 2 本ずつの電流・電圧・四端子が取り付けられていることである。AB を結ぶ線が試料の長さ方向と直角になるように、即ち電流を流し、磁場をかける以前の等電位面上に乗るようになるべく注意して、四端子を試料に接続する。本研究の測定は、図 2.3 に示すように、まず磁場を Z 軸方向にかけ、直流の一定電流を GK (\parallel X 軸) 向に流しておき、このままの状態でも AB 間の電気伝導度を交流四端子法で測定しようというものである。AB

同の電圧は Lock-in-Amplifier (PAR 124A) で直流電圧に変換される。Lock-in-Amplifier の基準信号として, AB 向に流す交流電流と同一の周波数が用いられる。測定の際図 2.3 の CD 向に交流電場からの影響が入ってこないことを, CD 向の電圧を直流法で測定することによりチェックする。周波数として, 4 kHz より 20 kHz までの値を用いる。

2.2.3 ドハース・ファンアルフェン効果の測定法及び測定装置

ドハース・ファンアルフェン効果の測定を, 磁場変調法とトルク法により行った。

(1) 磁場変調法

この方法は定常磁場に磁場変調コイルによって正弦波的な交流磁場を加えて変調し, 検出コイルに誘起される信号電圧を同調増幅並に位相検波 (Lock-in) をすることにより検出するものである。測定装置は検出コイルとその補償コイル, 磁場変調用コイル及びそれらに附随した電子回路よりなる。装置のブロック図が図 2.4 に示されている。発振器 (National VP 72 型) からの出力 (角周波数 ω) を電力増幅器 (Sony 3120F) で増幅後, 変調コイルに印加する。変調磁場として 50 Oe 程度の値をとることが多かった。試料の外側に巻いた検出コイルは 0.05 mm ϕ の Cu 線をコイルボビン (外径 5 mm ϕ) に約 3000 回

巻いて作ったもので、それをほとんど打ち消すように補償コイルが同じボビンに逆向きに巻かれている。検出コイルからの出力はプリアンプで増幅後 Lock-in-Amplifier (PAR 124 型) に入る。基準信号の周波数として、変調周波数の 1 倍または 2 倍の周波数を用いる。Lock-in-Amplifier の出力は 2 ペンの X トレコーダ (YEW 3047 型) に入れて静磁場と検出コイルからの信号とを時間 t に対して描かせる。同時にこれらはミニコンピュータのデータ集録装置 (TEAC MP5000) に入力され、磁気テープにデジタル記録させる。装置全体としての検出感度は検出コイルの原信号で $0.1 \mu\text{V}$ 程度である。変調周波数としては、50 Hz より 50 kHz までの値が適宜用いられる。本研究では主に数 kHz の周波数を使用する。

Goldstein ら²⁵⁾によれば、ドハース・ファンアルフェン効果の磁化 M を上述の磁場変調法で測定する場合の検出コイルに誘起される電圧 V は、

$$V = \gamma \cdot \frac{dM}{dt} \times 10^{-8} \quad (\text{V}) \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで $\gamma = 4\pi\alpha NA$ で、 α は filling factor, N 及び A は夫々検出コイルの巻数及び断面積である。 n をハーモニック番号として、 $2n\omega$, $(2n+1)\omega$ の角周波数の交流電圧は夫々、

$$V_{2n} = (-1)^{n+1} \cdot 4n \cdot 10^{-8} \omega \eta$$

$$\times \sum_{r=1}^{\infty} M_r(H_0) \cdot \sin\left(\frac{2\pi r}{PH_0}\right) \cdot J_{2n}(\alpha r)$$

(2.2)

$$V_{2n+1} = (-1)^n \cdot 2(2n+1) \cdot 10^{-8} \omega \eta$$

$$\times \sum_{r=1}^{\infty} M_r(H_0) \cdot \sin\left(\frac{2\pi r}{PH_0}\right) \cdot J_{2n+1}(\alpha r)$$

(2.3)

で与えられる。 $M_r(H_0)$ は振動磁化 M の r 番目の高調波成分の振幅で、 H_0 は外部からの静磁場の値である。 P は振動周期で、磁場に垂直なフェルミ面の断面積の極値 S との間には、

$$P = \frac{2\pi e}{hcS}$$

(2.4)

の関係がある。 α は $\alpha = 2\pi h / PH_0^2$ で与えられ、 h は変調磁場の振幅である。 J_n は n 次のベッセル関数である。図 2.5 はビスマスにおいて、磁場が X 軸 (binary) 方向に印加されている場合のトハース・ファンアルフェン効果の振動の一例である。変調磁場 h の大きさを適当に選ばないと、図 2.5 のようにベッセル関数の影響が大きくなりすぎて $M_r(H_0)$ の正確な形がわからなくなってしまう。本研究では α を十分小さくし、ベッセル関数の影響がなるべく入らないように心掛けた。 α を小さくすると、今度は検出される電圧が減少

することになる。このため変調周波数として通常採用されている周波数よりも10倍程度大きい値をとった。

(2) トルク法

装置を図 2.6 に示す。試料は約 $0.8 \text{ mm } \phi$ の透明石英棒の下端に必要な軸方向を X 線で検知してグリフターールで固定する。石英棒の上端には、鏡とフィードバック・コイルが固定されていて、トルクは鏡による反射光のずれとして双子フォト・トランジスターで検出増幅される。増幅された電流はフィードバック・コイルに流れ試料によるトルクと逆のトルクを石英棒に与え平衡させる。このフィードバック電流が元のトルクと比例することから、これをシャント抵抗を通じて X-Y レコーダの縦軸に、電磁石の磁極面にはりつけたホール素子の電圧を横軸に入れてトルクの磁場依存性を自動的に記録する。装置の最高感度は $0.01 \text{ dyne} \cdot \text{cm}$ であるが、通常は $0.5 \text{ dyne} \cdot \text{cm}$ の感度で十分測定することができる。トルク法の特徴は、(i) 振動振幅の絶対値が容易に測定できること、(ii) 磁場が結晶の対称軸方向に向いているときトルクはゼロとなること、の2点である。本研究では主に (i) の振動振幅の絶対値の測定のためにのみ利用した。

2.2.4 磁気量子振動の新しい測定法

本測定法は予期せずに見出したもので、そ

のメカニズムについての研究が本論文の一つの柱をなすものである。しかし測定そのものは簡単である。本測定法が 2.2.3 の磁場変調法によるドハース・ファンアルフェン効果の測定法と異なる点は次の2点である。即ち、(1) 試料に直接、実効値が一定の交流を流すこと、(2) 磁場変調法において用いる変調磁場を用いないこと。本測定では、試料に流す交流電流の角周波数 ω 及び 2ω で Lock-in して、検出コイルに誘起される信号の有無をみる。図 2.7 に試料と検出コイルの配置が示されている。図において試料の長さ方向に、角周波数 ω 、実効値一定の交流電流を流す。静磁場はこの交流電流と垂直な方向に印加されており、検出コイルはコイル軸が磁場と平行になるように置かれている。尚実効値 I_0 が磁場に依存しない一定の、交流電流をうるために、ビスマスの試料と直列に $1\text{ k}\Omega$ の抵抗が接続されている。試料として用いたビスマスの磁気抵抗が $H = 20\text{ kOe}$ で約 $0.1\ \Omega$ 程度であることから、少くとも $\Delta I_0 / I_0 \simeq 10^{-8}$ の order で I_0 は一定である。磁場としては最高 60 kOe の超伝導マグネットが使われた。この試料配置には次のような欠点がある。即ち

(a) 磁場方向が最初から固定されているために、1回の実験で1方向しか測定できないこと。

(b) 試料中から出てくるものと考えられる磁束

以外の寄生的磁束がもしあればそれをも拾う可能性が大きいこと。

(a) 及び (b) の欠点を取り除くために 図 2.8 に示されるような試料配置をとった。即ち、図 2.7 では検出コイルがいつも磁場と同軸に試料の周囲に巻かれているのに対して、図 2.8 では試料の幅と同程度またはそれよりも少し小さ目の検出コイルが、試料の一定の面にグリフターゲットではりつけられている。この場合、検出コイルの軸ははりつけられた面に垂直である。検出コイルは $0.05 \text{ mm } \phi$ の Cu 線をエポキシ樹脂製のコイルホルダー（外径 $3 \text{ mm } \phi$ 、長さ 4 mm 程度）に 700 回程度巻いて作ったものである。検出コイルには補償コイルは一切巻かれていない。図 2.8 の場合、磁場として最高 24 kOe の電磁石が使われる。磁場は電磁石の回転によりオリエンテーションする。

2.3 データ集録及び計算機解析

2.2 に述べた諸方法によるシュブニコフ・ドハース振動、ドハース・ファンアルフェン振動あるいは類似の磁気量子振動のデータを、以下に示すような方法で解析することにより、磁場に垂直な方向のフェルミ面の極値断面積 S が非常に簡単にしかも精度よく求まる。この方法は、得られた信号が磁場 H の逆数に関して正弦波的周期関数になることに着目し、信号を一旦 $1/H$ に関して周期的になるよう

に変形し、フーリエ変換を行うものである。得られたフーリエ・スペクトルのピークに対応する frequency を F とすると、フェルミ面において磁場に垂直な方向に

$$S = \frac{2\pi e}{hc} \cdot F \quad (2.5)$$

なる極値断面積が存在していることを意味している。

次に本研究の一環として開発したフーリエ解析について簡単に説明する。これは次の3つのプロセスからなっている。(i) 実験データをミニコンピュータを用いたデータ集録装置により磁気テープ (MT) にデジタルに書き込むプロセス, (ii) MT に書き込まれた内容を大型計算機 (FACOM 230) の磁気ディスク (MD) に書き直すプロセス, (iii) 解析に必要なだけのデータを磁気ディスクより取り出してきて、これに適当な計算処理を施し、高速フーリエ変換を実行するプロセス。

(i) のプロセスについてのみ、簡単に説明する。集録システムのブロック図を図 2.9 に示す。ミニコンピュータとして TEAC コンポネントコンピュータ 16 を組込んだデジタルデータ集録装置 DP 5000 を用いる。MT には 2 チャンネルが集録される。即ち、磁場の値はデジタル・マルチメータ (YEW 2501 型) から読みこまれ、現象の信号は TEAC-DP 5000 の A/D 変換器を通じて読みこまれる

。A-D変換器のサンプリング周波数 f は、ビスマスの場合、磁場掃引を 30 Oe/sec としたとき、 $f = 5 \text{ Hz}$ 及び $f = 2 \text{ Hz}$ が適当である。データ集録及びフーリエ解析に関するプログラムの詳細については省略する。

3. 実験結果

測定結果を述べる前にビスマスのフェルミ面について簡単に説明しておく。ビスマスの結晶構造は図 3.1 (a) (b) のように面心立方格子 (fcc) を $\langle 111 \rangle$ 方向に少しひき伸ばした形になっていることから、還元ブリルアンゾーンは図 3.2 (a) のようになる。T 点の位置する面は正六角形であるが、L 点の面はそうではない。図 3.2 (b) において L 点及びその同等点は 6 点あり、T 点及びその同等点は 2 点あり、各点を中心にフェルミ面が半分ずつ存在する。結局、正孔のフェルミ面はブリルアンゾーンの T 点を中心とする 1 個の、また電子のフェルミ面は L 点を中心とする 3 個の等価なポケットからなっている。図 3.2 (b) より、電子の 3 個のポケットにおいて、 γ 区面内に関してその内の 2 つは完全に縮重していることがわかる。ここでこれらを b, c ポケットと名付ける。他のもう一つのポケットを a ポケットと名付ける。

3.1 交流試料電流による磁気量子振動の新しい観測

§ 2.2.4 において述べたように、磁場変調法によるビスマスのドレーズ・ファンアルフエン効果の実験において、変調コイルを用いず、そのかわりに試料に直接に、実効値が

一定の交流電流を流して、試料の交流電流の周波数で Lock-in して検出コイルの信号の有無をみてみた。この場合検出コイルに信号の生ずることを予め予想しなかったが、事実として信号が得られた。このことについての実験結果を以下に報告する。本研究において、試料に流す交流電流の周波数 f ($=\omega/2\pi$) として 1 kHz より 30 kHz までの低い周波数を使用する。ヒスマス試料中の担体の緩和時間を τ とすると、 $\omega\tau \ll 1$ となり、現象は準静的に生じているものと考えられる。測定温度は 1.3 K より 4.2 K までの液体ヘリウム温度の範囲及び 77 K の液体窒素温度である。試料の測定配置として次の 3 の場合をとりあげる。即ち、

- (1) 交流電流を X 軸方向に流し、磁場を YZ 面内に印加する場合で、検出コイルは Z 軸と同軸に試料の周囲または試料の XY 面内に置かれている。
- (2) 交流電流を Y 軸方向に流し、磁場を ZX 面内に印加する場合で、検出コイルは Z 軸と同軸に試料の周囲または試料の XY 面内に置かれている。
- (3) (2) の場合と違っている点は、検出コイルが X 軸と同軸に試料の周囲または YZ 面内に置かれていることである。

3.1.1 検出コイルに発生する起電力 - 典型的な磁場方向 -

図 3.3 は磁場を Z 軸方向，交流電流を X 軸方向に夫々印加した場合の，温度が 1.3 K，交流電流の周波数が 10.5 kHz のときの，検出コイルに (fundamental mode で Lock-in) 誘起される電圧の 磁場依存曲線である。ここで 検出コイルは Z 軸と同軸に試料の周囲に置かれている。図 3.3 における矢印はシュブニコフ・ドハース振動の谷に合致している。具体的には，ランダウ準位 $h(0,+)$, $h(1,-)$, $h(1,+)$, $h(2,+)$, $h(3,+)$, は夫々 41 kOe, 38 kOe, 29.6 kOe, 17 kOe, 13 kOe, なる磁場においてフェルミ・エネルギーと交差している。ここで例えば $h(0,+)$ の意味は正孔の，ランダウ量子数が 0，スピンのラングウ準位という意味である。図 3.4 は，磁場を Y 軸方向，交流電流を X 軸方向に夫々印加した場合の，温度が 1.3 K，交流電流の周波数が 3 kHz のときの，検出コイルに (fundamental mode で Lock-in) 誘起される電圧の 磁場依存曲線である。この場合検出コイルは Y 軸と同軸に試料の周囲に置かれている。図 3.4 における矢印はシュブニコフ・ドハース振動の谷に合致している。具体的には，ランダウ準位 $h(6,+)$, $h(7,+)$, $h(8,+)$, $h(9,+)$, $h(10,+)$, $h(11,+)$, $h(12,+)$, $h(13,+)$, $h(15,+)$ は夫々の対応する磁場においてフェ

Fig. 3.3, Fig. 3.4

ルミ・エネルギーと交差している。図 3.5 は、磁場を X 軸方向に、交流電流を Y 軸方向に夫々印加した場の、温度が 1.3 K、交流電流の周波数が 3 kHz のときの、検出コイルに (fundamental mode で Lock-in) 誘起される電圧の磁場依存曲線である。この場合検出コイルは X 軸と同軸に試料の周囲に置かれている。図 3.5 における矢印は、対応するシユブニコフ・ドハース振動のよい測定例がなかったので、Smith ら²⁶⁾ によって求められたビスマスのバンド・パラメータをもとにして、ビスマスの中性条件からフェルミ・エネルギーの磁場依存性を求め、それから各ランダウ準位とフェルミ・エネルギーとが一致する磁場を算出してプロットしたものである。図 3.5 から α ホケットによる量子振動が大きな寄与をしていることがわかる。図 3.6 は、磁場を Z 軸方向に、交流電流を X 軸方向に夫々印加した場合の、交流電流の周波数を 10 kHz とし、温度をパラメータとして変えていったときの検出コイルに発生する電圧 (fundamental mode で Lock-in) の磁場依存性である。この場合検出コイルは Z 軸と同軸に試料の周囲に置かれている。振動波形が降温とともにより強く non-sinusoidal 的になる。6 kOe より 50 kOe までの固定された磁場領域において、§ 2.3 に示したフーリエ解析を実行すると、図 3.7 のようなフーリエ・スペクトルが得られる。高調

波成分として second harmonics と third harmonics の 2 つが観測される。first harmonics の振動数 F_h は $F_h = 6.34 \times 10^4 \text{ Oe}$ である。図 3.8 は、磁場を Z 軸方向に、交流電流を X 軸方向に夫々印加した場合の、温度を 1.3 K とし、交流電流の実効値を一定のまま、周波数をパラメータとして変えていったときの検出コイルに発生する電圧 (fundamental mode で Lock-in) の磁場依存性である。周波数として $10, 15, 17, 30 \text{ kHz}$ の 4 つの周波数を選んだ。この場合検出コイルは Z 軸と同軸に試料の周囲に置かれている。図 3.9 は、磁場を Y 軸方向に、交流電流を X 軸方向に印加した場合の、温度が 1.3 K で、交流電流の周波数を 5 kHz に固定したまま、交流電流の実効値を変えていったときの検出コイルに発生する電圧 (fundamental mode で Lock-in) の磁場依存性である。この場合検出コイルは Y 軸と同軸に試料の周囲に置かれている。試料に流した電流の実効値をそのまま記す。

3.1.2 検出コイルに発生する起電力 — — Y Z 面 及び Z X 面 —

以下では、交流電流を X 軸方向に印加し、磁場を Y Z 面内に印加する場合の Z 軸と同軸に試料の XY 面内に置かれた検出コイルに発生する起電力 (fundamental mode で Lock-in) を $V_{Zx}(H)$ 、交流電流を Y 軸方向に印加し、磁場

を Z 面内に印加する場合の, Z 軸と同軸に試料の XY 面に置かれた検出コイルに発生する起電力 (fundamental mode で Lock-in) を $V_{zy}(H)$, 及び交流電流を Y 軸方向に印加し, 磁場を Z 面内に印加する場合の, X 軸と同軸に試料の YZ 面に置かれた検出コイルに発生する起電力 (fundamental mode で Lock-in) を $V_{xz}(H)$ と記す。測定結果を以下に示す。

3.1.2.1 $V_{zx}(H)$ の磁場及び角度依存性 — YZ 面 —

(1) $T = 1.5$ K における $V_{zx}(H)$

図 3.10 は 1.5 K のもとで磁場を YZ 面内に印加したときの試料 J (表 2.1) についての $V_{zx}(H)$ の磁場依存性である。図において, 0° (図省略), 90° , 180° は夫々 $+Z$ 軸, $+Y$ 軸及び $-Z$ 軸に対応している。 $V_{zx}(H)$ の磁気量子振動部分の振幅は Z 軸近傍で最も大きく, Y 軸近傍で最も小さくなる。図 3.10 の特徴を要約すると次の通りである。

(i) $V_{zx}(H)$ は $1f$ [Hz] で Lock-in して得られる信号であり, 磁気量子振動が顕著にあらわれる。また $2f$ [Hz] の Lock-in の場合には, 信号はゼロとなる。

(ii) $V_{zx}(H)$ の非振動部分は磁場の反転に対して ($H \parallel Y$ を除けば) 非対称である。

(iii) どの磁場方向でも $H \cong 0$ において鋭い dip が存在する。

(iv) $V_{zx}(H)$ の非振動部分は高磁場にゆくに従って減少する。

図 3.11 は試料 D についての $V_{zx}(H)$ の磁場依存性である。 $V_{zx}(H)$ の磁場依存性は試料の形状及びコイルの位置に非常に敏感であるが、図 3.10 と図 3.11 とを比較した限りでは (i), (ii), (iii) 及び (iv) の傾向は変わらない。図 3.12 は試料 F についての $V_{zx}(H)$ の磁場依存性である。図 3.10 及び図 3.11 の場合には、検出コイルの中心軸は $X-Y$ 面内のほぼ中央にあるが、図 3.12 の場合には、中心軸は $X-Y$ 面内の試料の端にある。 $\theta = 10^\circ$ より 50° までの角度範囲では、高磁場になるに従い $V_{zx}(H)$ はむしろ増加する傾向にある。図 3.13 は試料 E についての $V_{zx}(H)$ の磁場依存性である。ここで試料 E の片面 ($Z-X$ 面の一方の面) はサンドペーパーで rough にしてある。この場合にもやはり (i) (ii) (iii) (iv) の特徴を兼ねそなえている。

(2) $T = 77$ K における $V_{zx}(H)$

図 3.14 は 77 K のもとで、磁場を $Y-Z$ 面内に印加したときの試料 J についての $V_{zx}(H)$ の磁場依存性である。この曲線の特徴を挙げると次の通りである。

(i) $\theta = 10^\circ$ 及び 190° では $V_{zx}(H)$ は磁場の反転に対して対称であるが、それ以外の角度ではかなり非対称となる。

(ii) $V_{zx}(H)$ は高磁場にゆくに従って増加する。

(iii) $V_{zx}(H)$ は $1f(Hz)$ で Lock-in して得られる信号であり, $2f(Hz)$ の Lock-in では信号はゼロとなる
 (i) 及び (ii) はともに $T=1.5 K$ の場合の $V_{zx}(H)$ の非振動部分の磁場依存性と非常に異なる点である。

3.1.2.2 $V_{zy}(H)$ の磁場及び角度依存性 — $Z \times X$ 面 —

図 3.15 は $T=1.5 K$ のもとで磁場を $Z \times X$ 面に印加したときの試料 δ についての $V_{zy}(H)$ の磁場依存性である。図において, 0° , 90° (図は省略) 及び 180° は夫々 Z 軸, X 軸及び $-Z$ 軸に対応している。図 3.15 において Z 軸に対応する曲線の量子振動部分の振幅は, 他の磁場方向でのそれと比べて非常に小さい。 $\theta=0^\circ$ の場合の $V_{zy}(H)$ の非振動部分は磁場に依存せず一定であるが, $\theta=90^\circ$ の場合の $V_{zy}(H)$ の非振動部分は高磁場に行くに従い増加する。 $V_{zy}(H)$ の特徴を要約すると次の通りである。

(i) $V_{zy}(H)$ は $1f(Hz)$ で Lock-in して得られる信号であり, 磁気量子振動部分は $V_{zx}(H)$ に比べて非常に小さい。また $2f(Hz)$ の Lock-in の場合には, 信号はゼロとなる。

(ii) $V_{zy}(H)$ の非振動部分は磁場反転に対して対称である。

図 3.16 は $1.5 K$ のもとで, 磁場を $Z \times X$ 面内に印加したときの試料 δ についての $V_{zy}(H)$ の磁場依存性である。 $V_{zy}(H)$ の磁場依存性は,

V_{zx} (H) の場合に比べて、試料の形状及びコイルの位置にそれほど敏感ではない。図 3.15 と図 3.16 を比較した限りでは (i) 及び (ii) の傾向は変わらない。(i) の特徴が γ , δ 以外のいくつかの十分エッチされた試料についても成り立つことから、その原因が少くとも試料の良し悪しによるものでないことは確かである。

3.1.2.3 V_{xy} (H) の磁場及び角度依存性 — $Z \times X$ 面 —

図 3.17 は $T = 1.5 \text{ K}$ のもとで、磁場を $Z \times X$ 面に印加したときの試料 δ についての V_{xy} (H) の磁場依存性である。図において 0° , 90° , 180° は夫々 X 軸, Z 軸, $-X$ 軸に対応している。

V_{xy} (H) の磁気量子振動の振幅は V_{zy} (H) のそれと比べてかなり大きい。このことは、同じ測定配置でも検出コイルの軸方向が異なると、コイルに誘起される起電力の磁場依存性もまた変化することを意味している。

図 3.3 から 3.17 までの検出コイルに発生する起電力の測定は、試料に流す交流電流の周波数 $1f$ (Hz) で Lock-in して検出したものである。これらすべてについて 2 倍の周波数 $2f$ (Hz) で Lock-in する検出を試みたが、当初の予想に反しいずれも有意の量子振動電圧は検出されなかった。このことは後述する図 3.24, 図 3.25 における電流反転 ($+I$ と $-I$) に対す

る測定曲線の対称性と密接に関連するものであるが、それらの物理的意味づけについては §4 で述べる。

3.2 横磁気抵抗の測定

§2.2.1 の測定方法でロスマスの横磁気抵抗の測定を行った。測定配置として、

- (i) X 軸方向に直流電流を流し、磁場を YZ 面内に印加する場合、
- (ii) Y 軸方向に直流電流を流し、磁場を ZX 面内に印加する場合

の 2 つを選んだ。(i) 及び (ii) の場合、測定される量は夫々磁気抵抗テンソル $\rho_{xx}(H)$ 及び $\rho_{yy}(H)$ である。また電圧プローブが試料の X-Y 面内にある場合には Z プローブ、YZ 面内にある場合には X プローブ、また ZX 面内にある場合には Y プローブと名付けることにする。各プローブは、その両端を結ぶ直線が試料の長軸の稜線と平行になるように置かれている。以下にその測定結果を報告する。

3.2.1 $\rho_{xx}(H)$ の測定 - YZ 面 -

3.2.1.1 T=1.5 K における $\rho_{xx}(H)$

図 3.18 (a) (b) は Z プローブにおいて測定される試料中の $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。図中 0° , 90° , 180° (図省略) は夫々 +Z 軸, Y 軸, -Z 軸に対応している。図 3.18 (a) (b) の特徴と

して、磁場方向が Z 軸近傍にある場合には $\rho_{xx}(H)$ は磁場反転に対して対称であるが、磁場方向が Y 軸近傍にある場合には非対称となる。図 3.18 (c) は Z π ローブにおいて測定される試料 AA の $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。図 3.18 (a) (b) の場合と同様に $H \parallel Y$ では、 $\rho_{xx}(H)$ は $H = 0$ に関して非対称となる。図 3.18 (a) (b) 及び図 3.18 (c) をも含めて一般に、

(i) Z π ローブによる測定において $\rho_{xx}(H)$ は、試料のサイズ及び表面状態にあまり関係なく、磁場反転に対して $H \parallel Z$ では対称となり、また $H \parallel Y$ では非対称となる。

図 3.19 は Y π ローブにおいて測定される試料 F の $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。図の特徴として、磁場方向が Z 軸近傍にある場合には $\rho_{xx}(H)$ は磁場反転に関して非対称となるが、一方 Y 軸近傍にある場合には対称となる。

図 3.20 は Y π ローブにおいて測定される試料 H の $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。この場合にも図 3.19 の場合と同様の特徴が見られる。

図 3.19 及び図 3.20 をも含めて一般に、

(ii) Y π ローブによる測定において $\rho_{xx}(H)$ は、磁場反転に対して、 $H \parallel Y$ では対称となり、また $H \parallel Z$ では非対称となる。

試料 D, F, H はいずれも表面を十分エッチした試料であったが、試みに試料の $Z \times X$ 面の片方の面をサンドペーパーで rough にしたときの $\rho_{xx}(H)$ を Z π ローブ及び Y π ローブにより測

定した。以下にその測定結果を記す。図 3.21 は $\Sigma 70$ ロープにおいて測定される試料 E の $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性であり、図 3.22 は $\Upsilon 70$ ロープにおいて測定される試料 E の $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。図 3.21 及び図 3.22 の特徴は夫々 (i) 及び (ii) の場合と同じである。図 3.22 において $\theta = 0^\circ$ より 90° ($+\Upsilon$ 軸) までの角度範囲では $+H$ 側の、また 90° より 180° ($-\Sigma$ 軸) までの角度範囲では $-H$ 側のシュブニコフ・ドハース振動の振幅が非常に小さくなる。図 3.23 は試料の両面 (この場合 ΣX 面) を rough にしたときの $\Upsilon 70$ ロープ及び $\Sigma 70$ ロープにおいて測定される試料 A の磁場依存性である。この場合、磁場は Σ 軸方向に印加されている。 $\Sigma 70$ ロープの場合のシュブニコフ・ドハース振動の振幅が $\Upsilon 70$ ロープの場合のそれに比べて非常に小さくなることが注目される。磁場の反転に関する対称性については、 $\Sigma 70$ ロープの場合対称的であるのに対し、 $\Upsilon 70$ ロープの場合非対称となる。図 3.24 及び図 3.25 は $+\Upsilon 70$ ロープ及び $-\Upsilon 70$ ロープにおいて測定される試料 M の $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。図 3.20 の $\theta = 0^\circ$ ($+\Sigma$ 軸) と同様に磁場の反転に関して曲線は非対称を示す。図 3.24 及び図 3.25 の特徴を要約すると次の通りである。

(iii) $+\Upsilon 70$ ロープの場合には、 $+H$ 側では大きく $-H$ 側では小さくなる。また $-\Upsilon 70$ ロープの場合には、 $+H$ 側では小さく $-H$ 側では大

きくなる。つまり $+H$ と $-H$ の役割が $+Y$ と $-Y$ の ρ_{xx} と $-Y$ の ρ_{xx} では逆になる。(但し $T \geq 20\text{K}$ ではこのような非対称は起こらない。)

(iv) 図において、点線は実線に対し電流の向きを反転した場合の測定結果である。実線と点線は横軸に関して折り返した形の対称性をもつこと、つまり電流の反転では非対称が生じないことがわかる。

図 3.26 は磁場を Y 面内の Z 軸のまわり $\pm 3^\circ$ の角度範囲にオリエントしたときの $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。図のシュブ = コフ・ドハース振動において、振動の谷に相当する磁場で矢印の如く $h(2,+)$, $h(3,+)$, $h(4,+)$, $h(5,+)$ …… の各正孔のランダウ準位がフェルミ・エネルギーと交差する。この図の $\theta = 0^\circ$ の曲線と図 3.3 とが対応している(両面の矢印対照)。

3.2.1.2 $T = 77\text{K}$ における $\rho_{xx}(H)$

図 3.27 は $T = 77\text{K}$ のもとで、 Y の ρ_{xx} において測定される試料 H の $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。図 3.24, 3.25 と異なり 77K では Y の ρ_{xx} , Z の ρ_{xx} のいずれの場合にも、磁場角度に無関係に磁場反転に対して対称である。図 3.28 は磁場を $H = 24\text{kOe}$ に一定にしたまま、磁場方向を Y 面内で回転させたときの Y の ρ_{xx} において測定される $\rho_{xx}(H)$ の角度依存性である。この角度掃引曲線の対

称性は少くとも $H = 2 \text{ kOe}$ 以上の磁場において不変である。

3.2.1.3 $T = 300 \text{ K}$ における $\rho_{xx}(H)$

図 3.29 は $T = 300 \text{ K}$ のもとでの磁場を $H = 18.5 \text{ kOe}$ に一定にしたままで、磁場方向を Y 面内で回転させたときの Y 面ローブにおける試料 θ の $\rho_{xx}(H)$ の角度依存性である。対称性が 77 K (図 3.28) と異なって $+Y$ 軸, $-Y$ 軸における dip がほとんど消えている。

3.2.2 $\rho_{yy}(H)$ の測定 - Z 面 -

3.2.2.1 $T = 1.5 \text{ K}$ における $\rho_{yy}(H)$

図 3.30 は $T = 1.5 \text{ K}$ のもとで Z 面ローブにおいて測定される試料 β の $\rho_{yy}(H)$ の磁場依存性であり、図 3.31 は X 面ローブにおいて測定される試料 γ の $\rho_{yy}(H)$ の磁場依存性である。図において 0° , 90° 及び 180° は夫々 Z 軸, X 軸及び $-Z$ 軸に対応している。試料 β , γ はいずれも表面を出来る限りエッチしてきれいにした試料であったが、試料の片面 (Y 面の一方の面) または両面を rough にした場合の $\rho_{yy}(H)$ についても測定を行った。図 3.32 は Y 面の一方の面が rough な試料 δ の X 面ローブにおいて測定される $\rho_{yy}(H)$ の磁場依存性であり、図 3.33 は Y 面の両面が rough な試料 τ の X 面ローブにおいて測定される $\rho_{yy}(H)$ の

磁場依存性である。これらのシュブニユフ・ドハース振動の振幅は図 3.30 のそれと比べてかなり小さくなっている。図 3.30 より図 3.33 において共通する特徴を要約すると次の通りである。

(V) 磁場方向, γ ローブの位置 ($\pm \gamma$ ローブまたは $X \gamma$ ローブ), 表面状態のいかんに関わらず, $\rho_{yy}(H)$ の値は $+H$ 側と $-H$ 側とで $H=0$ に関して対称である。

これは図 3.18 より図 3.25 で示された YZ 面内での $\rho_{xx}(H)$ の特徴, 即ち磁場の反転に関して非対称であること, と非常に異なる点である。図 3.34 ($H \parallel Z$), 図 3.35 ($H \parallel Z$) は $+X \gamma$ ローブ及び $-X \gamma$ ローブにおいて測定される試料 γ の $\rho_{yy}(H)$ の磁場依存性であり, 図 3.24, 3.25 と比較されるべき図である。図 3.36 ($H \parallel X$) は $+X \gamma$ ローブにおいて測定される試料 γ の $\rho_{yy}(H)$ の磁場依存性である。図 3.24, 3.25, 3.26 において, 点線は実線に対し電流の向きを反転した場合の測定結果である。実線と点線が横軸に関して折り返した形の対称性をもつことから, 電流の反転に対して $\rho_{yy}(H)$ の磁場反転に関する対称性の変わらないことがわかる。図 3.37 は磁場を $H=0.9, 1.7, 6.6, 19.8, 24 \text{ kOe}$ に夫々一定にしたままで, 磁場方向を YZ 面内で回転させたときの $\pm \gamma$ ローブにおいて測定される $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性である。 $\rho_{yy}(H)$ の非振動部分は Z 軸

方向で大きく， X 軸方向では小さくなっている。

3.2.2.2 $T=77\text{ K}$ における $\rho_{yy}(H)$

図 3.38 は $T=77\text{ K}$ のもとで， X 70 ロープにおいて測定される試料 β の $\rho_{yy}(H)$ の磁場依存性である。図において 0° ， -90° (図省略) は夫々 Z 軸， $-X$ 軸に対応している。図より，磁場反転に対して $\rho_{yy}(H)$ の対称であることがわかる。図 3.39 は磁場を $H=24\text{ kOe}$ に固定したままで，磁場方向を Z X 面内で変えていったときの X 70 ロープにおいて測定される試料 β の $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性である。この角度掃引曲線の対称性は少くとも $H=1\text{ kOe}$ 以上の磁場において変わらない。図 3.39 と図 3.37 の 1.5 K における $\rho_{yy}(H)$ の非振動部分の角度掃引曲線とを比較した場合，その対称性の大きく異なることが注目される。

3.2.2.3 $T=300\text{ K}$ における $\rho_{yy}(H)$

図 3.40 は磁場を $H=18.5\text{ kOe}$ に固定したままで，磁場方向を Z X 面内で変えていったときの X 70 ロープにおいて測定される試料 δ の $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性である。 77 K (図 3.39) の角度掃引曲線と異なり X 軸及び $-X$ 軸での dip が非常に弱くなっている。

3.3 一般化されたホール・テンソルの測定

§ 2.2.1 の測定方法でヒスマスの一般化された（磁場が電流に垂直な面内で一般の角度をとる場合の）ホール電圧の測定を行った。

測定配置として、

- (i) X軸方向に直流電流を流し、磁場をYZ面内に印加する場合、
- (ii) Y軸方向に直流電流を流し、磁場をZX面内に印加する場合

の2つを選んだ。(i)及び(ii)の場合、測定される量は夫々、 $\rho_{yx}(H)$ 及び $\rho_{xy}(H)$ である。 $\rho_{yx}(H)$ 及び $\rho_{xy}(H)$ の絶対値はいずれも降温とともに大きくなる。以下にその結果を示す。

3.3.1 $\rho_{yx}(H)$ の測定 - YZ面 -

3.3.1.1 $T=1.5\text{ K}$ における $\rho_{yx}(H)$

図 3.41 (a) は $T=1.5\text{ K}$ のもとで、磁場を $H=18.5\text{ kOe}$ と一定にして YZ面内で回転させたときの試料中の $\rho_{yx}(H)$ の角度依存性である。

図 3.41 (a) の特徴を要約すると次の通りである。

- (i) $H \parallel \pm Y$ で $\rho_{yx}(H) = 0$ である、
- (ii) $\rho_{yx}(H)$ は、 $H \parallel +Z$ で正值で最も大きく、 $H \parallel \pm Y$ でほとんどゼロに、また $H \parallel -Z$ で絶対値が最大の負値となる。

図 3.41 (b) は電流方向を図 3.41 (a) の場合の電流

方向と反対にしたときの $\rho_{yx}(H)$ の角度依存性である。図 3.41 (b) は、図 3.41 (a) を横軸 ($\rho_{yx} = 0$) に関して折り返したものと一致する。図 3.42 は試料中の $\rho_{yx}(H)$ の磁場依存性である。図において 0° , 90° 及び 180° (図省略) は夫々 $+z$ 軸, $+y$ 軸及び $-z$ 軸に対応している。図 3.42 より次のことが明らかになった。

(iii) yz 面内の任意の磁場方向について、 $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ (磁場反転に関する反対称性) が成り立つ。

3.3.1.2 $T = 77\text{K}$ における $\rho_{yx}(H)$

図 3.43 は $T = 77\text{K}$ のもとで、磁場を $H = 18.5\text{kOe}$ に一定にしたまま yz 面内で回転させたときの試料中の $\rho_{yx}(H)$ の角度依存性である。図 3.41 (a) の場合と異なり、 $\rho_{yx}(H)$ は $H \parallel -z$ で最小とはならず、また $H \parallel \pm y$ でゼロとは異なる値をとる。

3.3.1.3 $T = 300\text{K}$ における $\rho_{yx}(H)$

図 3.44 は $T = 300\text{K}$ のもとで、磁場を $H = 18.5\text{kOe}$ に一定にしたまま yz 面内で回転させたときの試料中の $\rho_{yx}(H)$ の角度依存性である。この角度依存性は、 1.5K での $\rho_{yx}(H)$ の角度依存性 (図 3.41 (a)) と、 360° の周期で余弦波的に変化するという点において相似である。

3.3.2 $\rho_{xy}(H)$ の測定 - Σ X 面 -

3.3.2.1 $T = 1.5$ K における $\rho_{xy}(H)$

図 3.45 (a) は磁場を $H = 18.5$ kOe と一定にしたまま Σ X 面内で回転させたときの試料 δ の $\rho_{xy}(H)$ の角度依存性である。図 3.45 (a) の特徴を要約すると次の通りである。

- (i) Σ X 面内の任意の磁場方向について $\rho_{xy}(H)$ の符号は正であり, $\rho_{xy}(-H) = \rho_{xy}(H)$ (磁場反転に関する対称性) が成り立つ,
- (ii) $\rho_{xy}(H)$ は $+\Sigma$ 軸と $-\Sigma$ 軸の向きでほとんど同じ値をとって最大となり, $\pm X$ 軸を中心にして $\pm 30^\circ$ の角度範囲ではゼロとなる。

ホール効果 ($H \parallel \pm \Sigma$) が磁場で反転しないことは注目すべきである。図 3.45 (b) は電流方向を, 図 3.45 (a) の場合の電流方向と反対向きにしたときの $\rho_{xy}(H)$ の角度依存性である。(a) と (b) を比べると, 電流反転に対して $\rho_{xy}(H)$ の符号は反転する。図 3.46 は試料 δ の $\rho_{xy}(H)$ の磁場依存性である。図において 0° , 90° 及び 180° (図省略) は夫々 Σ 軸, X 軸及び $-\Sigma$ 軸に対応している。図 3.46 の特徴は, $\rho_{xy}(H)$ が Σ X 面内の任意の磁場方向について, 磁場の反転に関して対称であるということである。

3.3.2.2 $T = 77$ K における $\rho_{xy}(H)$

図 3.47 は $T = 77$ K のもとで, 磁場を $H = 18.5$ kOe に固定したまま Σ X 面内で回転させた時

の試料 δ の $\rho_{xy}(H)$ の角度依存性である。図 3.47 の特徴は次の 2 点に要約される。

- (i) $\pm Z$ 軸及び $\pm X$ 軸方向において $\rho_{xy}(H)$ はゼロに近い値をとる。
- (ii) Z 軸より -30° 近傍及び $+20^\circ$ 近傍において夫々正值の最大値及び負値の最小値をとる。

3.3.2.3 $T = 300 \text{ K}$ における $\rho_{xy}(H)$

図 3.48 は $T = 300 \text{ K}$ のもとで磁場を $H = 18.5 \text{ kOe}$ に固定したまま Z X 面内で回転させたときの試料 δ の $\rho_{xy}(H)$ の角度依存性である。

図 3.48 は、 1.5 K (図 3.45), 77 K (図 3.47) における $\rho_{xy}(H)$ の角度依存性と相異なる対称性を有する。

3.4 拡散サイノ効果の測定

§2.2.2 において述べたように、磁場を Z 軸方向に印加し、直流電流を X 軸方向に流したときに、磁場に平行な両側の面での担体濃度による程度の差が生じるかを、図 2.3 の AB 間に交流四端子法を適用することにより測定した。 AB 間に小さな交流電流を流し、その際直流の電圧端子間 (CD 間) に交流電流の影響のないことを確かめた上で同じ場所での交流電圧を Lock-in-Amplifier で測定した。直流電流の極性を反転させることにより、被測電圧の差から磁場に平行な両側の面での Z 軸方向の電気伝導の差異が測定されることにな

る。このような実験で得られた結果を以下に示す。測定温度はいずれも1.5 Kである。図3.49は、直流電流の極性を反転したときのC-D向に測定される電圧である。C-D向の電圧に交流電場からの影響の入っていないことが確かめられる。図3.50(a)及び図3.50(b)は、直流電流の極性を反転したときのAB向に発生する交流電圧を、AB向に流す交流電流と同じ周波数でLock-inして得られる直流電圧である。図3.50(a)では周波数として $f = 14.7$ kHzを、また図3.50(b)では $f = 4.78$ kHzが使用される。AB向に流す交流電流の実効値はいずれの場合も同じである。以上の実験より、 $I \parallel X$, $H \parallel Z$ の電流・磁場の下で両側面(ZX 面)での担体の濃度の差と、空間的に平均した担体濃度との比に関するある程度直接的な情報が得られていることは3.4でさらに詳しく述べる。

3.5 ビスマスのドハース・ファンアルフェン効果の測定

3.5.1 磁場変調法によるドハース・ファンアルフェン効果の測定

ビスマスのドハース・ファンアルフェン効果の測定を磁場変調法で行った。実験は YZ 面内についてのみ行った。以下にその実験結果を示す。まず図3.51は YZ 面内において磁

場の方角 (θ) をパラメータとして得られるドハース・ファンアルフェン振動 (ここでは $\partial M / \partial H^2$ に対応している。 M は振動磁化である。) の磁場依存性を示している。 $\theta = 0^\circ$, -90° は夫々 Z 軸及び $-Y$ 軸に対応している。測定温度はいずれも 1.5 K である。磁場変調法の特徴として高磁場に行くに従い、信号の振幅は急に小さくなる。ドハース・ファンアルフェン周期の長いビスマスの場合このことは特に著しい。図 3.52 は Y 面内 $\theta = -90^\circ$ ($-Y$ 軸) 近傍におけるドハース・ファンアルフェン振動 (ここでは $\partial M / \partial H$ に対応している。) の磁場変化を示している。測定温度はいずれも 1.5 K である。図 3.53 は、 Y 面内 $\theta = -13^\circ$ から $\theta = -57^\circ$ まで変化させたときのドハース・ファンアルフェン振動 ($= \partial M / \partial H$) の磁場依存性である。温度は 1.5 K である。図 3.51 から図 3.53 までの Y 面内におけるドハース・ファンアルフェン振動の波形からフーリエ解析により振動数 F を求める。得られた結果が図 3.54 及び図 3.55 に示されている。 F で F_0 ロットしたのは \rightarrow にはサイクロトロン質量との比較を容易にするためである。図 3.54 及び図 3.55 において A , $2A$, BC のインデックスのついている曲線は夫々、 a ホケットの first harmonics, a ホケットの second harmonics, bc ホケットの first harmonics に対応している。図 3.56 は図 3.53 の各のドハ

- ス・ファンアルフェン振動の波形を § 2.3 のフーリエ変換法で得られるフーリエ・スペクトルの一例である。図 3.57 は図 3.51 及び図 3.52 をフーリエ変換して得られたフーリエ・スペクトルの一例である。以上の測定において正孔のフェルミ面からのドハース・ファンアルフェン振動はこの温度では観測されない。Z 軸を中心にして、 $\pm 10^\circ$ の角度範囲では電子のフェルミ面からのドハース・ファンアルフェン振動も観測しがたい。これら一連の測定において、次のような未だ報告されていない新しい事実を見出した。図 3.54 において YZ 面内 $\theta = -25^\circ$ と -28° の狭い角度範囲において観測される θ 振動、 $\theta = -30^\circ$ より -80° の角度範囲において観測される E 振動、 $\theta = -75^\circ$ より -120° の角度範囲において観測される F 振動（図 3.54 において夫々 θ , E, F と記されている）はゴスマスの電子のフェルミ面として一般に受け入れられている L_{ax} の ENP モデルから直ちには生じないような振動数である。 θ , E, F の振動数 F_θ , F_E , F_F が F_A , F_{BC} , F_{2A} 等の振動数の適当な重ね合わせによって得られないかどうか検討した結果、F はかなりよい近似で F_{3A} に等しいこと、 θ 及び E については、 $F_A + F_{BC}$ として誤差の範囲で一致することがわかった。尚 YZ 面内において $\theta = -48^\circ$ から -75° の角度範囲内で、bC 和ケットが 2 つのブランチに分離し

ている。これは今の所、試料のセッティングにおいて磁場が YZ 面から少しだけ傾いていたために b ホケットと c ホケットの縮重がとれて生じたものと解釈している。

3.5.2 トルク法によるトハース・ファンアルフェン効果の測定

ビスマスのトハース・ファンアルフェン効果の測定を § 2.2.3 で述べたような方法で測定し、以下に示すような結果を得た。図 3.58 は、温度 4.2 K で磁場の値を 15 kOe に固定した状態で、磁場方向を YZ 面内 $\theta = -90^\circ$ ($-Y$ 軸) より $+90^\circ$ ($+Y$ 軸) まで回転させたときの、トルクの角度依存性である。トルク法の場合、磁場方向が対称軸方向に向いているとき、その対称性より信号はゼロとなる。実際図 3.58 において Z 軸及び $\pm Y$ 軸ではトルクはゼロとなっている。図 3.59 (a), 図 3.59 (b), 図 3.59 (c) は夫々 YZ 面 -90° ($-Y$) より $+90^\circ$ ($+Y$) まで角度を少しずつ変えていったときのトルクの磁場依存曲線である。温度はいずれも 1.5 K である。本研究ではこのトルク測定は主に振動の振幅の絶対値の測定のために利用する。

4 実験結果の解析と考察

4.1 ビスマスの表面電流効果

§3.1.1において既に詳しく述べたように、ビスマスの試料に直接に実効値が一定（磁場に依存しない）の交流電流を流し、それに直交する静磁場を印加して、磁場軸と同軸に試料の周囲に巻かれた検出コイルの両端に発生する電圧を、試料に流した交流電流の周波数 f (Hz) で Lock-in して測定して見た所、検出コイルに磁気量子振動が得られた。この信号がどのようなメカニズムによって生じるのか、またこの信号からどのような物理的情報が得られるのかということについて主として考察する。§2.2.4で述べたような実験配置において、検出コイルに起電力の発生するメカニズムとして次の(1)及び(2)の場合が考えられる。

(1) 検出コイルに起電力が発生するのは、試料内に何らかの理由で環路的な交流表面電流が存在するからであると考える。この電流環が磁気量子振動の強弱を含む変動磁束を発生し、それが試料を取り囲んで巻いている検出コイルに検出されることになる。

(2) 上の場合と同様に何らかの理由で環路的な電流が存在し、これの作る交流磁場が磁場変調法における変調磁場の役割にとつてかわる。従って検出コイルにより測定される

起電力は、試料の磁化に関するものである。
 (この可能性の事実上ないことは § 4.1.7 に述べる)。

尚、検出コイルに § 3.1 で示したような磁気量子振動が得られることは古典的な電磁気学だけで説明することは出来ず、信号にはビスマス試料の電子的性質が反映されていることに留意する必要がある。即ち、測定が定電流(交流電流の実効値 I_0 は $\Delta I_0 / I_0 \approx 10^{-4}$ の程度で一定である。)の条件で行われていることから、インピーダンスが磁気量子振動的に変化しても電流値は変わらない。このため、例え試料とそれに接続されている結線とでできるループによって生じる磁束を電磁誘導で検出コイルが感知したとしても、磁気量子振動的な成分は入り得ず、印加した磁場に依存しない信号のレベルを上下させるだけである。

討論の始めに結晶構造について述べておく。ビスマスの単結晶は砒素型の結晶構造を有している。この結晶構造は図 3.1 (a) に示すように単純立方格子を $\langle 111 \rangle$ 方向に引張って菱面体格子とし、次に図中黒丸と白丸で表わした 2 つの面心格子に分けて、一方を他方に対して $\langle 111 \rangle$ 方向にわずかだけ平行移動して得られる。その結果、図からわかるように点線で結ばれている 3 つの最近接原子と 3 つの

オ₂ 近接原子との間に、わずかの原子間距離の違いが生ずる。図 3.1 (b) は、こうして得られた結晶構造を $\langle 111 \rangle$ 方向からながめたもので、 $\langle 111 \rangle$ 方向に三回軸 (Z 軸)、またそれと垂直な面内に二回軸 (X 軸) が 3 本あることがわかる。さらに、中心を通り二回軸に垂直な面が鏡映面となっていることもわかる。鏡映面で三回軸に垂直な方向を二分割軸 (Y 軸) と称している。格子の空間群対称性は D_{3d}^5 , $R\bar{3}m$ である。ブリルアン・ゾーンとフェルミ面は図 3.2 (a) (b) に示してある。

4.1.1 表面電流効果の理論

4.1.1.1 静的表皮効果

表面電流の生じる原因の一つとして Azbel' の提唱する次に述べるような静的表皮効果 (static skin effect) が考えられる。図 4.1 のような横磁気抵抗の測定配置において、試料の内部では電子はランダウ軌道として閉軌跡上を周回している。この電子は試料内部に存在する散乱体による散乱によってのみ電場と反平行な方向にサイクロトロン半径 r_H の程度だけシフトすることになる。このようなシフトの和が試料内の電流を形成している。一方ランダウ軌道が内表面につき当るときには、表面での電子の散乱がどのような形で行われるかが重要である。ヒスマスの場合、フェルミ・

エネルギーが非常に小さい ($\sim 27.5 \text{ meV}$) ことから、ド・ブロイ波長は通常の金属より3桁長く 10^{-5} cm 程度となる。電子の表面への入射角が小さい場合、有効なド・ブロイ波長は、なるべく平坦に仕上げた試料表面の局部的平滑度として残留している荒さの度合よりも十分大きくなることが可能である。その場合表面での散乱はほとんど specular 反射となる。表面での電子の散乱が diffusive な場合と specular な場合に分けて考える。まず diffusive な場合には、表面にぶつかった後電子は完全に過去の記憶を失ってブラウン運動をする。一方 specular な場合には、図 4.1 のように skipping orbit (飛び石軌道) となる。表面での平均自由行程 l_s が大体バルクの平均自由行程と同じものとするると、一回の散乱から散乱までの間に、バルク内ではサイクロトロン直径 $2r_H$ の程度の電場方向の電荷の流れが生ずるのに比べ、表面では l_s の程度の流れが生ずる。低温、強磁場では、 $l_s \gg r_H$ (例えば液体ヘリウム温度で $l_s \sim 10^{-2} \text{ cm}$, $H = 10 \text{ kOe}$ で $r_H \sim 10^{-4} \text{ cm}$) なので一つの電子の軌道で比較すると、印加電場方向の電流については、表面電流の寄与の方がバルク電流よりもはるかに大きいことになる。

表面での電場方向の運動が平均自由行程によってのみ制限されていることから、表面電流を規制する拡散係数 D_s は次式で与えられる

$$D_1 = l^2 W \quad (4.1)$$

ここで W は collision frequency で, $W \sim 1/\tau$ の程度である。 τ は電子の緩和時間で, $l = v_F \tau$ はフェルミ速度 v_F と $l = v_F \tau$ の関係をもつ。

一方バルク内の閉軌道の場合の拡散係数 D_2 は次式で与えられる。

$$D_2 = r_H^2 W \quad (4.2)$$

一般に G をコンダクタンスとすると, G と拡散係数 D との間には次の関係がある。

$$G = \frac{N e^2 D}{E_F} \quad (4.3)$$

ここで N は担体の総数である。表面からサイクロトロン半径 r_H の程度の深さの間に存在する skipping orbit の総数 N_1 が表面電流 J_s を形成する。従って N_1 は r_H に比例した値をとる。表面コンダクタンスを G_s とすると, G_s は次式で与えられる。

$$G_s = \frac{N_1 e^2 D_1}{E_F} \propto \frac{r_H e^2}{E_F} \cdot \frac{l^2}{\tau} \propto \frac{1}{H} \quad (4.4)$$

一方試料内部に一様に存在する閉軌道がバルク電流 J_V を形成している。その総数 N_2 は試料の厚さ d に比例する。バルクのコンダクタンスを G_V とすると, G_V は次式で与えられる。

$$G_V = \frac{N_2 e^2 D_2}{E_F} \propto \frac{d e^2}{E_F} \cdot \frac{r_H^2}{\tau} \propto \frac{1}{H^2} \quad (4.5)$$

従って低温，強磁場下では，

$$G_s \gg G_v \quad (4.6)$$

となり，電流の大部分は表面に集中し得る。このような効果を静的表皮効果という。電場が一様にかかっているにも関わらず，電流は試料表面から Y_H 程度の所で減衰する。電流に対するこのような効果は (4.5) の逆数として横磁気抵抗 $\rho(H)$ が磁場とともに無制限に増加していくような磁場方向においてのみ生ずる。即ち，

- (i) 電子と正孔が同数個存在する Compensated metal (補償された金属)，
 - (ii) フェルミ面が open である場合，
- の2つの場合が考えられる。ビスマスは (i) の典型例である。

4.1.1.2 静的表皮効果による表面電流の説明

A3 に述べるように，ビスマスの如くフェルミ面が球状から大きく歪んでいる場合，電子及び正孔は一般に E ， H の両方に垂直な方向にドリフトしない。しかし仮にフェルミ面について，電子のフェルミ面及び正孔のフェルミ面が各一個ずつ存在し，その形状がいずれも球である半金属を仮定すると， E 及び H の両方に垂直な方向に電子・正孔のドリフトによる質量流が生ずる。以下ではまずこの簡

単なモデルに従って，表面電流を考察する。

§ 4.1.1.1 に述べたような静的表皮効果がヒスマスの試料中に存在しているとすると，表面電流 J_s をバルク電流 J_v に比べて無視してはならない。§ 4.1.1.1 の議論では電場による重要な効果を無視していた。即ち，図 4.1 に示すような方向に E 及び H が向いている場合には，軌道の中心はローレンツカにより E と H に垂直な方向にドリフトするはずである。このドリフトの効果が存在しない場合には図 4.2 (a) に示すように試料の両側の面に同じだけの表面電流 J_s が存在することになる。しかるに実際には図 4.2 (b) に示すように，直交する E 及び H のもとでは，各軌道の中心は電子も正孔も同じ向きにドリフトしてゆく。例えば図 4.2 (a) のバルク電流 J_v に寄与する閉軌道の運動は，より正しく描けば図 4.2 (b) のように変更される。即ち，軌道の中心はドリフトでその向きに移動するが，散乱体が存在しない限りいつまでも同じ向きに運動して行く。この軌道の中心は散乱体との散乱により電場と反対方向に $2r_H$ の程度の距離だけシフトする大きい確率をもつ。

今図 4.2 (b) において，表面付近での電子の運動について考える。この場合 $z=d$ の面と $z=0$ の面とを分けて考える必要がある。まず $z=d$ の面近くでは，skipping orbit の軌道中心は試料の内側から外側へとドリフトし

なからも表面にそって進んでいく。この意味では平均自由行程の間表面電流として寄与する。一方 $\xi = 0$ の面の表面近くでは, skipping orbit の中心は試料の外側から内側へとドリフトしながら表面にそって運動していくが表面への入射角で決まるある skipping 回数後では軌道は表面を離れて閉軌道に変わるので, 試料電流に逆方向の寄与をするこの面での表面電流の大きさ $|J_s|$ は他面の J_s に比べてずっと小さくなるものと考えられる。それ故 $\xi = d$ の面 (質量流の向う方の面) にのみ表面電流 J_s が存在することになる。さらに H または E の反転に対して質量流の方向が反転することから, 表面電流 J_s は H または E の反転に際し、一方の面から他方の面に移行するものと考えられる。

4.1.1.3 拡散サイス効果

これまでではもっぱら skipping orbit による表面電流 J_s について考察してきた。この節では、電子及び正孔のドリフトによる質量流が表面付近で逆向きの拡散流を引き起こし、これに対する静磁場の作用で表面付近に拡散電流が生ずることを考察する。(図4.3)

横磁気抵抗の配置において電子と正孔の数が同数個存在することからローレンツ力により ξ 方向に質量流が生じ、表面においては、電子と正孔の再結合が生じる。そして ξ 向き

の濃度差によって一方向の向きの拡散による質量流が生じる。これら3つの因子によって方向に図4.3(b)のような担体の濃度勾配が平衡的に生じる。この濃度勾配領域の深さが試料の厚さ d に対して無視し得ないときサイネ効果としてこれに付随した現象があらわれる。

一方向の拡散流に着目すると、ローレンツ力によって図4.3(a)のように正孔と電子が X 方向及び $-X$ 方向に夫々分離して電場方向の電流になる。Hattori¹⁷⁾によれば、その拡散電流 J_s' は次式で与えられる。

$$J_s' = -e D_{\xi} \left[\frac{\partial f_e(\xi)}{\partial \xi} \right] \quad (4.7)$$

ここで $f_e(\xi)$ は電子の担体濃度であり、 ξ のみの関数である。 D_{ξ} は拡散係数で、高磁場では H^2 に比例する。図4.3(b)において $f_e(\xi)$ が $\xi=0$ に関して反対称であることから、 J_s' は(4.7)より $\xi=0$ に関して対称になる。即ち、図4.3(c)のように拡散電流 J_s' は $+x$ の側面と $-x$ の側面で同じ向きに同じだけ流れることになる。図4.4は拡散効果による表面流を直観的にあらわしている。この電流 J_s' は両側面に平行に流れ、 H または E の反転に対して、その絶対値は変化しない。

この効果の实在については§4.2.3.2で述べる。

4.1.1.4 静的表皮効果と拡散サイネ効果

果の比較

§ 4.1.1.2 及び § 4.1.1.3 における考察より次の2点が明らかになった。即ち

(i) 静的表皮効果の場合には、表面電流は $\xi = \alpha$ または $\xi = 0$ の内の一方の面にのみ存在するが、拡散サイズ効果の場合には表面電流は $\xi = 0$ 及び $\xi = \alpha$ の面において同じだけ存在する。

(ii) 静的表皮効果の場合には、 H または E の回転に対して、表面電流路は $\xi = \alpha$ の面から $\xi = 0$ の面に、またはその逆に移行するが、拡散サイズ効果の表面電流路は両側にあるので変化しない。

4.1.2 磁気量子振動の新しい観測法についての理論的考察

4.1.2.1 起電力の発生 $\times \mathcal{E} = \mathcal{E} \mu$

この節では § 4.1.1.2 の静的表皮効果または § 4.1.1.3 の拡散サイズ効果に伴う表面電流が存在する場合に、§ 2.2.4 の測定配置で検出コイルにどのような $\times \mathcal{E} = \mathcal{E} \mu$ で、どのような性質の起電力が発生するかを主として理論的立場から考察する。

まず静的表皮効果による表面電流が存在する場合の検出コイルに生ずる起電力について考察する。今試料に交流電場が印加されている場合を考える。§ 4.1.1.2 より、当初考えた

ことは H が一つの向きに向いているときには、表面電流 J_s はその方向の質量流の向う片側の面にのみ存在することになり、 H の向きを反転したときには質量流の向きも反転しもう一方の面に表面電流が流れる。このため交流電場のもとでは、図 4.5 (a) に示すように J_s は交流の半波ごとに一面、他面に交互に振り分けられる。従って時間平均してみれば H に垂直な一つの環路交流が試料に流れていることと実質的に相似となる。 J_s は図 4.5 (b) のように夫々半波整流の形をもつが、試料内部を半分ずつ囲む形で流れるため、環路的な交流電流の内側には図 4.5 (b) の ϕ という磁束が発生する。 ϕ_1 と ϕ_2 の夫々の集中している場所は環路の中心から $+x$ と $-x$ に幾分外れた所と考えられる。図 4.6 (a) は交流の環路電流によって生じる磁束の時間変化である。環路電流が試料内をいつも同じ方向に環流していることから、磁束の発生する向きはいつも同じ方向である。以上のモデルに従えば、§ 2.2.4 における測定配置において検出コイルに誘起する起電力 V は図 4.6 (a) の磁束の時間微分として得られる。これが図 4.6 (b) に示されている。ここで T は試料に流す交流電流の周期である。図 4.6 (a) で $0 \leq t \leq (T/2)$ において試料内に発生する磁束を ϕ_1 とし、 $(T/2) \leq t \leq T$ において発生する磁束を ϕ_2 とすると、 $\phi_1 = \phi_2$ のときには V は周期 $T/2$ の周期関数となる。こ

の状態において f [Hz] の Lock-in では信号は出てこず、 $2f$ [Hz] の Lock-in によって始めて現われる。今 $\phi_1 \neq \phi_2$ の場合を考える。この場合の磁束変化が図 4.6 (c) に示されている。図 4.6 (d) はこれを時間微分したもので、検出コイルに誘起される起電力の時間変化を示している。図中 \bar{V} としたのは、 $\phi_1 = \phi_2$ の場合の V の値である。 f [Hz] で Lock-in して得られる信号は $(V - \bar{V})$ に対応している。これは図 4.6 (e) に示すように周期 T の周期関数である。この信号は $2f$ の Lock-in 検知によって得られる信号に比べてずっと小さい。

事実は § 3.1 で述べた如く f [Hz] の Lock-in でのみ信号は生じ、 $2f$ では不感であるから上述の説明は修正を要する。

次に拡散サイノ効果による表面電流が存在する場合、検出コイルに起電力が発生するかどうかを検討する。この場合図 4.3 (c) のように拡散電流 J_s が $+z$ の側面と $-z$ の側面で同じ向きに同じだけ流れる。そのため J_s が試料のバルク部分につくる磁束は両側から打ち消し合うことになり、検出コイルに起電力は生じないと考えられる。但し図 4.3 (b) のような濃度勾配があるために、skipping orbit による J_s が生ずる側面において表面付近での担体濃度 n_s がバルクでの担体濃度 n_v よりも大きくなる。このため skipping orbit による J_s が累進

されることが予想される。以上より図 4.5 (a) のようなコイルで信号を検知する場合、この効果は副次的なメカニズムとしてのみ作用すると考えられる。

4.1.2.2 表面電流の磁場依存性

前節において、検出コイルに起電力の発生するメカニズムについて才し近似的に考察をした。起電力は静的表皮効果に伴う表面電流 J_s に比例するものと考えられる。ビスマス中を流れる電流として、表面電流 J_s 及びバルク電流 J_v の二種類が存在し、オームの法則の成立していることが確かめられていることから、次式が成立する（等価回路は図 4.7）。

$$J = J_s + J_v = \text{一定} \quad (4.8)$$

$$J_s = G_s E, \quad J_v = G_v E \quad (4.9)$$

表面近傍での電子の相体密度を n_s 、また内部での電子の相体密度を n_v とすると (4.4) 及び (4.5) より J_s 、 J_v の比は近似的に、

$$\frac{J_s}{J_v} = \frac{n_s r_H}{n_v d} \frac{(l^2/\tau)}{(r_H^2/\tau)} = \frac{n_s}{n_v} \frac{l}{d} \left(\frac{l}{r_H} \right) \quad (4.10)$$

で与えられる。一つの軌道については、skipping orbit からの電流への寄与の方が内軌道からの寄与に比べてはるかに大きいとしても、 J_s と J_v のどちらが大きいかは断言出来ない。(4.8) 及び (4.9) より J_s 及び J_v は夫々、

$$J_s = \frac{J}{1 + \frac{G_v}{G_s}}, \quad J_v = \frac{J}{1 + \frac{G_s}{G_v}} \quad (4.11)$$

上式から J_s の磁場依存性 (磁気量子振動部分及び非振動部分) は以下の考察のように G_v/G_s の磁場依存性から出てくる。

(1) specular 反射の場合の表面コンダクタンス G_s の非振動部分

G_s は (4.4) によると H^+ に比例しているが、ここではより詳しく、specular 反射の確率を入れた場合の磁場依存性について議論する。今モデルとして図 4.8 (a) のような skipping orbit を考える。電子は時刻 $t = \lambda_i$ ($i=1, 2, \dots$) において $z=0$ の面に確率 η をもって specular 反射するものとする。Azbel' 及び Peschanskii²⁰⁾ に従えば、この skipping orbit の表面電流への寄与 j_x^s は次式で与えられる。

$$j_x^s = C \frac{v_F \eta (\chi(\lambda_i) - \chi(\lambda_{i+1})) E_x}{1 - \eta \exp(-\delta\lambda/\tau)} \quad (4.12)$$

ここで C は常数である。

今図 4.8 (b) のような反射角 ϕ を考える。弧状経路 \widehat{AB} において $\overline{OA} = \overline{OB} = r_H$ であるから、

$$\widehat{AB} = 2\phi \cdot r_H, \quad \overline{AB} = \chi(\lambda_i) - \chi(\lambda_{i+1}) = 2r_H \sin\phi$$

$$\delta\lambda = \frac{2\phi}{2\pi} \cdot T = \frac{2\phi}{\omega_c}$$

specular 反射係数 ρ が ϕ に依存しているもの
とすると, j_x^s は次式で与えられる。

$$j_x^s = \frac{C_2 \nu_F \rho(\phi) (v_H \cdot \sin \phi)}{1 - \rho(\phi) \exp(-2\phi/\omega_c \tau)} E_x \quad (4.13)$$

ここで C_2 は常数である。反射係数 $\rho(\phi)$ につい
て付言する。電子が表面で specular 反射をす
るには, そのド・ブロイ波長が表面の荒さよ
りもずっと長いことが必要である。ド・ブロ
イ波長 λ_g は, p_F をフェルミ運動量とすると
 $\lambda_g = (h/p_F)$ で与えられる。表面に平行な方
向のド・ブロイ波長の成分は $\lambda_{\parallel} = (h/p_F) \cos \phi$
で与えられる。 $\phi \rightarrow \pi/2$ で $\lambda_{\parallel} \rightarrow 0$ となり

specular 反射の条件は満足されなくなる。そ
れ故 $\phi = 0$ から $\pi/2$ になるに従って表面での電
子の散乱は specular から diffusive にかわる。
即ち, ρ は 1 から 0 に移る。

表面から深さ r_H に存在する skipping orbit
の表面電流への寄与の和 J_x^s は次の量 L_s に比例
する。

$$L_s = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\phi \frac{\gamma \rho(\phi) \sin \phi}{1 - \rho(\phi) \exp(-2\gamma \phi)} \quad (4.14)$$

ここで $\gamma = H/H_0$ で H_0 は $\omega_c \tau = 1$ となる磁場
強度である。緩和時間 τ は Dingle 温度 T_D から
得られるものをを用いる。図 4.9 (a) は $\rho(\phi) = \rho$
= 一定として, ρ をパラメータとして変えて
いったときの L_s の磁場依存性である。ビスマ
スの x 軸方向の正孔の極値断面積に関して,

H_0 は次式で与えられる。

$$H_0 = 1.496 \times 10^3 T_D \text{ [Oe]} \quad (4.15)$$

ここで T_D の単位は [K] である。図 4.9 (b) は $f(\phi)$ が次式を満たすとして、 ϕ_0 をパラメータとして変えていったときの L_s の磁場依存性である。

$$f(\phi) = \begin{cases} 1 & (\phi \leq \phi_0) \\ 0 & (\phi_0 < \phi) \end{cases} \quad (4.16)$$

図 4.9 (a) (b) において $f \approx 1$ のとき、少くとも $(H/H_0) \geq 5$ の磁場領域で L_s は磁場の値に関係しない一定値 (キ 0) に近づく。これは (4.4) の簡単な表式の示す傾向 - 高磁場でゼロに近づく - とは違っている。この違いは (4.4) の考察が素朴すぎることを意味する。

実験している磁場領域 ($H/H_0 \approx 10 \sim 20$) では G_s の非振動部分は磁場にあまり依存せずむしろ一定値に近くなると考えられる。

(2) 表面コンダクタンス G_s の量子振動部分

電子が表面にそって skipping する場合、電子のエネルギー ε は以下の量子化条件から決まる。即ち、実空間での skipping orbit の一つの弧と表面で囲まれる面積を $S_r(\varepsilon)$ とすると、 $S_r(\varepsilon)$ は

$$S_r(\varepsilon) = \frac{2\pi c h}{e H} \left(n + \frac{3}{4} \right) \quad (4.17)$$

となるように量子化されている。ここでは整数である。図4.2(a)のように磁場一定の条件下で電場を無視して $S_r(\epsilon)$ の系列が一義的に決まる場合には、いわゆる磁気表面準位が生ずるはずである。しかるに図4.2(b)に示すように skipping orbit の中心は試料の内部から外側に向かってドリフトしている。このため skipping orbit と表面とによって囲まれる面積 S_r は、時間とともに刻々と変化していることになる。従って $S_r(\epsilon)$ が磁場値を一定にしても定常にならないことから、電子のエネルギー準位は broad になっていると考えられる。(エネルギー準位はバルク内のランダウ準位のよう discrete ではなく、バンド的になっている。) 以上のような定性的な理由により G_s 自体の量子振動はないと考えられる。

(3) バルクコンダクタンス G_v の非振動部分

G_v の非振動部分については、既に(4.5)においてそのオーダーの評価を行っている。(4.5)に従えば G_v は H^{-2} に比例する。) 実際 Azbel' 及び Rakhmanov²⁷⁾ によれば、ボルツマンの輸送方程式により精確に解いても、やはり同様の結果が得られることになる。

(4) バルクコンダクタンス G_v の量子振動部分

バルク内での閉軌道上を周回する電子のエネルギーは、表面での場合と違いランダウ準位に分離している。今閉軌道上を運動している電子について考える。散乱が全くない場合には電子は軌道上を phase coherence 性を保ちながら周回している。き方向のドリフトは k 空間では原点をずらせた周回軌道に対応する。軌道上の一点に何らかの散乱体（不純物・欠陥・フォノン）が存在する場合、散乱によって電子は軌道中心が異なる別の軌道にシフトする。このようなシフトの和がバルク電流を形成している。従ってバルク電流の大きさは電子の散乱確率に比例しており、それはまた電子の状態密度 $N(\epsilon_F, H)$ に比例していると考えられる。ここで $N(\epsilon_F, H)$ は自由電子の場合次式で与えられる。

$$N(\epsilon_F, H) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{2m_0}{\hbar^2} \right)^{3/2} \times \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\hbar\omega_c}{\left[\epsilon_F - (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \right]^{1/2}} \quad (4.18)$$

ここで n_0 は (4.18) の分母の根号の中が正となる一番大きな正整数である。状態密度 N の磁場依存性を図 4.10 に示す。状態密度はランダウ準位がフェルミ・エネルギーと交差する磁場において最大となる。 G_V の量子振動部分 \tilde{G}_V が N に比例していることから、 \tilde{G}_V は対応する磁場において極大となる。

(5) 表面電流 J_s の磁気量子振動

表面電流 J_s が (4.11) により G_v と G_s であらわされることから, \tilde{G}_v が J_s に直接反映されるものと考えられる。(1) から (4) までの議論で得られたことを要約すると次の通りである。

- (i) G_s は近似的に磁場に依存しない一定値をとる。(但し $q \approx 1$)
- (ii) G_v の非振動部分は H^{-2} に比例した磁場依存性をもつ。
- (iii) G_v の磁気量子振動部分は, ランダウ準位とフェルミ・エネルギーが交差する磁場において状態密度の極大が生ずることに起因し $1/H$ に関して周期的に変動する。

このような G_v 及び J_s の磁場依存性についての schematic な様子が 図 4.11 (a) に示されている。ここでは $G_v \gg G_s$ と $G_v \ll G_s$ の2つの場合について示した。 $G_v \gg G_s$ の場合には, 非振動部分に比べて振動部分からの寄与が相対的に大きくなる。 J_s の最も注目すべき特徴は, ランダウ準位がフェルミ・エネルギーと交差する磁場において谷となることである。図 4.11 (b) に検出コイルに得られた信号を例示する。実験 (§ 3.1) との比較は § 4.1.5 で行う。

4.1.3 ヒスマスの表面電流効果の別証 — 磁気抵抗テンソルの異方性の測定と電流路分布との関係

§ 4.1.2 での静的表皮効果による $\mu \neq \mu_0$

に従えば、図4.4 (b)に示す如く、検出コイルに発生する電圧を交流電流振動数の2倍ハーモニックスで Lock-in した場合には、るかに大きな信号が得られるはずとなり、実験と合わない。しかし検出コイルに起電力が発生するのは試料に表面電流が存在するためであるという立場は、上述の不一致点は未解決として、変更を要しないと考えられる。その別証は検出コイルによるもの以外の測定から直接得られる。即ち、横磁気抵抗に関する種々の測定結果に対する解釈である。

(1) 試料の表面状態の変化及び電圧プローブの位置の変化に伴い、磁気抵抗値がどのように変わるのか、

(2) 磁場または電場の反転に対して磁気抵抗値がどのように変わるのか、

に留意しつつ、

(a) 直流電流を X 軸方向に流し、磁場を Y Z 面内 (特に $H \parallel Z$) に印加する場合の $P_{xx}(H)$ 、

(b) 直流電流を Y 軸方向に流し、磁場を Z X 面内 (特に $H \parallel Z$) に印加する場合の $P_{yy}(H)$

の2つの場合について解析した。(a)及び(b)

の夫々の場合に得られた実験結果を【試料内に不均一電流の生ずる場合、電圧プローブが電流密度の大きい部分に接触している場合にはプローブ間に大きい電位差が生じ、電流密度の小さい部分に接触している場合には小さい電位差しか生じない。】という原理に

従って解釈し、試料内を流れる電流路の分布の詳細を検討した。以下にその結果を列記する。

4.1.3.1 電流路分布 - $H \parallel z$, $I \parallel x$ の場合 -

図 3.24, 3.25 ($H \parallel z$, $I \parallel x$, $T=1.5 \text{ K}$) の特徴を要約すると次の通りである。

- (i) $\rho_{xx}(z)$ は同一の条件下 (温度, 磁場, 電流に関して) でも, $+Y$ プローブで測定する場合と $-Y$ プローブで測定する場合とは非常に異なる値をとる。
- (ii) Y プローブによる測定において, $\rho_{xx}(z)$ は磁場反転に対して非対称となる。即ち $+Y$ プローブの場合には, $+H$ 側 ($H \parallel z$) で大きく, 逆に $-H$ 側 ($H \parallel -z$) では小さくなる。 $-Y$ プローブの場合には, $+H$ 側では小さく, $-H$ 側では大きくなり, $+Y$ プローブの場合と全く反対になる。
- (iii) 図において, 点線は実線に対し電流の向きを反転した場合の測定結果である。実線と点線が横軸に関して折り返した形をもつことから, 電流方向の反転に対して非対称性は生じない。

次に図 3.18 (a) (b) (c) の特徴を要約すると次の通りである。

- (iv) z プローブによる測定において, $\rho_{xx}(z)$ は磁場反転に対して対称である。

(V) Zプロローブによる $\rho_{xx}(z)$ の値と Yプロローブによる $\rho_{xx}(z)$ の値とを比較した場合, Zプロローブによる値の方が大きな値をとる。

(i) より (V) までの実験事実を解釈すると次のようになる。

(A) $I \parallel X$, $H \parallel z$ の場合, 電流は試料の相対する面 ($z \times X$ 面) の内一方の面 (+Y 軸方向の $z \times X$ 面) に, また $I \parallel X$, $H \parallel -z$ の場合, 電流は試料の相対する面 ($z \times X$ 面) の内反対側の面 (-Y 軸方向の $z \times X$ 面) に片寄り, 表面電流を形成する。

(B) 電流方向を反転した場合にも, 電流を順方向に流す場合と同様, 表面電流は $H \parallel z$ の場合には +Y 軸側の $z \times X$ 面近傍を, また $H \parallel -z$ の場合には -Y 軸側の $z \times X$ 面近傍を流れる。換言すると, 表面電流の片寄りは磁場反転に対してのみ変化し, 電流反転に対して変化しない。

(C) (iv) より Zプロローブの測定で $\rho_{xx}(z)$ が磁場反転に対して対称であることと (A) とは両立する。即ち, 磁場反転に対して Zプロローブ付近 (試料の X Y 面の中心付近) での電流路は表面電流の移行に伴う種々の影響をほとんど受けない。

磁場が Y 軸方向に印加されている場合には, 図 3.18, 3.19 に示されているように丁度 Yプロローブと Zプロローブの役目は反対になる。即

ち、 $\rho_{xx}(Y)$ は磁場反転に対して、 Z 方向の場合には非対称に、また Y 方向の場合には対称になる。

上述の議論は $H \parallel Z$ の場合に限られていたが、磁場を Y 面内の種々の方向に印加した場合にも、“表面電流路は磁場反転に対してのみ変化し、電流反転に対しては変化しない”、という実験事実の成り立つことが § 3.2.1 の実験結果より明らかになった。

4.1.3.2 電流路分布 — $H \parallel Z$, $I \parallel Y$ の場合 —

$H \parallel Z$, $I \parallel Y$ の場合の横磁気抵抗は $H \parallel Z$, $I \parallel X$ の場合のそれと非常に異なる。図 3.30, 3.31, 3.34 及び 3.35 の実験結果を要約すると次の通りである。

(vii) $\rho_{yy}(Z)$ は $+X$ 方向でも $-X$ 方向でも、磁場反転に関して対称であり、 Z 方向の場合にも、磁場反転に対して対称である。

(viii) $\rho_{yy}(Z)$ は X 方向と Z 方向で同じ値を示す。

(ix) 電流方向の反転に対して、 $\rho_{yy}(Z)$ の磁場反転に関する対称性は変わらない。

前述の基本原理をもとにして (vii)~(ix) を解釈すると次のようになる。

(d) 実質的な表面電流は存在せず、電流は試料の長さ方向に平行かつ一様に流れる。電流

路は H または E の反転に対して不変である。磁場が $H // Z$ と限らず YZ 面の種々の方向に印加される場合にも (b) の成り立つことが § 3.2.2 の実験結果より明らかになった。

横磁気抵抗の解析より (A) から (b) までの実験事実が得られた。ここで特に注目すべきことは、(B) の電場反転に対して電流路が移行しないという重要な現象が実験的に確かめられたことである。これ以外の実験事実と § 4.1.1.2 より導かれた結果との比較より、(a) $H // YZ$ 面, $I // X$ ($T=1.5K$) の測定配置では静的表皮効果の生じていることが確実で、また (b) $H // ZY$ 面, $I // Y$ ($T=1.5K$) の測定配置では静的表皮効果の生じていないらしいことが想像される。ここで問題となるのは、何故 (a) の場合にのみ静的表皮効果が生じ、(b) の場合には生じないかということである。このため次節では静的表皮効果の成立条件を検討し、これが (a) 及び (b) の夫々の場合で成り立っているかどうかを吟味する。

4.1.3.3 ビスマスにおける静的表皮効果の存在の可能性

§ 4.1.1.1 及び § 4.1.1.2 において既に述べたように、静的表皮効果が存在するためには少なくとも次の2つの条件が満たされている必要がある。即ち、

(1) 電子と正孔が同数個存在すること。

(2) 直交する E 及び H のもとで、 $E \times H$ 方向に質量流が存在すること。

ヒスマスの場合、既に(1)の条件は満たされている。(2)の条件が満たされているかどうかは、各担体 (a, b, c 電子及び h 正孔ポケット) のドリフト速度 (v_a, v_b, v_c 及び v_h) の空間分布を詳しく検討することにより判定できる。

今 n を各電子フェルミ面あたりの電子数とし、 $v = 3v_h - (v_a + v_b + v_c)$ とすると、 $j = nev$ は試料の横断面におけるドリフト電流を意味する。A3において、ヒスマスの荷電担体の横磁場中でのドリフト速度の一般論を述べてある。その結果を用いてドリフト速度の空間分布を、(1) $E \parallel X, H \parallel YZ$ 面、(2) $E \parallel Y, H \parallel ZX$ 面、の2つの場合について考察する。

(1) $E \parallel X, H \parallel YZ$ 面の場合

図4.12に磁場が YZ 面内の一定方向を向いているときの、 a, b, c 電子及び正孔のドリフト速度を図示する。ここで円の半径 r は $r = cE/H$ である。図4.13にはドリフト電流を生ずる速度ベクトル v の H に平行な成分と $E \times H$ に平行な成分の角度依存性が示されている。この図の特徴は、

(i) YZ 面の任意の磁場方向について、 $E \times H$ に平行な v の成分がいつもゼロであるという

ことである。但し質量流 ($3v_h + v_a + v_b + v_c$) については, 図 4.12 から明らかなように $E \times H$ の方向にいつも存在する。H に平行な v の成分は, Z 軸及び Y 軸方向以外の方向ではゼロとは異なる値をとる。

(2) $E \parallel Y$, $H \parallel ZX$ 面の場合

図 4.14 に磁場が ZX 面内の一定方向を向いているときの, a, b, c 電子及び正孔のドリフト速度を図示する。図 4.15 には $v = 3 \cdot v_h - (v_a + v_b + v_c)$ の H に平行な成分と $E \times H$ に平行な成分の角度依存性が示されている。この図の特徴は

(ii) $H \parallel ZX$ 面の場合, $H \parallel YZ$ 面の場合とは異なり, $H \parallel ZX$ 以外のどの磁場方向でも $E \times H$ 方向の成分がゼロではないということである。このことは $E \times H$ 方向に正味のドリフト電流が流れようとすることを意味しており, 電子及び正孔が同数個存在し, かつ両方ともフェルミ面が球であるという, 素朴なモデルの場合, 磁場方向に無関係に $E \times H$ の方向に質量流のみが存在するということと著しく異なる点である。

(i) 及び (ii) をまとめると, $E \times H$ 方向に質量流の存在する磁場方向は, (i) YZ 面内の任意の方向と (ii) ZX 面内の Z 軸方向, の 2 つである。以上の考察により, $H \parallel YZ$ 面 ($E \parallel X$) の場合には任意の磁場方向について静的表皮

効果の存在することが、また $H \parallel Z$ 面 ($E \parallel Y$) の場合には、 Z 軸方向を除く任意の磁場方向について静的表皮効果の存在しないことがビスマスのフェルミ面の異方性からも予想される。

この結果の大半は §4.1.3 において得られた実験結果により支持されている。唯 (b) で磁場が正確に Z 軸方向を向く場合のみについては、この計算では静的表皮効果の存在を予想しているが、実験では §4.1.3 よりこの効果の存在しないことがわかる。この不一致の理由については未だ明確ではない。

4.1.3.4 一般化されたホール・テンソル - 質量流の検証

前節の (i) 及び (ii) との関連において (i) $H \parallel Y$ Z 面, $E \parallel X$, $T=1.5\text{ K}$, (ii) $H \parallel Z$ 面, $E \parallel Y$, $T=1.5\text{ K}$ の配置での一般化されたホール・テンソル ($\rho_{ij}(H)$, $\vec{j} \parallel E$) の測定結果についての簡単な考察を行う。図 3.41 (a) は $T=1.5\text{ K}$ での (i) の配置での $\rho_{yx}(H)$ の磁場角度依存性であり、図 3.45 (a) は (ii) の配置での $\rho_{xy}(H)$ のそれである。図 3.41 (a) と図 3.45 (a) を見比べて著しく異なる点は、図 3.41 (a) ではホール・テンソルは反対称 ($\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$) であるが、図 3.45 (a) では対称 ($\rho_{xy}(-H) = \rho_{xy}(H)$) であるということである。対称性だけに話を限るならば A1 のホルツマンの輸送理論から導か

れる結果と一致する。

まず $\rho_{yx}(z)$ の大きさについて考察する。試料に外部から電場 E ($\parallel X$) 及び磁場 H ($\parallel Z$) を印加するとき、§ 4.1.3.3 で述べたように (図 4.12 (a) の $\theta = 0^\circ$ の図参照), 正孔は Y 軸方向に、 a 及び b, c ポケットは夫々 YZ 面内の Z 軸より $+160^\circ$ の方向及び $+30^\circ$ の方向にドリフトする。このため Y 軸方向にのみ質量流が存在することになる。このことは $A1$ より $\sigma_{yx}(z) \simeq 0$ であることを意味する。これと $\rho_{yx}(z)$ が近似的に $\rho_{yx}(z) = -\sigma_{yx}(z) / \sigma_{xx}^2(z)$ で与えられることから、 $\rho_{yx}(z)$ は対角成分 $\rho_{xx}(z)$ 及び $\rho_{yy}(z)$ に比べて非常に小さくなることが期待される ($A1$ において、 $H = 15 \text{ kOe}$, $\tau_e = 9 \times 10^{-12} \text{ sec}$, $\tau_h = 6 \times 10^{-12} \text{ sec}$ としたとき、 $\rho_{xx}(z) = \rho_{yy}(z) \simeq 4 \text{ m}\Omega \text{ cm}$, $\rho_{yx}(z) \simeq 0.02 \text{ m}\Omega \text{ cm}$)。所が実測では $[\rho_{yx}(z)]_{\text{exp.}} \simeq 40 \text{ m}\Omega \text{ cm} \simeq 500 [\rho_{yx}(z)]_{\text{calc.}} (H = 15 \text{ kOe})$ で近似的に対角成分の値とほぼ同じくらいの大きな値となる。この不一致の理由については現段階において未詳であり、本研究における問題点の一つである。

次に $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ ($H \parallel YZ$ 面) の物理的意味について考察する。図 4.13 に H 方向及び $E \times H$ 方向のドリフト速度成分の YZ 面内での角度依存性が示されている。図 4.16(b) はこの図をもとにして、 $H \parallel YZ$ 面の場合の磁場反転に対して各ドリフト速度の成分がど

のように変化するかを模式的に示したものである。E × H 方向のドリフト速度成分は磁場方向の \hat{y} かんに関わらずゼロである。図 4.12 より、同一方向に必ず質量流の存在することがわかる。この質量流は磁場反転に対して、その方向もまた反転する。(尚、H 方向のドリフト速度成分 $\vec{O}\vec{G}$ についてもまた磁場反転に対して反転する。) 以上より、これと A1 における議論から、直ちに $\sigma_{yx}(-H) = -\sigma_{yx}(H)$ であることが期待される。このことはまた $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ であることを意味する。それ故この反対称性はフェルミ面の異方性のみから出てくると考えてよい。

次に $\rho_{xy}(-H) = \rho_{xy}(H)$ ($H \parallel \Sigma X$ 面) の物理的な意味について考察する。図 4.16(a) は $H \parallel \Sigma X$ 面の場合の磁場反転に対してドリフト速度ベクトルがどのように変化するかを示したものである。図において $\vec{O}\vec{A}$ 及び $\vec{O}\vec{B}$ は夫々 $\tau + H$ に対する H 方向及び $E \times H$ 方向のドリフト速度である。対称軸方向以外はいずれもゼロではなく、磁場反転に対して、H 方向の成分は反転して $\vec{O}\vec{B}$ となるが、 $E \times H$ 方向の成分 $\vec{O}\vec{B}$ はそのまま変化しない。このことから $E \times H$ 方向のドリフト電流の成分が磁場反転に関して不変であることと $\rho_{xy}(-H) = \rho_{xy}(H)$ との間には密接な関係のあることが定性的に理解できる。この意味において対称性はフェルミ面の異方性のみから出てくると考えてよい。

4.1.4 磁気量子振動の新しい観測量 - 検出コイルに発生する起電力と 表面電流との関係

横磁気抵抗から得られた表面電流効果に関する実験結果に基づいて,

(a) 交流電流 $\hat{I} \parallel X$, $H \parallel YZ$ 面 ($T=1.5\text{K}$) の配置での試料の XY 面に置かれた検出コイルに発生する起電力 ($V_{zx}(H)$)

(b) 交流電流 $\hat{I} \parallel Y$, $H \parallel ZX$ 面 ($T=1.5\text{K}$) の配置での試料の XY 面に置かれた検出コイルに発生する起電力 ($V_{zy}(H)$)

の2つの場合について, § 3.1.1 の実験結果の物理的意義を考察する。検出コイルに起電力の発生するメカニズムとして, 試料内での表面電流効果によるという解釈が妥当とするならば, (a) の場合には検出コイルに大きな起電力が期待され, また (ii) の場合には起電力は発生しないものと考えられる。ここでは特に検出コイルに発生する起電力と表面電流との関係について考察する。

4.1.4.1 $V_{zx}(H)$ - $H \parallel YZ$ 面 -

検出コイルに発生する起電力 $V_{zx}(H)$ の測定結果が § 3.1.2.1 に示されている。 $V_{zx}(H)$ の特徴 (図 3.10) を要約すると次の通りである。

(i) $V_{zx}(H)$ は検出コイルに生ずる交流電圧を試料に流した交流の周波数 f で Lock-in して得られる直流信号で, 磁気量子振動部分が顕

著にあらわれる。2f で Lock-in をする場合
には直流信号はゼロである。

- (ii) $V_{zx}(H)$ の非振動部分は磁場反転に関して非
対称である。(特に $H \parallel z$ 近傍では H の反転
に関してほぼ反対称になる)。尚、振動部分に
ついては、 H の反転に関して対称である。
- (iii) $V_{zx}(H)$ の磁気量子振動部分の振幅は $H \parallel z$
で最も大きく、 $H \parallel y$ では最も小さくなる。
- (iv) 鋭い dip が $H \equiv 0$ において存在する。

まず (i) を考える。図 4.17 は § 4.1.3 より求
められた $H \parallel z$ の場合の、 E 及び H の反転に
対する表面電流の位置及び方向を示す。磁場
を $+H$ ($\parallel z$) の一定値に固定させておき電場
方向を正反転させる場合を考える。図 4.17 (a)
において $+E$ の電場に対して電流の大部分は
 $z = d$ 付近を $+x$ 軸方向に流れる。この場合
 $+z$ 軸方向に $+\phi$ の磁束が発生する。また $-E$ の
電場に対しては電流の大部分は $z = d$ 付近を
 $-x$ 軸方向に流れる。この場合 $+z$ 軸方向に $-$
 ϕ の磁束が生ずる。従って試料の x 軸方向に
交流の正弦波電場を印加した場合には、試料
内部の $+z$ 軸方向に印加した交流電流と同じ
周波数の正弦波磁束が生ずることになる。(
図 4.17 (c))。検出コイルに生ずる起電力が磁
束の時間微分を与えられることから、起電力
 V は周波数 f の正弦波電圧 ($V \propto \sin(2\pi ft)$)
である。それ故 1f で Lock-in した場合には信

号が現われるが、 $2f$ で Lock-in した場合には信号は出てこない。

次に (ii) を考える。図 4.17 (b) において磁場を $-H$ の一定値に固定させておき電場方向を正反転させる場合を考える。 $+E$ の電場に対して電流の大部分は $\omega = 0$ 付近を $+X$ 軸方向に流れる。この場合 $+Z$ 軸方向に $-\phi$ の磁束が生ずる。また $-E$ の電場に対して電流の大部分は $\omega = 0$ 付近を $-X$ 軸方向に流れる。この場合 $+Z$ 軸方向に $+\phi$ の磁束が生ずる。(図 4.17 (d))。それ故 $+H$ の場合と $-H$ の場合とは、磁束 ϕ の位相が反転することがわかる。従って (i) の場合と同様に検出コイルに生ずる起電力は周波数 f の正弦波電圧であるが、位相は π だけ異なる。 $(V \propto \sin(2\pi ft + \pi))$ 。従って f で Lock-in したときの信号の符号は、 $+H$ の場合と同じ信号と符号が逆になる。図 3.10 において Z 軸近傍での $V_{zx}(H)$ が、磁場反転に対して正確に反対称とはならないのはコイルの配置の不正確さによる。このことは図 3.12 の実験結果から直接確かめられる。(図 3.12 において、コイルの位置を試料の XY 面の中心からずらせることにより、(i) 磁気量子振動の振幅がしだいに小さくなり、(ii) 非振動部分の磁場依存性が大きく変化する。)

次に (iii) を考える。A2 においてホルツマン輸送理論の成立下での、 $H // YZ$ 面の場合の XY 面内における正孔電流及び電子電流の分

布について論じた。§4.3 に示すようにホルツマンの輸送理論は $T=1.5\text{K}$ ではもはや成立しないので、A2の結果をそのまま適用することには問題があるが、一応 $H\parallel Z$ と $H\parallel Y$ での電子・正孔電流の成分を比べてみよう。図4.18は XY 面内における正孔電流及び電子電流の分布の計算例である。正孔電流ベクトルと X 軸とのなす角度を φ_h 、電子電流ベクトルと $-X$ 軸とのなす角度を φ_e とすると、 $H\parallel Z$ では $\varphi_h = 90^\circ - \delta$ 、 $\varphi_e = 90^\circ + \delta'$ (但し δ 及び δ' はきわめて小さい。) となり、電流方向 (X 軸) と各担体電流の進行方向とは直角に近く傾く。一方 $H\parallel Y$ では $\varphi_e \approx 0$ 、 $\varphi_h \approx 0$ となり、各担体電流は XY 面内に関して X 軸方向に平行に流れる。ホルツマンの輸送理論の成立しない $T=1.5\text{K}$ においても各担体分布の異方性が本質的に変わらないものと仮定すると、 $H\parallel Y$ では電流は試料内をかなり一様に流れるものと考えられる。それ故この場合には、試料内の有効な磁束はゼロとなり検出コイルに起電力は誘起されない。以上の結果は (iii) とコンシステントである。尚 $H\parallel Z$ では、電流の大半が表面を流れるという実験結果と $\varphi_h \approx 90^\circ$ であるということとの間には密接な関係があるものと考えられる。

最後に、(iv)の現象は $\omega_c \tau > 1$ の条件から $\omega_c \tau < 1$ の条件に変わるとき、換言すると、磁気量子振動がもはや消えてしまうような低

磁場において生じる。 $H=0$ における鋭い dip は別の実験, 即ち磁場変調法における $\partial^2 M / \partial H^2$ (ここで M は試料の磁化である) の測定においても観測される。このような現象を説明するメカニズムの一つとして Dolgoplov²⁸⁾ の提唱する surface current state の効果が考えられるが, 本研究の根本に關することではないので議論は省く。

4.1.4.2 $V_{zy}(H) - H // \Sigma X$ 面 -

検出コイルに発生する起電力 $V_{zy}(H)$ の測定結果が § 3.1.2.2 に示されている。 $V_{zy}(H)$ の特徴 (図 3.15) を要約すると次の通りである。

- (i) $V_{zy}(H)$ は検出コイルに生ずる交流電圧を, 試料に流した交流電流の周波数で Lock-in して得られる直流信号で, その磁気量子振動部分は $V_{zx}(H)$ に比べて非常に小さい。 ΣX 面内 0° ($+\Sigma$ 軸) より $\pm 40^\circ$ までの角度範囲における $V_{zy}(H)$ の非振動部分の値は; ΣY 面内の Σ 軸近傍での $V_{zx}(H)$ の非振動部分の値に比べてずっと小さい。また $2f$ で Lock-in をした場合の直流信号はゼロとなる。
- (ii) $V_{zy}(H)$ は磁場反転に対して対称である。
- (iii) $V_{zy}(H)$ の量子振動部分の振幅は ΣX 面内 $\theta = 40^\circ$ の磁場角度で最も大きくなる。
- (iv) 鋭い dip が $H=0$ において存在する。

まず (i), (ii) について考える。§ 4.1.3 の考察より $H \parallel Z$ の場合, H 及び E の反転に対して電流路は不変で, 試料の長さ方向に平行であることがわかった。このような状況下では, 従来の意味からすると起電力はいつもゼロであると考えられるが, $1f$ で Lock-in した場合にも信号が得られた。しかしこの現象は図 3.14 に示したように $T = 77\text{K}$ での $V_{zx}(H)$ ($H \parallel YZ$ 面) の磁場依存性にも生じている。少なくとも 77K の温度ではホルツマンの輸送理論の成り立つ (§ 4.3) ことがいえるから, 電流は試料の長さ方向に一様に流れているものと考えられる。このような状況下でも, 実際には図 3.14 に示されるように H の反転に対して対称的な起電力が生じる。このことは $T = 1.5\text{K}$ のもとで $H \parallel ZX$ 面の場合, 電流路が試料の長さ方向に平行であるということと検出コイルに $H = 0$ に関して対称的な信号が得られることと定性的には同一である。ともかく図 3.14, 3.15 の信号の生ずるメカニズムは未詳であるが, 信号の小さいことからすれば副次的なメカニズムであると考えられる。

次に (iii) について簡単に解れる。図 4.19 はボルツマンの輸送理論において, 図 4.18 と同じ H , T_e 及び T_h の条件下での X Y 面内における正孔電流及び電子電流の分布である。正孔電流ベクトルと Y 軸のなす角度を φ_h , 電子電流ベクトルと $-Y$ 軸のなす角度を φ_e とすると,

図 4.19 より正孔電流の Y 成分は磁場方向が $\theta = 40^\circ$ の場合, $\varphi_h \simeq 90^\circ - \varepsilon$, $\varphi_e = 90^\circ + \varepsilon$ となる。(但し ε , ε' はきわめて小さい。) φ_e 及び φ_h が 90° に近くなるような近くなるような磁場方向では, 表面電流からの全電流への寄与が最も大きくなるものと考えられることから, $V_{zy}(H)$ の量子振動の振幅が $\theta = +40^\circ$ で最も大きくなることは理解できる。

4.1.5 実験と理論との比較—磁気量子振動の新しい観測法における表面電流の性質—

§4.1.2.2 において, 検出コイルに生ずる起電力が表面電流 J_s に比例することを指摘した。この節では, §4.1.2.2 において考察された表面電流 J_s によりどの程度 §3.1.1 の実験結果が説明できるかを議論する。§4.1.3 及び §4.1.4 より $H \parallel YZ$ 面の場合にのみ静的表皮効果に伴う表面電流が存在することから, $H \parallel YZ$ 面の場合についてのみ考察する。

4.1.5.1 量子振動部分におけるオーム則の確認

表面電流 J_s は (4.11) において試料に流す全電流 J に比例している。 J_s の磁気量子振動部分の振幅が全電流 J の変化とともにどのように変化するかを考察する。

Miyake²⁹⁾ によれば magneto-conductance の

シュブ = ユフ・ドハー ス振動 σ_{osc} は次式で与えられる。

$$\sigma_{osc} = \sigma_0 \left\{ 1 + \frac{5}{2} \left(\frac{\hbar \omega_c}{2 \varepsilon_F} \right)^{1/2} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r^{1/2}} \psi(r\lambda) \right. \\ \times \exp\left(-\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c} r\right) \cdot \sin\left(\frac{c r S_F}{e \hbar H} \mp \frac{\pi}{4}\right) \\ \left. \times \cos(\pi \omega r) + O\left(\frac{\hbar \omega_c}{2 \varepsilon_F}\right) \right\} \quad (4.19)$$

ここで σ_0 は $\sigma_0 = (n_0 e^2 / m_c^* \omega_c^2 \tau)$ であり、 S_F は磁場 H に垂直なフェルミ面の極値断面積である。 n_0 は単位体積当りの担体密度、 λ は $\lambda = (2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)$ 、 ω はスピン分離因子で $\omega = (g/2) \cdot (m_c^* / m_0)$ であり、 g はスピン g 因子である。 $\psi(z)$ は $\psi(z) \equiv z / \sinh z$ なる関数である。今 (4.19) の $\{ \}$ の中のオ 2 項を x とする。 x はシュブ = ユフ・ドハー ス振動の振動部を与える項である。今考えている系で G_V は σ_{osc} に形状寸法因子 A を乗じたものに等しい。即ち、

$$G_V = A \sigma_{osc} = A \sigma_0 (1 + x)$$

図 4.10 (a) に対応し $G_V \gg G_S$ と $G_V \ll G_S$ の 2 つの場合について考える。

(i) $G_V \gg G_S$ の場合、

J_S は次式で与えられる。

$$J \simeq J \frac{G_S}{G_V} \simeq J \frac{G_S}{A \sigma_0} (1 - x) \quad (4.20)$$

(ii) $G_V \ll G_S$ の場合、

J_s は次式で与えられる。

$$J_s \simeq J \left(1 - \frac{G_v}{G_s}\right) = J \left(1 - \frac{A_6}{G_s} (1+x)\right) \quad (4.21)$$

いずれの場合にも x は (Jx) という形でのみ J_s の中に含まれている。これは当然で (4.19) がオームの法則に従って電場に依存しないからである。実験結果も非振動・振動两部分が相似形に J に比例しているべきである。図 4.20 は $H \parallel z$, $\tilde{I} \parallel X$ の場合の $T=1.3\text{K}$ で, \tilde{I} の周波数を 10kHz に固定したまま, 交流電流の実効値を変えていったときの検出コイルに発生する電圧の磁気量子振動部分の各極値の振幅が, 全電流 J に比例することを示している (図 3.9 も参照)

4.1.5.2 磁気量子振動の極値とランダウ準位番号の対応

この節では A4 に従って, 検出コイルに発生する起電力の量子振動部分の極値に相当する磁場と各ランダウ準位がフェルミ・エネルギー ϵ と交差する磁場との間にはどのような対応関係があるのかということについて検討する。

(1) $H \parallel X$ の場合

図 3.5 は, $H \parallel X$, $\tilde{I} \parallel Y$ の場合の検出コイルに誘起される起電力である。図 A6 との比較より, 実際図 3.5 の振動の谷に相当する

磁場において、 a ホケットの各ランダウ準位が ε_F と交差していることがわかる。(具体的には、 $H = 36 \text{ kOe}$ で $a(3, -)$ 、 $H = 33 \text{ kOe}$ で $a(3, +)$ 、 $H = 29 \text{ kOe}$ で $a(4, +)$ 、 $H = 26 \text{ kOe}$ で $a(5, -)$ の各ランダウ準位が ε_F と交差している。

(2) $H \parallel Y$ の場合

図 3.4 より、 $H \parallel Y$ 、 $\tilde{i} \parallel X$ の場合の検出コイルに誘起される起電力である。図 A.7 (a) と図 3.4 との比較より、実際図 3.4 の振動の谷に相当する磁場において正孔の各ランダウ準位が ε_F と交差している。(具体的には、ランダウ準位 $h(6, \pm)$ 、 $h(7, \pm)$ 、 $h(8, \pm)$ 、 $h(9, \pm)$ 、 $h(10, \pm)$ は夫々図 3.4 の矢印の示す磁場において ε_F と交差している。)

(3) $H \parallel Z$ の場合

図 3.3 は、 $H \parallel Z$ 、 $\tilde{i} \parallel X$ の場合の検出コイルに誘起される起電力である。図 A.7 (d) と図 3.3 との比較より、実際図 3.3 の振動の谷に相当する磁場において正孔の各ランダウ準位が ε_F と交差している。(具体的には、ランダウ準位 $h(0, +)$ 、 $h(1, -)$ 、 $h(1, +)$ 、 $h(2, +)$ 、 $h(3, +)$ は夫々図 3.3 の矢印の示す磁場において ε_F と交差している。

以上 3 つの主軸に夫々磁場が配向した場合

、いずれも信号の谷に相当する磁場においてランダウ準位が ε_F と交差しており、夫々の谷がランダウ準位番号と対応づけられた。

4.1.5.3 磁気量子振動の振幅の磁場依存性 (Dingle 温度との関連)

検出コイルに発生した起電カが J_0 に比例しているものとするならば、その磁気量子振動部分の温度及び磁場依存性はシュブニコフ・ドハース振動の場合と全く同じであると考えられる。この節ではその点を検討する。

まず図 3.8 及び 3.6 の実験データから Dingle 温度の導出を試みる。図 4.21 は図 3.8 にいわゆる Dingle plot を施したものであり、図 4.22 は図 3.6 に Dingle plot を施したものである。ここで Dingle plot とは次のような手順で行うことを意味する。図 3.8 及び 3.6 において量子振動部分の包絡線の振幅 A とそのときの磁場値 H とを求め、これから下式 (4.22) で与えられる x 及び y の値を計算してグラフにプロットする。(4.19) に従えば $-2y/x$ が Dingle 温度 T_D を与える。

$$x = \alpha \cdot \frac{m_c^*}{m_0} \frac{1}{H}$$

$$y = \ln \left\{ A T^{-1} H^{1/2} \sinh \left(\alpha \cdot \frac{m_c^*}{m_0} \frac{T}{H} \right) \right\} \quad (4.22)$$

ここで $\alpha = (2\pi^2 k m_0 c / e h) = 14.693 \text{ Tesla/K}$, m_c^* / m_0 は $H \parallel z$ の場合の正孔に対して

$m_c^*/m_0 = 0.064$ である。

シュブ = ユフ・ドハース振動の磁場依存曲線に (4.22) で与えられる Dingle plot を施した場合に、得られる Dingle plot は直線的になることが期待される。この場合直線の傾きから Dingle 温度 T_D が得られる。所で図 4.21 の特徴の要約すると次の通りである。

- (i) Dingle plot は低磁場側 (x の大きい所) では直線的である。
- (ii) 高磁場側 (x の小さい所) では、低磁場側での直線の傾きよりも傾きが急になる。

(i) から少くとも低磁場において、図 3.8 の量子振動部分の磁場依存性とシュブ = ユフ・ドハース振動の磁場依存性とは同じであることがわかる。図 4.21 より Dingle 温度 T_D を求めると、表 4.1 のようになる。図 4.22 より Dingle 温度は測定温度の範囲において温度に依存しないことがわかる。これはシュブ = ユフ・ドハースの実験において、Brown³⁰⁾ の得た結果と一致している。図 4.22 より Dingle 温度を求めると、 $T_D = 2.6$ K となる。図 4.21 と図 4.22 とで得られる Dingle 温度が異なるのは次の理由によると考えられる。実験に用いた試料は同じであるが、異なる点は図 4.21 が図 4.22 の実験終了後、サーマル・サイクルを 1 回経過しているということである。このサーマル・サイクルの過程でビスマス試料中に転位や格子欠陥が生じ、これが Dingle 温度を高めた

ものと考えられる。次に (ii) の理由について考察する。今 x 軸方向の正孔のバンド・パラメータをシュブニユフ・ドハーヌ振動 σ_{osc} (4.19) に代入し、Dingle 温度をパラメータにしてその磁場依存性を計算する。得られた結果が図 4.23 に示されている。高調波成分として 20 番目 ($\gamma = 20$) までを考えている。 $T_D \leq 0.7\text{K}$ でかつ $H \geq 10\text{ kOe}$ では高調波成分からの寄与が大きくなり波形は正弦波形から歪んでいることがわかる。こうして得られた line shape に Dingle plot を施すと図 4.24 が得られる。この図の特徴を要約すると次の通りである。

- ① 低磁場側では Dingle plot は直線的であり、例えば $T_D = 2.5\text{K}$ での $x \geq 0.6$ では、 T_D が直線の傾きから正しく求まる。 $x < 0.5$ の高磁場側では $T_D = 2.5\text{K}$ の直線よりも傾きが急になる。
- ② T_D の小さい場合、例えば $T_D = 0.4\text{K}$ のプロットを見ると、 x の中間領域 (例えば $1.5 > x > 0.6$) で直線的になるが、その傾きは x の十分大きい所の真の $T_D = 0.4\text{K}$ の傾きと違っている。
- ③ の見間違いが表 4.2 に示されている。表の T_D (みかけ) は x の十分小さい範囲で直線的に見える部分の傾きから得た値である。このシミュレーションにより得られた結果を要約すると次の通りである。図 4.21 及び図 4.22 において、高磁場において高調波成分の影響が

無視できないほど大きくなるにも関わらず、 θ ingle plot では振幅として、それらすべての高調波成分の重ね合わせたものを基本波成分の振幅として考えているからである。実際図 3.7 のフーリエ・スペクトルにおいて、特に second harmonics の影響の無視できないことがわかる。

以上より図 4.21 及び図 4.22 の θ ingle plot において高磁場側で直線からずれる理由も明らかとなった。これら一連の議論より図 3.6 及び図 3.8 の量子振動部分の磁場依存性とシユブニコフ・ドハース振動の磁場依存性とは本質的に同じあることが検証されたと言えよう。

4.1.5.4 非振動部分の磁場依存性 - 横磁気抵抗との関連性 -

§ 4.1.2.2 に従えば、外部からの交流電流が一定という条件では表面電流の磁場依存性は G_v / G_s から出てくる。図 4.11 (a) には $G_v \gg G_s$ と $G_v \ll G_s$ の 2 つの場合についての J_s の磁場依存性が示されている。図 3.11 及び図 4.11 (b) は $H \parallel YZ$ 面の場合の $V_{zx}(H)$ の磁場依存性である。 $V_{zx}(H)$ の磁場依存性は図より、 YZ 面内の任意の方向について $H = 0 \text{ kOe}$ より $H = 1 \sim 2 \text{ kOe}$ までは単調に増加し、その後は単調に減少する傾向をもつ。 $V_{zx}(H)$ が J_s に比例することから、 $V_{zx}(H)$ は図 3.11 (a) の J_s / J の曲線

と対応して説明されるものである。図 4.11 (a) の定性的な図と図 3.11 及び図 4.11 (b) とを比較する。高磁場では理論曲線が磁場とともに単調増加するのに対し、実験曲線では逆に単調減少する。この不一致の原因は G_0 の計算において (i) フェルミ面を球状と仮定していること (ii) specular 反射係数 ρ を磁場の値及び磁場方向によらない一定値と仮定していること、によるものと思われる。今 $V_{zx}(H)$ が J_s/J に比例するものと仮定する。全電流 J が一定であることから、バルク電流と表面電流の和は一定である。図 3.11 より、 $H = 0$ kOe より表面電流の全電流に占める割合は急速に増加し、 $H = 1 \sim 2$ kOe においてピークに達し、それ以上の磁場ではゆるやかに減少する。§ 4.2.1 の静的表皮効果の理論で横磁気抵抗の磁場依存性がバルク電流と表面電流の割合に強く依存することから、 $H = 1 \sim 2$ kOe において磁気抵抗に何らかの異常が見られるものと推測される。今これを検討する。図 4.28 より、 $\theta = 0^\circ$ ($H \parallel z$ 軸) において $H \leq 1.5$ kOe では ρ は $H^{1.7x}$ に比例し、また $H \geq 3$ kOe では $H^{0.76}$ に比例する。 $1.5 \leq H \leq 3$ kOe において ρ の磁場依存性は $H^{1.7x}$ より $H^{0.76}$ まで急激に変化する。 $H^{1.7x}$ に対応する直線と $H^{0.76}$ に対応する直線との交点における磁場の値を H_1 、図 3.11 の $V_{zx}(H)$ のピークにおける磁場の値を H_2 とする。図 4.25 は図 4.28 及び図 3.11 より求められた H_1 及び H_2

の Y-Z 面内での角度依存性である。この図の特徴を要約すると次の通りである。

(i) $H \parallel Z$ では, H_1, H_2 とともに極小となり $H_1 = 2.3 H_2$ である。

(ii) $H \parallel Y$ では, H_1, H_2 とともに極大となり $H_1 = 1.8 H_2$ である。

即ち, H_1 と H_2 の間にはほぼ一定の相関関係が成り立つことがわかる。

以上より図 4.28 において横磁気抵抗の非振動部分が $H = H_1$ で $p = 1.75$ より $p = 0.75$ に急激に変化するのには, この磁場近傍で急に表面電流の占める割合が大きくなるためであると考えられる。

4.1.5.5 検出コイルに生ずる起電力の量的評価

試料に流す電流がすべて表面電流に寄与する場合に検出コイルにどの程度の起電力が発生するかを検討し, これと実際に得られた信号との大きさを評価することにより, 本メカニズムの妥当性を量的に評価する。今試料に流れる表面電流を I_s (A) とし, これが半径 a (m) の円電流を形成しているとする。検出コイルの巻数を N , 試料に流れる交流電流の周波数を f [Hz] とすると検出コイルに誘起される起電力 V_ω (V) は近似的に次式で与えられる。

$$V_{\omega} = \pi^2 \mu_0 \beta f N a I_s \quad (4.23)$$

ここで μ_0 は真空透磁率で $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ である。
 β はより小さいコイルの形状による磁束散逸因子である。 $I_s = 10 \text{ mA}$, $a = 2 \text{ mm}$, $N = 600$ 回, $f = 1 \text{ kHz}$ とすると V_{ω} は,

$$V_{\omega} = 178.8 \beta \text{ } [\mu\text{V}]$$

となる。今 $\beta = 0.1 \sim 0.2$ と仮定すると, $V_{\omega} \approx 15 \sim 30 \mu\text{V}$ となり § 3.1.1 の測定結果のオーダーとほぼ同程度になる。

以上の簡単な議論より本メカニズムの妥当性が量的に評価されたことになる。

4.1.6 別の解釈 — ドハース・ファンアルフェン効果の表面電流磁束による変調 — の検討

現象の解釈として § 4.1 の冒頭で指摘したオズの可能性について検討する。即ち, 交流の表面電流の発生するメカニズムは § 4.1.4 の場合と同じであるが, この表面電流により試料中に磁場 H_0 と平行な方向に変動磁場が生じることになる。図 4.17 に示される表面電流のつくる変動磁場を $h \sin \omega t$ とすると, 試料の感ずる磁場 H は次式で与えられる。

$$H = H_0 + h \sin \omega t$$

M を試料の磁化とすると M の時間微分 dM/dt は,

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \left(\frac{\partial M}{\partial H_0}\right) h\omega \cos \omega t + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial H_0^2}\right) h^2 \omega \sin 2\omega t$$

となり、これが検出コイルに起電力として観測されることになる。この×力=トルクは少くとも定性的には生じてよい。しかし実際には以下に示すような理由で現象の説明に適切ではなくまた十分無視しうる程小さいことがわかる。

検出コイルに発生する起電力を試料に流す電流と同じ周波数で Lock-in するとき、今の場合 $(\partial M / \partial H_0) \cdot h\omega$ に比例する電圧が得られるはずである。M を ドーハース・ファンアルフェン効果の振動磁化とすると、M は

$$M = M_0(H) \sin\left(\frac{2\pi}{PH}\right)$$

と書ける。M₀(H) を H に関してゆっくりと変化する関数とすると、 $\partial M / \partial H = (2\pi / PH^2) \cdot M$ となる。ΔH を ドーハース・ファンアルフェン効果の一つの振動に相当する磁場間隔とすると、 $(\partial M / \partial H) = 2\pi (M / \Delta H)$ となる。

今 M と ΔH の比について検討する。H = 5 kOe での M の振動振幅及び ΔH の値を M₅, (ΔH)₅ とし、H = 24 kOe での M 及び ΔH の値を M₂₄, (ΔH)₂₄ とするとき図 3.59 のトルク・ドーハースの実験より、Y-Z 面内のどの磁場方向についても M₂₄ / M₅ ≃ 4 である。一方 (ΔH)₂₄ / (ΔH)₅ ≃

となる。このことから ($\omega H / \omega_H$) の振動振幅は高磁場において圧倒的に小さくなる。

以上より、検出コイルに発生する起電力が上述のようなメカニズムによって生じるならば高磁場では振幅は非常に小さくなることが予想される。実際通常の変調法によるビスマスのドハース・ファンアルフェン効果は高磁場で非常に低感度となることが見られる。しかるに本研究において得られた信号は高磁場に行くに従い、その振動部分の振幅は大きくなる傾向がある。このことから上に述べたようなメカニズムは不適當であることがわかる。

4.2 ビスマスの横磁気抵抗の磁場依存性

4.2.1 横磁気抵抗の磁場依存性の理論的考察—静的表皮効果—

LAK 理論 (Lifshitz³¹⁾, Azbel' 及び Kaganov) に従えば、高磁場 ($\omega_c \tau \gg 1$) において横磁気抵抗の磁場依存性はバルク均一電流の条件下では、電子と正孔の相対数並びにフェルミ面の形状と配置によって一義的に決まる。ビスマスの場合、電子と正孔の数が同数だけ存在し、そのフェルミ面が閉じていることから、横磁気抵抗は磁場の 2 乗に比例する。しかるに § 4.1.1.1 において述べたように、表面電

流の全電流に占める割合が大きくなってくると、上述のバルク理論は成立しなくなり、横磁気抵抗 $\rho \propto H^p$ の冪 p が $p=2$ から大きくなることを期待される。ここでは、§ 4.1.1.1 の静的表皮効果の考え方をビスマスの横磁気抵抗に適用することにより、その非振動部分の磁場依存性が LAK の理論からどの程度ずれるかを理論的に考察する。

まず試料中を流れる電流として、skipping orbit による表面電流 J_s とバルク電流 J_v の両方を考える。但し § 4.1.1.3 に述べたような拡散サイネ効果は表面電流に及ぼす影響は取り入れていない (§ 4.2.3.2 で考察する)。静的表皮効果が生じているとき、電流は表面から Y_H 程度の所で急に減少する。図 4.7 に示すように G_s と G_v が並列回路を形成していると、全抵抗 R_H は

$$R_H^{-1} = G_s + G_v \quad (4.24)$$

と書くことができる。ここで G_s , G_v は夫々次式で与えられる。

$$G_v = G_0^\infty \left(\frac{H_0}{H} \right)^2$$

$$G_s = G_0^\infty \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 \frac{l}{d} \frac{1}{(1-q) + \left(\frac{H_0}{H} \right)} \quad (4.25)$$

ここで q は表面で specular 散乱をする確率で、ビスマスの場合 q は $q \approx 1$ である。 G_0^∞ は $H=0$ のときのコンタクト抵抗で、また H_0 は Y_H

$= l$ となる磁場である。 $G_0^{-1} = R_0$ とすると R_H は次式で与えられる。

$$R_H = R_0 \frac{\left(\frac{H}{H_0}\right)^2}{1 + \frac{l}{d} \frac{1}{(1-\eta) + \left(\frac{H}{H_0}\right)}} \quad (4.26)$$

(4.26) を (i) 低磁場, (ii) 高磁場, (iii) 高々磁場, の 3 つの領域に分けて夫々の場合で近似する。

(i) 低磁場の場合:

$$R_H = R_0 \left(\frac{H}{H_0}\right)^2 \quad (4.27)$$

(ii) 高磁場の場合:

$$R_H = R_0 \frac{d}{l} \left\{ (1-\eta) \left(\frac{H}{H_0}\right)^2 + \frac{H}{H_0} \right\} \quad (4.28)$$

(iii) 高々磁場の場合:

$$R_H = \frac{R_0}{1 + \frac{l}{(1-\eta)d}} \left(\frac{H}{H_0}\right)^2 \quad (4.29)$$

以上述べた R_H の磁場依存性を図 4.26 に示した。(但し $\eta \approx 1$ と仮定する。) 物理的には次のことを意味している。即ち, 低磁場ではバルク電流に比べて表面電流が無視できるから R_H は H^2 に比例する。高磁場では R_H は H^1 に比例する。これは表面電流がバルク電流に優越して主役を演ずるためである。非常に強い高々磁場では表面の散乱に diffusive な散乱の割合が大きくなり, バルク電流が再びきいてくることになる。実験 (§ 4.2.2) との比較は § 4.2.3 で行う。

4.2.2 ヒスマスの横磁気抵抗の磁場依存性と表面電流効果—実験結果の解析—

ヒスマスの横磁気抵抗 ρ の磁場依存性について、§ 3.2.1 ($\rho_{xx}(H)$, $H \parallel YZ$ 面) 及び § 3.2.2 ($\rho_{yy}(H)$, $H \parallel ZX$ 面) の実験結果を整理し、夫々の場合につき $\rho \propto H^p$ の冪 p が

- ① 磁場方向 (YZ 面 及び ZX 面)
- ② 電圧プロブの位置
- ③ 測定温度 ($T=1.5K$ 及び $T=77K$)
- ④ 試料の表面状態の変化とともにどのように変化するかを詳しく検討する。

4.2.2.1 磁場の冪 p の角度依存性— YZ 面—

$T=1.5K$ での横磁気抵抗にはいわゆるシュブニコフ・ドハース振動が重畳してくる。横磁気抵抗の非振動部分 ρ は、シュブニコフ・ドハース振動の各山の部分及び各谷の部分と夫々結ぶことにより2本の包絡線をつくり、各磁場でのそれらの平均値をとることにより求まる。 ρ が磁場とともにどのように変化するかを見るために、 ρ と H とを両対数目盛でプロットし、接線の傾きより磁場依存の冪、即ち $\rho \propto H^p$ として p を求める。

図 3.18 から図 3.25 までは $T=1.5K$ のもとでの、 Z プロブ及び Y プロブによって測定された $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性である。 YZ 面内では $\rho_{xx}(H)$ は H -反転に対して一般に対称で

ないため、 $+H$ での ρ と $-H$ での ρ とを区別する必要がある。図 4.27 (a) は $T=1.5 \text{ K}$, $H \parallel Z$, $I \parallel X$ のときの Z プロープによる ρ の磁場依存性を表 2.1 に掲げるいくつかの試料について示したものである。この測定配置では ρ は H 反転に対して対称である。図 4.27 (b) (c) は $T=1.5 \text{ K}$, $H \parallel Y$, $I \parallel X$ のときの Y プロープによる ρ の磁場依存性である。この配置では H 反転に対して非対称である。図 4.27 (b) (c) において例えば $A+$ と記されているのは、試料 A で $H > 0$ の場合という意味であり、 A とだけ記されているのは、試料 A で $H < 0$ の場合という意味である。

図 4.27 (a) において ρ の値と試料の Y 軸方向の長さ $d(Y)$ との間には次のような関係がある。即ち、数 $k \text{ Oe}$ 以上の磁場では、試料 C ($d(Y) = 0.9 \text{ mm}$) の ρ が最も小さく、試料 BB ($d(Y) = 2 \text{ mm}$) 及び AA ($d(Y) = 2 \text{ mm}$) の ρ がそれに次いで小さな値をとる。試料 D ($d(Y) = 4.5 \text{ mm}$) 及び試料 F ($d(Y) = 7.4 \text{ mm}$) の ρ は試料 C の ρ に比べて $H = 15 \text{ kOe}$ では約 2 倍程度大きくなる。 $d(Y)$ が大きくなるとともに ρ 自身も大きくなるという関係は試料 F と D との間では反転している。Bogod's²¹⁾ は $H \parallel Z$, $I \parallel Y$ の測定配置において、 $T = 4.2 \text{ K}$, $H = 10 \text{ kOe}$ のもとで、 ρ が $d(X) = 0.7 \text{ mm}$ より $d(X) = 5 \text{ mm}$ までの範囲で単調に増加し、 $d(X) \geq 5 \text{ mm}$ では逆に減少することを指摘している。今の場

合にも同様のことが成り立っているものと考えられる。(今の所, $d(Y) = 5 \text{ mm}$ を境にして $(\partial\rho/\partial d(Y))$ が正から負に変化する理由については未詳である)。試料 A ($d(Y) = 5 \text{ mm}$) 及び試料 E ($d(Y) = 3.7 \text{ mm}$) の ρ がとくに大きいのは, これら二つの試料で Z 面の両面または片面が rough になっていることと関係があるものと思われる。

以下では Z 70ローブによって測定された $\rho_{xx}(H)$ から求まる ρ の角度依存性 (1) と Y 70ローブによって測定された $\rho_{xx}(H)$ から求まる ρ の角度依存性 (2) の二つの場合について夫々議論する。

(1) Z 70ローブによる ρ の角度依存性 ($T = 1.5 \text{ K}$)

図 4.28 は図 3.18 ($T = 1.5 \text{ K}$) から上述の手順により非振動部分 ρ を求め, その ρ と H とを両対教目盛でプロットしたものである。図において, 図 3.18 の $+H$ に対応する ρ は白印で, また $-H$ に対応する ρ は黒印で記されている。図の $\theta = 0^\circ$ ($H \parallel Z$) において $H \leq 2 \text{ kOe}$ では $\rho = 1.75$, $H \geq 3 \text{ kOe}$ では $\rho = 0.75$ となり, $2 \leq H \leq 3 \text{ kOe}$ の狭い磁場範囲において ρ の値は 1.75 より 0.75 まで急激に変化する。図 4.29 は $H = 4 \text{ kOe}$ より $H = 20 \text{ kOe}$ の磁場範囲において図 4.28 から求められるような ρ の角度依存性である。 $H > 0$ の場合の ρ の値を ρ_+

, $H < 0$ の場合の P の値を P_- とするとき, $H // Z$ では $P_{\pm} = 0.76$, $H // Y$ では $P_+ = 0.7$, $P_- = 0.5$ となる。尚 $Z \times$ 面の片方または両方の面を rough にした場合の P の値は $H // Z$ において $P_+ = P_-$ であるが平滑の場合の値より大きくなり, $H // Y$ では $\Delta P = (P_+ - P_-)$ が平滑の場合より大きくなる。データの記載は省く。

(2) Y 70°ローブによる P の角度依存性 ($T = 1.5 K$)

図 4.30 は図 3.19 ($T = 1.5 K$) から非振動部分 P を求め, その P と H とを両対数目盛でプロットしたものである。 $H > 4 k Oe$ の磁場では P は弱磁場 ($H < 2 k Oe$) の P とは異なるがやはり磁場の値に依存しない一定値をとる。

図 4.31 は $4 \leq H \leq 20 k Oe$ において図 4.30 から求められるような P の角度依存性である。図において白印及び黒印は夫々図 3.19 における $+H$ の場合及び $-H$ の場合に対応している。この場合 $H // Z$ では $P_+ \simeq 0.75$, $P_- \simeq 0.45$, また $H // Y$ では $P_{\pm} \simeq 0.6$ である。尚 $Z \times$ 面の片方または両方の面を rough にした場合の P の値は, 平滑の場合と異なり, $H // Z$ では P_+ , P_- とともに平滑の場合より大きくなるが $\Delta P = (P_+ - P_-)$ は小さくなる。 $H // Y$ では $P_+ = P_-$ であるが平滑の場合より大きくなる。データの記載は省く。

(3) $T=77\text{ K}$ での P の角度依存性

$T=1.5\text{ K}$ の場合と違って $T=77\text{ K}$ の場合には、
 ① Γ ローブの位置、② 磁場方向にほとんど関係なく一定値 ($P=1.76 \sim P=1.80$) をとる。
 図 4.32 は図 3.27 の P と H と θ を両対数目盛で Γ ロットしたものである。図より $\theta=0^\circ$ ($H \parallel \Sigma$) では、 $P=1.80$ であることがわかる。 $T=1.5\text{ K}$ の場合と異なる点は、両対数 Γ ロットで折れ曲りがなく一本の直線となることである。

4.2.2.2 P の角度依存性 - $\Sigma \times$ 面 -(1) $T=1.5\text{ K}$ での P の角度依存性

$\Sigma \times$ 面は $\Sigma \times$ 面の場合と違って、 Σ Γ ローブの場合にも Σ Γ ローブの場合にも、磁気抵抗 $P_{\Sigma \times}(H)$ は H の反転に関して対称である。また抵抗値も Γ ローブの位置にほとんど依存しない。図 4.33 は図 3.30 ($T=1.5\text{ K}$) から非振動部分 P' を求め、両対数目盛で Γ ロットしたものである。 $0^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ の角度範囲内では $H=7\text{ kOe}$ を境にして P の値が変わる。例えば Σ 軸では $1 \leq H \leq 7\text{ kOe}$ では $P \approx 1.47$ に、また $H > 7\text{ kOe}$ では $P=1.1$ となる。一方図は省くが $\theta \geq 60^\circ$ では $1 \leq H \leq 20\text{ kOe}$ において P は一定値をとる。図 4.34 は図 4.33 から求められるような P の角度依存性である。(但し $0 \leq \theta \leq 45^\circ$ では $H > 7\text{ kOe}$ において求められる P の値をとる。) P の値は $H \parallel \Sigma$ で $P \approx$

1.5, $H \parallel X$ で $p \approx 1.2$ となり YZ 面の場合に比べてかなり大きな値をとるが, H の 2 乗則 ($p=2$) からは大きくずれている。 YZ 面の片方または両方の面が rough な試料の場合には, p は $3 \leq H \leq 20 \text{ kOe}$ において磁場に依存しない一定値をとり, また p の値は $1.5 \sim 1.3$ で磁場方向にあまり依存しない。

(2) $T=77 \text{ K}$ での p の角度依存性

この温度では p は 70° ローズの位置及び磁場の値 ($2 \leq H \leq 20 \text{ kOe}$) に関係なく一定値をとる。図 4.35 は図 3.38 での $H \parallel Z$ 及び $H \parallel X$ に対応する p' と H とを両対数目盛で 70° ロットしたものである。この場合, Z 軸では $p=1.88$, X 軸では $p=1.73$ である。 p の値は図 4.32 と同じように磁場の値に依存せず両対数 70° ロットに折れ曲りはない。

4.2.2.3 $p(YZ \text{ 面})$ と $p(ZX \text{ 面})$ との比較

§ 4.2.2.1 の結果と § 4.2.2.2 の結果を比較する。便宜上 $I \parallel X$, $H \parallel YZ$ 面の場合の p の値を p_{YZ} , $I \parallel Y$, $H \parallel ZX$ 面の場合の p の値を p_{ZX} とする。

(i) $T=1.5 \text{ K}$ において, p_{YZ} は試料の表面状態の変化に伴って著しく変化するが, p_{ZX} はほとんど変化しない。

(ii) $T=1.5 \text{ K}$ において, p_{YZ} の値は試料の表面状

態が悪くなるとともに大きくなる。

(iii) $T = 1.5 \text{ K}$ において, P_{YZ} は π ロープの位置 (Y, Z π ロープ) 及び H の反転に対して一般に異った値をとる。一方 P_{ZX} はそれらとは無関係に同一の値をとる。

(iv) $T = 1.5 \text{ K}$ においては, 一般に $P_{YZ} \ll P_{ZX}$ が成り立つ。例えば $H \parallel Z$ の場合 $P_{YZ} (\pi \text{ ロープ}) = 0.76$ であるのに対して, $P_{ZX} \approx 1.5$ である。

(v) $T = 77 \text{ K}$ において, $P_{YZ} \approx P_{ZX}$ であり, 試料の表面状態, π ロープの位置及び磁場反転に無関係に同一の値 ($p \approx 1.80$) をとる。

(i), (ii), (iii), (iv) より, $H \parallel YZ$ 面の場合には電流は主として試料表面を流れ (静的表皮効果), また $H \parallel ZX$ 面の場合には電流は主にバルク内を一樣に流れているであろうことが, 直観的に理解できる。この結論は § 4.1.3 の結果と矛盾するものではない。(v) より, $T = 77 \text{ K}$ では $H \parallel YZ$ 面, $H \parallel ZX$ 面のいずれの場合にも, $P_{YZ} \approx P_{ZX} = 1.80$ と LAK 理論値 ($p = 2$) に近い値をとることから, 電流は主としてバルク内を一樣・均一に流れていることがわかる。このことは § 4.3 における考察からも確かめられる。

4.2.3 表面電流効果による横磁気抵抗の磁場依存性の説明

4.2.3.1 横磁気抵抗の磁場依存性と静的表皮効果

この節では $\rho_{xx}(H)$ の非振動部分の冪指数 P_{yz} を §4.2.1 の理論に基づいて考察することにする。特に表面電流効果が $\rho_{xx}(H)$ にどのような影響を及ぼすかを詳しく論ずるために、 $T = 1.5\text{K}$ のもとでの Z プローブによって測定される $\rho_{xx}(H)$ に注目する。この場合の $\rho_{xx}(H)$ ($H \parallel Z$) は H の反転に対して対称である。

図4.28 から高磁場 ($H > 3\text{ kOe}$) における冪指数 P の値を P_2 及び低磁場 ($H < 1.5\text{ kOe}$) における P の値 P_1 を求め、これらを表4.3に示す。この表において $\Delta P = P_1 - P_2$ である。図4.36は表4.3より求められた ΔP_{\pm} の角度依存性である。これらより次のことがわかる。

(i) $H \parallel \pm Z$ では $\Delta P_{\pm} = \Delta P$ で近似的に1.0に等しい。

(ii) $H \parallel Y$ では $\Delta P_{+} > \Delta P_{-}$ で、 ΔP_{+} は1より大きな値をとる。

(iii) ΔP_{-} は YZ 面内のすべての磁場角度にわたり1より小さい値をとる。

(i) より $\Delta P = P_1 - P_2 = 1$ の関係があることから、 $H \leq H_0$ (H_0 はある一定の磁場値) では P は H^{P_1-2} 、 H^2 に比例した磁場依存性を、また $H > H_0$ では P は H^{P_2-2} 、 H^1 に比例した磁場依存性を有するとみることが出来る。今かりに H^{P_1-2} を無視 ($P_1 = 2$) すると、 P は $H \leq H_0$ において

H^2 に、また $H \geq H_0$ において H' に比例することになり、 H_0 より高磁場において ρ が H' に比例することは § 4.2.1 のビスマスの静的表皮効果の理論 (4.28) の示すところと合致する。

また $H < H_0$ での H^2 への比例性はビスマスのような電子・正孔の同数個ある導体の均一電流の場合に合致する。

今 H^2 及び H' の前にかかっている H^{R-2} の物理的意味について考える。 H^{R-2} の項が高磁場及び低磁場の場合の両方に関係していることから、 H^{R-2} を生ぜしめるメカニズムは全磁場領域にわたり存在するものと考えられる。従ってこれがどのようなメカニズムによって生じるかは、低磁場での $\rho(H)$ の磁場依存性が H^2 から何故ずれるかを検討することにより知ることが出来る。この問題は次節で述べる拡散サイノ効果によるものと解釈される。

4.2.3.2 拡散サイノ効果と濃度勾配

拡散サイノ効果の発生メカニズムについては既に § 4.1.1.3 で述べた。この効果を直観的に述べると次のようになる。今図 4.4 に示した試料の横断面を考えることにする。粒子の密度は右に向うほど大きいとし、図中で2本の点線ではさまれる領域について考える。

AB面より右側に軌道の中心をもつ電子は上から下へと、一方この面より左側に中心のある電子は下から上へと動いているように見え

る。電子の密度は左から右へ増大しているから、この層内で上から下へ向う粒子数は反対方向へ動く電子数よりも多い。この電子の流れは縦軸に平行に流れる電流と等価である。この考察から次のような結論が見出せる。各電子は独立に周回運動し、その軌道の中心は上にも下にも動かないにも関わらず、濃度勾配に垂直な方向の電子の流れが生じることになる。低磁場 ($H \leq 1 \text{ kOe}$) での横磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれは、この拡散サイズ効果による表面電流の成分の存在で説明される。このことは、種々の configuration において試料の厚みが十分大きく担体拡散の効果が無視できるような試料の横磁気抵抗が正しく磁場の2乗に比例することから直接確かめられる。

拡散サイズ効果と担体の濃度勾配の間に密接な関係があることから、濃度勾配の存在を直接的な方法で確かめることが出来れば、拡散サイズ効果の存在が証明されたことになる。本節では図 4.3 (b) のような濃度勾配の存在を確かめるため、2.2.2 で述べたような実験を行った。図 3.50 (a), (b) で、直流電流の極性を反転させることにより、 H に平行な両側面での Z 軸方向の電気抵抗 R の差異 ΔR が測定されることになる。図 4.37 はそのような差異 ΔR を周波数をパラメータとしてプロットしたものである。周波数が大きくなるに従い、

$C \rightarrow B \rightarrow A$ と ΔR は大きくなる。電気伝導度が常に担体濃度 n に比例することから、

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \left(\frac{n_0}{n_0 - \Delta n} - \frac{n_0}{n_0 + \Delta n} \right) \approx \frac{2\Delta n}{n_0} \quad (4.30)$$

ここで n_0 は空間的に平均した担体濃度である。 Δn は図 4.38 に示されるように、 z 方向に関する skin depth δ までの担体濃度の平均として得られるものである。ここでビスマスの normal skin depth について簡単に触れておく。 δ_n は次式で与えられる。

$$\delta_n = \sqrt{\frac{c^2}{2\pi\sigma\omega}} \quad (4.31)$$

式中の σ は電気伝導度である。 ΔR を測る方向は H に平行であり、縦磁気抵抗での磁場による抵抗増加分は $H = 20 \text{ kOe}$ で $\sigma(H=0)$ のせいせい 1 桁上である。一応 σ は磁場に依存しないものとして δ_n の数値を当ててみる。ビスマスの残留抵抗比を 500 とし、さらに室温での電気抵抗率を $106 \mu\Omega\text{cm}$ とすると、 $\delta_n = 23.3 / \sqrt{f} \text{ (mm)}$ となり、 $5 \leq f \leq 30 \text{ (kHz)}$ の周波数領域において δ_n は $0.135 \leq \delta_n \leq 0.3 \text{ (mm)}$ となる。図 3.50 は交流抵抗を Lock-in-Amp で測定したもので $H=0$ での値 R_0 が不明である。しかし、別に測られた縦磁気抵抗の直流測定³²⁾ から、 $R(0)/R(15 \text{ kOe}) \approx 10$ となる。従って図 3.50 と組合せると $H=15 \text{ kOe}$ では $\Delta R/R$ は大体 13% 程度の大きさにな

る。 ΔR が (4.30) で与えられることから、両側面での $\overline{\Delta n}$ と n_0 の比は少くとも 6.5% 以上の値となる。次に ΔR の周波数依存性について考察する。図 4.38 において $\overline{\Delta n}$ が x 方向に関する skin depth δ の深さまでの担体濃度の平均として得られることから、 δ が小さければ小さいほど x 方向の平均値としての $\overline{\Delta n}$ は大きくなる。一方 δ は、測定 of 交流周波数 f が大きくなると $1/\sqrt{f}$ に従って小さくなる。それ故 $\overline{\Delta n}$ は f が大きくなるに従って大きくなることが期待される。実際図 4.37 において、磁場を固定したとき f が大きくなるに従い、 $\overline{\Delta n}$ ($\propto \Delta R$) は大きくなっている。 f を変えることにより ΔR がかなり変化するという事実及び $\Delta R/R$ が $H=15 \text{ kOe}$ で 10% 程度となるという事実から次のことがわかる。

(i) ヒスマスの試料の両側面での Δn は、少くとも $H=15 \text{ kOe}$ で $\Delta n/n_0$ は数% 程度の大きな値をとる。

(ii) 拡散距離は 10 kHz ぐらいの skin depth δ と同程度の大きさで、その距離内で表面において x 方向にかなり大きな濃度勾配が存在する。

以上の考察より次のような結論に至る。即ち、低磁場では LAK 理論及び拡散サイノ効果に伴い $\rho_{xx}(z)$ は $H^{1.75}$ に比例し、また高磁場では静的表皮効果及び拡散サイノ効果に伴い $\rho_{xx}(z)$ は $H^{0.75}$ に比例する。この場合、skipping

る。 ΔR が (4.30) で与えられることから、両側面での $\overline{\Delta n}$ と n_0 の比は少くとも 6.5% 以上の値となる。次に ΔR の周波数依存性について考察する。図 4.38 において $\overline{\Delta n}$ が x 方向に関する skin depth δ の深さまでの担体濃度の平均として得られることから、 δ が小さければ小さいほど x 方向の平均値としての $\overline{\Delta n}$ は大きくなる。一方 δ は、測定 of 交流周波数 f が大きくなると $1/\sqrt{f}$ に従って小さくなる。それ故 $\overline{\Delta n}$ は f が大きくなるに従って大きくなることが期待される。実際図 4.37 において、磁場を固定したとき f が大きくなるに従い、 $\overline{\Delta n}$ ($\propto \Delta R$) は大きくなっていく。 f を変えることにより ΔR がかなり変化するという事実及び $\Delta R/R$ が $H=15 \text{ kOe}$ で 10% 程度となるという事実から次のことがわかる。

- (i) ビスマスの試料の両側面での Δn は、少くとも $H=15 \text{ kOe}$ で $\Delta n/n_0$ は数% 程度の大きな値をとる。
- (ii) 拡散距離は 10 kHz ぐらいの skin depth δ と同程度の大きさで、その距離内で表面において x 方向にかなり大きな濃度勾配が存在する。

以上の考察より次のような結論に至る。即ち、低磁場では LAK 理論及び拡散サイエ効果に伴い $\rho_{xx}(z)$ は $H^{1.75}$ に比例し、また高磁場では静的表皮効果及び拡散サイエ効果に伴い $\rho_{xx}(z)$ は $H^{0.75}$ に比例する。この場合、skipping

orbit による表面電流の生じる側面において、表面付近での担体濃度 n_s がバルクでの担体濃度に比べて大きくなる。このため skipping orbit による表面電流は、濃度勾配が存在しない場合に比べて大幅に累進されることになる。

4.2.3.3 別の可能性についての検討

上述の結果をさらに確実なものにするために次のような議論を行う必要がある。即ち、A5 に詳しく述べたように、ヒスマスの電子と正孔はバンドのエネルギー的重なりによって生じ、フェルミ・エネルギー ϵ_F は $N^e = N^h$ という中性条件から決定される。外部から静磁場が加えられるとこれらの担体は量子化されたランダウ準位にその状態密度に応じて分布する。従って N^e 及び N^h は H の関数として変化するが、常に中性条件が満たされるようにフェルミ準位もまた H の関数として変化し、その変化の仕方は低磁場では単純なドハース型である。強磁場になってどちらか一方、または両方の担体が量子極限に達しかけると、 $N^e (= N^h)$ は磁場変化とともに急激に増大したり減少したり変動する。

今 § 4.2.3 で述べた $\rho_{xx}(z)$ の磁場依存性が、LAK 理論において担体数が H とともに変化するということを考慮することにより説明できないかどうか議論する。LAK 理論に従

えば $\rho_{xx}(H)$ は H^2/N に比例する。低磁場 ($H \leq 2 \text{ kOe}$) において $\rho_{xx}(z)$ が $H^{1.75}$ に比例することから N は $H^{0.25}$ に比例するはずであり、高磁場 ($3 \leq H \leq 20 \text{ kOe}$) において $\rho_{xx}(z)$ が $H^{0.75}$ に比例することから N は $H^{1.25}$ に比例するはずであるが、実際図 4.39 に示すように $H \parallel z$ の場合の担体数 $N^h (=N^e)$ の非振動部分は、少なくとも向題にしている磁場領域において H に依存しない一定値をとる。このため上述のモデルでは実験結果を説明することはできない。

4.3 磁気抵抗テンソルの磁場角度依存性

担体の平均自由行程は $T = 1.5 \text{ K}$ において試料の幅・厚さと同程度の大きさにもなるが、温度が高くなるとともに、急激に減少する。このことは静的表皮効果において重要な役割を果たしてきた表面電流（主として skipping orbit による）の大きさが昇温とともに小さくなることを意味している。平均自由行程が十分小さな場合、もはや表面電流は存在せず、バルク・表面の区別なく電流は試料内を一樣に流れるものと考えられる。その場合には良い近似でホルツマンの輸送理論の成立することが期待される。ここでは A1 で記述したビスマスのバンド構造に準拠したホルツマンの

輸送理論に基づき, (i) $H // YZ$ 面, $I // X$,
 (ii) $H // ZX$ 面, $I // Y$, の夫々の場合の磁気
 抵抗テンソル $\rho_{ij}(H)$ ($j // I$) の磁場角度
 依存性を担体の緩和時間 τ_e , τ_h をパラメータ
 として求め, これと $T = 300\text{K}$, 77K 及び 1.5
 K の対応する実験結果とを比較することによ
 り, ホルツマンの輸送理論の成立する温度領
 域から静的表皮効果の支配的な温度領域への
 顕著なワロ下・オーバを明らかにする。

4.3.1 実験とホルツマンの輸送理論と の比較

(i) 横磁気抵抗テンソル $\rho_{yy}(H) - I // Y$, $H // ZX$ 面 -

$\rho_{yy}(H)$ の角度依存性の測定結果を図 3.37 ($T = 1.5\text{K}$, $H = 24\text{kOe}$), 図 3.39 ($T = 77\text{K}$, $H = 24\text{kOe}$) 及び図 3.40 ($T = 300\text{K}$, $H = 18.5\text{kOe}$) に示した。図 3.37 において, $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性が大局的には測定磁場範囲内で変化しないことから, 各温度での角度依存性は磁場の値にはあまり依存しないものと考えられる。但し温度によって著しく変化する。

(A.10) 及び (A.11) において H として $H_1 = H \times \sin\theta$, $H_2 = 0$, $H_3 = H \cos\theta$ (θ は Z 軸からの回転角度である。) の値を代入し, ZX 面内での種々の角度における磁気抵抗テンソルの値を求める。図 4.40 は $H = 15\text{kOe}$, $\tau_e =$

9×10^{-12} sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec としたときの $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性である。これと図 3.39 (77K) の比較を行うと, $\rho_{yy}(H)$ の大きさについては図 4.40 において $4.05 \text{ m}\Omega \text{ cm}$, $T = 77 \text{ K}$ で $5.5 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ となく良く一致している。またその角度依存性に関して, 理論 (図 4.40) は,

- (i) Z 軸に小さな山が, また X 軸に深い谷が存在する,
- (ii) Z 軸より $\pm 36^\circ$ において $\rho_{yy}(H)$ は極大値をとる,

の 2 点を予想しているが, 実際図 3.39 にもこのことは良くあらわれている。

図 4.41 は $H = 15 \text{ kOe}$ のもとで $\tau_c / \tau_h = 1.5$ として τ_c 及び τ_h をパラメータにして変えていったときの $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性である。図 3.40 の $T = 300 \text{ K}$ における $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性は図 4.41 における曲線 ϕ ($\tau_c = 4.5 \times 10^{13}$ sec, $\tau_h = 3 \times 10^{13}$ sec) に良く一致している。但し図 4.41 より $\rho_{yy}(z) = 0.28 \text{ m}\Omega \text{ cm}$, 300 K の $\rho_{yy}(z)$ の実験値は $0.095 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ とかなり大きさに関してあまり良く一致しない。この不一致は理論において担体濃度 ($n \approx 3 \times 10^{17} / \text{cm}^3$) を一定としていることからくる。Issi³³⁾ によれば $T \leq 77 \text{ K}$ では n は一定であるが, $T > 77 \text{ K}$ では温度とともに単調に増加する。 $T = 300 \text{ K}$ では $n \approx 3 \times 10^{18}$ である。このことが図 4.42 に示されている。この補正を入れれば略良い

一致が得られる。結局 $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性に関して、理論 (図 4.41) と実験 (77 K と 300 K) は合致しているといつてよい。また図 4.40 と Mase ら¹⁴⁾ による $T = 20$ K での実測の $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性とがよく一致していることから、少なくとも $T \geq 20$ K ではホルツマンの輸送理論が成立するものと考えられる。

次に図 3.37 の $T = 1.5$ K における $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性を比較検討する。図 4.43 には磁場が加っていないときの担体の緩和時間の温度依存性が示されている (Issi³³⁾)。この図において液体ヘリウム温度での正孔の緩和時間は 10^{-10} sec より 10^{-9} sec の間にある。図 4.44 は $H = 15$ kOe, $\tau_e / \tau_h = 1.5$ のもとで τ_e, τ_h ($\simeq 10^{-9}$ sec) を $10^7 \times -9$ にして変えていったときの $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性である。 $\rho_{yy}(z)$ の理論値と $T = 1.5$ K での $\rho_{yy}(H)$ が丁度一致 ($H = 15$ kOe) するような τ_e, τ_h ($\tau_e / \tau_h = 1.5$) を便宜上 $T = 1.5$ K の場合に対応する電子及び正孔の緩和時間と仮定する。図 3.37 において $T = 1.5$ K, $H = 15$ kOe で $\rho_{yy}(z) \simeq 260$ m Ω cm, $\rho_{yy}(x) \simeq 80$ m Ω cm となることと図 4.44 との比較より、曲線 J ($\tau_e = 1.8 \times 10^{-10}$ sec, $\tau_h = 1.2 \times 10^{-10}$ sec) にかかなり近い値をとるものと考えられる。この τ_e, τ_h の値は偶々図 4.43 とかなり適合している。図 4.44 の $\rho_{yy}(H)$ の角度依存性は図 3.37 の $T = 1.5$ K での実測の角度依存性の特徴、即ち z 軸で極大、 x 軸で極小となるよ

うな擬2回対称性とは全く異なる。従って1.5 Kの $\rho_{yy}(H)$ はホルツマンの理論からでは説明できないことを意味している。

低温でホルツマン理論の破れる理由として次の2点が考えられる。

① 温度が十分低くなると、平均自由行程が試料の大きさと同程度にもなり、表面散乱の影響が無視できなくなる。また表面電流の成分が無視しえなくなり、バルク均一電流の仮定が成り立たなくなる。

② ホルツマンの輸送方程式を解く際に、磁場 H が存在するにも関わらずエネルギーは連続であると仮定しているが、十分低い温度ではこの仮定は成り立たなくなる。

(2) ホールテンソル $\rho_{xy}(H) - I \parallel Y, H \parallel Z$ X面

$\rho_{xy}(H)$ の角度依存性の測定結果を図3.45 ($T=1.5$ K)、図3.47 ($T=77$ K)及び図3.48 ($T=300$ K)に示した。図4.45は $H=15$ kOe, $\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ secとしたときの $\rho_{xy}(H)$ の角度依存性の計算である。これと実験との比較を行うと、図4.45の曲線Gと図3.47 (77 K)の実験とは大きさも角度依存性もかなり良く一致している。

次に図3.45 ($T=1.5$ K)の実験の角度依存性が本理論によりどの程度説明できるかを検討する。 $\rho_{yy}(H)$ の議論の際 $T=1.5$ Kでの τ_e ,

τ_h として $\tau_e = 1.8 \times 10^{-10}$ sec, $\tau_h = 1.2 \times 10^{-10}$ sec なる値をとった。図 4.46 には $H = 15 \text{ kOe}$, $\tau_e / \tau_h = 1.5$ として τ_e, τ_h にこの値の近傍で 2 つの値をとらせた $\rho_{xy}(H)$ の角度依存性が示されている。偶々、曲線 J のピーク値は図 3.45 の実験のピーク値とおおよそ合っているが、角度依存性は理論においては 77K のものと同じであり、実測のものとは全く異なることがわかる。(とくに実験の $\rho_{xy}(H)$ は H の反転に対して符号を反転しないことは特徴的である。)。このことは $T = 1.5 \text{ K}$ ではもはやホルツマンの輸送理論が成り立たないことを意味している。

(3) 横磁気抵抗テンソル $\rho_{xx}(H)$ — $I // X, H // YZ$ 面 —

図 4.47 及び図 4.48 は $H = 15 \text{ kOe}$ のもとで $\tau_e / \tau_h = 1.5$ として、 τ_e 及び τ_h をパラメータとして変えていったときの $\rho_{xx}(H)$ の角度依存性の計算である。今図 4.47 と図 3.28 ($T = 77 \text{ K}$) における実験とを比較すると、 $\rho_{xx}(H)$ の大きさについては計算で $\rho_{xx}(Z) = 3.9 \text{ m}\Omega \text{ cm}$, 実験で $3.7 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ ($H = 15 \text{ kOe}$) とかなり良く一致している。また角度依存性については、計算における $Z \sim Y$ 向の小さなピークと $Y \sim -Z$ 向の大きなピークが、実験においては同程度のピークになっているという違いはあるが、大局においては一致していると言える。

次に図 4.48 の曲線 θ ($\tau_e = 4.5 \times 10^{-13}$ sec, $\tau_h = 3 \times 10^{-13}$ sec) と図 3.29 ($T = 300$ K) における $\rho_{xx}(H)$ の実験とを比較すると, 計算で 0.296 m Ω cm, 実験で 0.422 m Ω cm ($H \parallel Z$, $H = 15$ kOe) とほぼ同程度である。角度依存性については理論曲線 E は実験曲線をよく再現している。実測の $T = 1.5$ K での $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性をみるために, 図 4.49, 図 4.50 を示す。これらの図は図 3.18, 3.21 から Z 70 度による測定を, 図 3.19 から Y 70 度による測定を夫々 15 kOe の磁場で再プロットしたものである。(図にハックをした面は rough 面を意味する。)。一方理論曲線は, これまでと同じく, $\tau_e = 1.8 \times 10^{-10}$ sec, $\tau_h = 1.2 \times 10^{-10}$ sec とおいて計算した曲線は図 4.47 の縦軸を 20 倍したものとほとんど同じである。従って, 実測値は大きさにおいて 1桁小さく, また角度依存性は全く異なる。

(4) ホール・テンソル $\rho_{yx}(H) - I \parallel X$
 $H \parallel YZ$ 面

$\rho_{yx}(H)$ の角度依存性の測定結果が図 3.41 ($T = 1.5$ K), 図 3.43 ($T = 77$ K) 及び図 3.44 ($T = 300$ K) に夫々示されている。図 4.51 は $H = 15$ kOe で $\tau_e / \tau_h = 1.5$ のもとで τ_e, τ_h をパラメータにして変えていったときの $\rho_{yx}(H)$ の角度依存性の計算曲線である。図 3.44 ($T = 300$ K) の $\rho_{yx}(H)$ と図 4.51 での曲線 θ ($\tau_e = 4.5 \times 10^{-13}$ sec

$\tau_h = 3 \times 10^{-13}$ sec) とを比較すると, ρ_{yx} (H) の大きさについては実測のほうが数倍大きな値を与えているが, 角度依存性については理論と実測はかなり良く一致している。(ただ理論では -40° 方向のピークが $+40^\circ$ の方向のピークに比べて大きい, 実験ではその逆になっている。)。図 3.43 (77K) の実測と比べるべき $\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec の計算曲線は図 4.51 の曲線 A の縦スケールを約 10 倍にしたものと同じで, 大きさは実測の方が 1 桁近く大きい。両者の角度依存性は図 3.43 における $\Sigma \sim \Upsilon$ 向の微細構造を除いては一致している。300K, 77K とともに, 実験でも計算でも $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ が成り立っている。

図 3.41 (a) の $T = 1.5$ K での $\rho_{yx}(H)$ の実験曲線では, 磁気量子振動部が重畳しているが非振動部分の角度依存性は次の 2 点に要約される。

- (i) Σ 軸で極大, $-\Sigma$ 軸で極小となり 360° 周期で正弦波的に変化する,
- (ii) $\Upsilon \Sigma$ 面内の任意の磁場方向について $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ が成り立つ。

$H = 15$ kOe, $\tau_e = 1.8 \times 10^{-10}$ sec, $\tau_h = 1.2 \times 10^{-10}$ sec を理論式に代入して, $\rho_{yx}(H)$ の角度依存性を求め, これと実験とを比較した結果, (ii) については一致するが, (i) については全く一致しないことがわかった。 $\rho_{yx}(H)$ の大きさについても, 理論では $H = 15$ kOe で 0.08 m Ω cm ($H \parallel \Sigma$) であるのに対し, 1.5 K では 41.25 m Ω cm と,

理論値とは約 500 倍程度も異なる値が得られた。

4.3.2 ホルツマニの輸送理論の成立するバルク電流領域から静的表皮効果の存在する領域への移行

§ 4.3.1 より得られた重要な結果を静的表皮効果との関連において以下に簡単に考察する。

(i) 77 K, 300 K で $\rho_{xx}(H)$, $\rho_{yx}(H)$, $\rho_{yy}(H)$, $\rho_{xy}(H)$ の大きさはホルツマン理論において、担体の緩和時間を等方的パラメータとして良く合う場合と、数 factor 違う場合があるが、緩和時間の異方性を入れれば一致はさらに良くなると考えられる。

(ii) 77 K, 300 K では $H = 15 \text{ kOe}$ において、 $\rho_{xx}(z)$ と $\rho_{yy}(z)$ の大きさは factor 2 程度 (ホルツマン理論では $\rho_{xx}(z) = \rho_{yy}(z)$ となる。) しか違わないが、 $T = 1.5 \text{ K}$ では $\rho_{xx}(z) \simeq \rho_{yy}(z) / 10$ となる。

(iii) $\rho_{xx}(H)$ 及び $\rho_{yy}(H)$ の磁場角度依存性は $T \geq 20 \text{ K}$ ではホルツマン方程式による結果と半定量的に一致するが、 $T = 1.5 \text{ K}$ では全く合わない。

このように 77 ~ 300 K (恐らく $T \geq 20 \text{ K}$) ではホルツマニの輸送理論が成り立つが、 $T = 1.5 \text{ K}$ では全く成り立たない。これはこの理論が純粹にバルクの的であるのに対し、温度が十分に低くなるとある種の条件が成り立つことに

なり、静的表皮効果の存在が可能となるためであると考えられる。その条件とは、平均自由行程が試料の幅・厚さと同程度になることであると一応考えている。

(ii)において、 $T=1.5\text{ K}$ 、 $H=15\text{ KOe}$ で $\rho_{xx}(z) \simeq \rho_{yy}/10$ であること、また $\rho_{yy}(z)$ の値がホルツマニの輸送理論からの計算結果と一致することと、(a) $H \parallel z$ 、 $I \parallel x$ 、 $T=1.5\text{ K}$ の配置では静的表皮効果が存在し、(b) $H \parallel z$ 、 $I \parallel y$ 、 $T=1.5\text{ K}$ の配置では静的表皮効果が存在しないというも 4.1.3 の結果とはユニシステントである。

(iii)の磁場角度依存性に関する $T=1.5\text{ K}$ の測定結果を静的表皮効果から説明することは現在では可能でない。理論において、ビスマスのフェルミ面の異方性、specular 反射係数の異方性、試料の境界条件及び表面状態に関する考慮が適確に入れられないからである。

4.4 ビスマスのドハース・ファンアルフェン効果の frequency mixing

§3.5に既に述べたように、ビスマスのドハース・ファンアルフェン振動数のY区面での角度依存性において未だ報告されていない新しい振動数を見出した。図3.5xにおいて、 ω 及びEと記されている振動数である。これらはビスマスの電子のフェルミ面として一般に受け入れられているLaxのENPモデルからは直接には生じないような振動数である。§3.5での検討の結果 F_D 及び F_E は誤差の範囲内において $F_A + F_{BC}$ に一致することがわかった。この節ではどのような物理的理由でこのような frequency mixingが生じるのかということについて考察する。

ビスマスのフェルミ面は他の金属に比べて非常に小さい。それ故通常の金属に比べ、はるかに低い磁場においてランダウ準位は量子極限 (quantum limit) に近い小さな量子数をとることになる。さらに担体濃度 ($= 3 \times 10^{17} / \text{cm}^3$) が非常に少ないことからフェルミ・エネルギーは磁場とともに著しく変化する。図4.6xには $H // Y$ 区面の場合のフェルミ・エネルギーの磁場依存性が計算されている。

今磁場がHのときのフェルミ・エネルギーを $\epsilon_F(H)$ 、そのときの極値断面積を $S(H)$ とすると、 $S(H)$ は次式で与えられる。

$$S(H) = S(0) + \frac{2\pi}{\hbar^2} m_c^* \cdot \Delta E_F \quad (4.32)$$

ここで $E_F(H) = E_F(0) + \Delta E_F$ であり, ΔE_F は H による変化分でありドハース・ファンアルフェン振動に伴って H に関して擬周期的に振動することになる。通常の金属では $\Delta E_F \simeq 0$ であるがヒスマスの場合には ΔE_F は無視できない。(4.32) よりフェルミ面の極値断面積 $S(H)$ 自身が H とともに, 近似的に $1/H$ に関して周期的に振動しており, その変化は高磁場に行くに従って大きくなることかわかる。

今ドハース・ファンアルフェン効果の振動に関して, a 電子ポケットの基本振動と bc 電子ポケットの基本振動のみが存在する場合について考える。このとき振動磁化 \tilde{M} は次のようになる。

$$\begin{aligned} \tilde{M} &= \tilde{M}_a + \tilde{M}_{bc} \\ &= A_a \sin(\chi_a + \mu_a \Delta E_F) + A_{bc} \sin(\chi_{bc} + \mu_{bc} \Delta E_F) \end{aligned} \quad (4.33)$$

ここで μ 及 χ は夫々次式で与えられる。

$$\chi = 2\pi \left(\frac{c\hbar S(0)}{2\pi eH} - \delta \right) - \frac{\pi}{4}, \quad \mu = \frac{2\pi c m_c^*}{\hbar e H}$$

δ は phase factor であり, A はドハース・ファンアルフェン振動の振幅である。 $\Delta E_F \cdot \mu \ll 1$ としてテーラ-展開すると次式が得られる。

$$\tilde{M} = A_a \cdot \sin \chi_a + A_{bc} \cdot \sin \chi_{bc} + (\mu_a \Delta E_F)$$

$$\times A_a \cos \chi_a + (\mu_{bc} \cdot \Delta E_F) A_{bc} \cos \chi_{bc}$$

(4.34)

しかるに、図 A.7 より振動数 E 及び θ の観測される γ 区面内 -30° より -40° の角度領域では、フェルミ・エネルギーは H とともに a ポケット及び bc ポケットの周期で複雑に振動する。

今 ΔE_F が a ポケットまたは bc ポケットの周期で磁場とともに振動するものと仮定する。即ち

$$\Delta E_F = \zeta(H) \cdot \cos \chi_a$$

ここで $\zeta(H)$ はエネルギーのディレクションを有する量である。このとき \tilde{M} は

$$\tilde{M} = A_a \sin \chi_a + A_{bc} \cdot \sin \chi_{bc} + \frac{1}{2} \mu_a \cdot A_a \zeta(H)$$

$$\times (1 + \cos 2\chi_a) + \frac{1}{2} \mu_{bc} \cdot A_{bc} \zeta(H) \{$$

$$\cos(\chi_a + \chi_{bc}) + \cos(\chi_a - \chi_{bc}) \} \quad (4.35)$$

となる。従って a ポケットと bc ポケットの振動数の和に対応する振動数が得られる。この場合振動数の和に対応する振幅 A_s と a ポケットの振幅 A_a の比は近似的に次式で与えられる。

$$\frac{A_s}{A_a} \approx \frac{\Delta E_F}{E_F(0)} \quad (4.36)$$

次に量的評価を行う。Y-Z面内 $\theta = -36^\circ$ において、 $2 \leq H \leq 6$ kOeでのドハーヌ・ファンアルフェン振動をフーリエ変換して得られるフーリエ・スペクトルにおいて、a, bc, 2a及びbcの各ピークに対応する相対的な振幅は夫々、 $A_a = 583$ 、 $A_{bc} = 292$ 、 $A_{2a} = 72$ 、 $A_s = 39$ で与えられる。一方 $H \parallel$ Y-Z面内 $\theta = -30^\circ$ の磁場方向では、図A-7(c)から知れるように、例えば $H = 15$ kOeで $\Delta E_F \approx 1$ meVである。このとき $A_s/A_a = 0.067$ 、 $\Delta E_F/E_F(0) = 0.0362$ (ここで $E_F(0) = 27.6$ meV) となり、(4.36)がかなり良い近似で成り立っていることがわかる。従ってaとbcの和に対応する振動は、aまたはbcポケットの極値断面積がフェルミ・エネルギーの磁場変調を受けることによつて生じているものと考えられる。

frequency mixing という事実はこれまでも鉛や銅で観測されている。特に鉛についてはGoldら³⁴⁾の詳しい報告がある。この原因としてmagnetic interactionの効果(Shoenberg効果)²⁹⁾が考えられている。ヒスマスにおいて観測されるfrequency mixingが上述のフェルミ・エネルギーの振動的磁場依存性によるばかりでなく、magnetic interactionによるものであるかどうかを検討する。Pippard³⁵⁾によれば、

Shoenberg 効果が生じるためには $4\pi|\tilde{M}|$ が $\Delta H/4 = PH^2/4$ よりも大きいかまたは同程度の大きさになることが必要である。即ち,

$$4\pi|\tilde{M}| \geq (PH^2/4) \quad (4.37)$$

§ 2.2.3 のトルク法によるドハース・ファンアルフェン効果の実験より絶対値 $|\tilde{M}|$ が求まる。今トルクを x (dyne·cm), 試料の体積を V (cm³), 磁場値を H (Oe) とすると, 絶対値 $|\tilde{M}|$ は

$$|\tilde{M}| = (x/V \cdot H) \quad (G)$$

として求まる。具体的な例として, $H \parallel Y$ 面内 $\theta = -40^\circ$ にオリエントしている場合を考える。図 3.59 より $4\pi|\tilde{M}_a|$ は夫々 $H = 2 \text{ kOe}$ で $4\pi|\tilde{M}_a| = 0.203 \text{ (G)}$, $H = 10 \text{ kOe}$ で $4\pi|\tilde{M}_a| = 0.314 \text{ (G)}$ である。ここで \tilde{M}_a は a 軸セットによる振動磁化である。一方 $\Delta H_a/4$ は夫々 $H = 2 \text{ kOe}$ で $\Delta H_a/4 \approx 25 \text{ Oe}$, $H = 10 \text{ kOe}$ で $\Delta H_a/4 \approx 625 \text{ Oe}$ である。従って $H = 2 \text{ kOe}$ では $4\pi|\tilde{M}_a| / (\Delta H_a/4) = 8.12 \times 10^{-3}$, $H = 10 \text{ kOe}$ では $4\pi|\tilde{M}_a| / (\Delta H_a/4) = 5.0 \times 10^{-4}$ である。それ故 Shoenberg 効果の起る条件 (4.37) は満足されていない。以上より, 考えている磁場範囲では, Shoenberg 効果は起こらないことが結論される。従って本研究では frequency mixing という効果が Shoenberg 効果以外の x 軸 = π で生じていることを実験的に見出したものである。

4.5 重要な問題点

本研究の実験結果の解析より帰納された新しい表面電流の挙動のメカニズムについて説明の出来なかつた問題点を以下に再記する。

(i) 試料内での電流分布について以下に示すような特徴的な結果が得られた。即ち、 $I // X$, $H // Z$ ($T = 1.5K$) の場合、表面電流の片寄りの現象は片寄りの側面が磁場の反転に対しては反転するが、電場の反転に対しては不変である。この事実は、本研究の主題の一つである磁気量子振動の新しい観測法において、試料の交流電流の周波数 f での Lock-in では信号が得られ、 $2f$ では得られないこと、及び直流の横磁気抵抗測定で電圧プローブの立てられた側面に依存する電圧降下が $+Z$ 磁場と $-Z$ 磁場で非対称となり、電流の向きが反転では対称であることの二種類の実験に主として支えられており、疑う余地のないことと思われる。しかしその物理的なメカニズムについては未詳である。(この項の (V) において再び触れる。)

(ii) 横磁気抵抗の角度依存性

少なくとも $T \geq 20K$ では $\rho_{xx}(H)$ 及び $\rho_{yy}(H)$ の磁場角度依存性 (図 3.28, 3.29) はボルツマンの輸送理論から説明出来るが、

液体ヘリウム温度での $\rho_{xx}(H)$ 及び $\rho_{yy}(H)$ の磁場角度依存性については全く説明出来な \checkmark 。

② 一般化されたホール・テンソルの角度依存性

液体ヘリウム温度での $\rho_{yx}(H)$ 及び $\rho_{xy}(H)$ について、その磁場反転に伴う対称性に関してではボルツマンの輸送理論と一致するが、角度依存曲線の詳細については全く一致しない。(図 3.4/ (a) と 図 4.51, 図 3.45(a) と 図 4.46)。また $H \parallel z$ の場合、ホール・テンソルの大きさはボルツマン理論の値に比べて 500 倍程度大きくなる。

① 及び ② には、互いに関連したメカニズムが働いているものと想像される。このメカニズムは λ (平均自由行程) と d (試料の幅または厚さ) の状況でのみ起こるものと考えられるが、そのような状況での電子及び正孔の流れや分布の挙動を現在の測定結果から理論的に説明することは残された問題である。

(iv) § 4.2.2 及び § 4.2.3 において横磁気抵抗 $\rho_{ll}(H)$ ($l = x$ または y) $\propto H^p$ の冪指数 p が表面状態とともにどのように変化するかを、主として静的表皮効果の立場から論じた。しかし実際には事情はもっと複雑で、冪 p の値は磁場方向、試料の形状、表面状

態及び電圧フローの位置によって大きく変化する。これらもろもろの現象を統一的な理論に従って定量的に説明することは現段階において未だ出来ていない。

(V) 前述 (i) の実験事実は、少くともフェルミ面が 4.1.1.2 の如く電子・正孔ともに球の場合の静的表皮効果の理論では決して説明できない。即ち、表面電流路が電場反転に関して不感であることと、直交する E 及び H のもとでの各担体のドリフト速度 ($= cE \times H / H^2$) との関連より説明しようとする試みは、ドリフト速度自身が E または H のいずれの反転に対しても反転するという理由で失敗してきた。この反転性が H には依存し、 E に依存しないことは、上述のような素朴なメカニズムとは何か異なるものが付加されることによって生じているものと考えざるを得ない。

今 (i) 及び (V) の問題点を、結晶の対称性との関連から考察する。

図 3.1 (a) よりビスマスの結晶構造の特徴は次の2点に要約される。(i) YZ 面は鏡映面である。(ii) 実空間では、 X 軸は2回軸 (binary) ではなく擬2回軸 (pseudo-binary) である。(ii) について簡単に説明すると、図 3.1 (a) において X 軸のまわりに結晶を 180° 回転させると白丸の位置の原子については回転する前と後

では格子のずれる方向が $\langle 111 \rangle$ 方向に関して逆, つまり X 軸のまわりの 180° 回転に続いて Y 軸のまわりに 180° 回転させなければ格子は元と同等とはならない。このため, 実空間では X 軸は純粹な意味の 2 回軸ではなく, 擬 2 回軸である。

電磁気学に従えば, 鏡映反転 ($X \rightarrow -X, Y \rightarrow Y, Z \rightarrow Z$) に対して, H 及び E は夫々, $H_x \rightarrow H_x, H_y \rightarrow -H_y, H_z \rightarrow -H_z$; $E_x \rightarrow -E_x, E_y \rightarrow E_y, E_z \rightarrow E_z$ の如く変換される。従って Y Z 面が鏡映面である場合には, $E = (E_x, E_y, E_z)$, $H = (H_x, H_y, H_z)$ を印加した場合の自然現象と $E' = (-E_x, E_y, E_z)$, $H' = (H_x, -H_y, -H_z)$ を印加した場合の自然現象とは等価であるはずである。しかるに本研究の $H_x = H_y = 0$ かつ一様電流の仮定のもとでは $I_y = I_z = 0$ の場合の横磁気抵抗の実験結果 (図 3.28) において, $I = (I_x, 0, 0)$, $H = (0, 0, H_z)$ の場合の抵抗値と $I' = (-I_x, 0, 0)$, $H' = (0, 0, -H_z)$ の場合の抵抗値とは同値ではない。もし $E \parallel I$ とすれば, このことは自然法則が空間座標反転に対して共変的, つまり左右対称であるということと矛盾している (原子核の β -崩壊などのきわめて弱い相互作用に基づく現象を支配する法則では, これが破れていることが明らかとなった)。しかるに実際には $H \parallel Z$, $I \parallel X$, 下 1.5 K の場合, § 4.1.3 より電流は試料表面 (YZ 面の一方の面) に沿って流

れる。このため、電場方向はもはや土X軸方向に平行ではなく、試料の幅、厚さ及び長さ
 に依存して、空間的に大きく変化する($E(r)$)。このことは電圧プローブ近傍の電場方向
 についてもあてはまる。また磁場反転に対して、電流路が反転してもう一方のYZ面に移行
 することから、+Hzの場合の電場分布 $E(r)$ とはまた異なる電場分布 $E'(r)$ をとること
 になる(高温で、担体の平均自由行程 λ が十分小さい場合には+Hzと-Hzの場合の電場分布
 は同じはずであるが、試料が高純度で温度が十分低く、担体の平均自由行程が非常に長くなり、
 本研究で見出されたような図3.24及びその現象論的モデルとしての図4.17が成り立つ
 場合には電場分布は $E \parallel E_x$ からかなりにずれることになる)。一方図3.24において磁
 場を固定したままで電流を反転した場合、 $\rho_{xx}(H)$ の絶対値は不変で、符号だけが変わるこ
 とから、電場方向は電流の反転に対して、 $E(r) \rightarrow -E(r)$ 、 $E'(r) \rightarrow -E'(r)$ となるだけ
 である。このことから、図3.24の $(I_x; H_z)$ の場合の電場分布 $E(r)$ と、 $(-I_x; -H_z)$ の場合
 の電場分布 $E'(r)$ とは一般に $(E_x'(r), E_y'(r), E_z'(r)) \neq (-E_x(r), E_y(r), E_z(r))$ である。もし
 このような電場分布が何等かの理由により生じたとすると、鏡映反転に対する不変性と
 図3.24の実験結果とは必ずしも矛盾するものではないと考えられる。

今このような不均一電流の生じる物理的理由について考察する。当面考えられる理由として、

- (a) YZ面は室温では確かに鏡映面であるが、液体ヘリウム温度でも本当に鏡映面であるのか。
- (b) 結晶育成時に入る転位をある程度さけることは出来ないが、成長軸にリフーした特定方向にバーガースベクトルの向きがそろい易い傾向がないかどうか。また単結晶はモザイク構造になっており、モザイクすなわちサブグレイン間のオリエンテーションが僅少でも不揃いになることがあるのか、
- (c) 磁場方向は正確にYZ面内にあるのか、例えばX軸方向に少し傾いている可能性はないのか、
- (d) 電極と試料との接触とか+X軸側と-X軸側とで対称であるのか、
- (e) 試料に次の意味でのヒステリシスが存在しないのか。即ち、一定方向の磁場及び電流のもとで、 χ が μ は不明であるが電流路が磁場の向きによって一旦決まると、電流方向を反転させても変わらない。

まず(a)については、液体ヘリウム温度でのヒスマスの結晶構造が室温のそれとは異っている報告は未だない。実際、トハース・ファンアルフェン効果の測定結果はYZ面が鏡映

面であることと強く支持している。しかしこれらはいずれも試料全体としての性質であり、(b)と関連した考察をするならば結晶中のどの部分の格子とその主軸が結晶の巨視的な主軸と一致するかどうとそうではなく、一般には結晶はモザイク構造からなっており、各サブグレインの主軸は、試料結晶全体の主軸のまわりに揺動している。ヒスマスの場合についても例外ではなく、モザイク構造の存在は同接的にドハース・ファンアルフェン効果の phase smearing (Dingle 温度 T_D が磁場とともに変化する効果) から確かめられている。このようなモザイク構造が結晶内に存在する場合、一つのサブグレインで H が YZ 面内にあっても、他のサブグレインでそうであるとは限らない。このような可能性が図 3.24 の現象をどの程度説明できるかは明らかではないが、一つの問題を含んでいることは確かである。

次に (c) については、その可能性は十分考えられる。図 2.2 の測定配置において、 $I \parallel X$ 、 $H \parallel YZ$ 面の場合、試料の X 軸方向が試料ホールゲージの垂直支持棒と平行になるように取り付けられている。支持棒と磁場回転面 (水平面) とは約 1° 程度の誤差範囲内で垂直である (実験的に、 H を正確に Z 軸方向にオリエントすることは無論のこと、オリエントしていると判定することも非常にむづかしい)。

今仮に H が Z 軸方向から X 軸方向にわずかにだけ ($\Delta\theta \simeq 1^\circ$) 傾いているものとするとき、 H はもはや鏡映面にはなく、電場が正確に $\pm X$ 軸方向に向いている場合でも、 $(E_x; H)$ の現象と $(-E_x; H)$ の現象とが等価であるという必然性はなくなる。しかし $H_x = H_z \sin(\Delta\theta) \simeq H_z \times \Delta\theta = 0.02 H_z$ の成分からの影響が、図 3.24 の電流及び H の反転に対する抵抗値の大きさとしてあらわれるかどうか疑問である。即ち、例えばボルツマンの輸送理論より、同じ配置での $\rho_{xx}(H)$ の値は $H \parallel Z$, $I \parallel X$ の場合のそれと 1° 程度傾いた場合のそれとではほとんど変わらないからである。しかし、液体ヘリウム温度では § 4.3 よりボルツマンの輸送理論が全く成り立たないことから、上述の可能性を否定することは出来ない。

次に (d) について論ずる。この問題は既に Yoshida^{*}) により、ビスマスの縦磁気抵抗 ($H \parallel Z$, $I \parallel X$, $T = 77\text{ K}$) の場合の不均一電流を説明しようとする試みの中で詳しく論じられている。Yoshida に従えば、縦磁気抵抗の測定において観測される異常は試料自身の抵抗によるのではなく、試料内を流れる電流路の局所化によるとされる。即ち、電極が試料の端面の中心にあり、電極と試料との接触断面積が試料の断面積に比べて無視できるとき、

^{*}) K. Yoshida: J. Phys. Soc. Japan 39 (1975) 1473, 40 (1976) 1027, 41 (1976) 574.

電流は一方の試料端面の電極 (source) から、放射状に発散し、もう一方の電極 (sink) に収束する。そのため両電極の近くでは電流は H に平行ではなくなる。この場合電流ベクトルは H とのなす角度を出来るだけ小さくしようとする傾向があるため、電流線は $H=0$ のときの状態から、より H に平行になるように集束する傾向をもつ。このような電流不均一性は、電流と試料の端面との接触が、点接触ではなく全面に一樣に接触しているならば起こり得ない。しかるに、全面一樣な接触を実現することは実際には非常にむづかしい。その理由は、電極から試料に向かって入ってきた電流が、ハンダ合金の抵抗 (磁気抵抗をも含めて) が無視しえないので、ビスマスの磁気抵抗テンソルの横成分及び縦成分との大小関係に従って、電流路を選択するからである。横磁気抵抗の場合に比べて縦磁気抵抗の場合にはその可能性は大きいが、横磁気抵抗においても試料の長さが幅・厚さの数倍にすぎないような形状の試料では、プローブ間隔を小さくしても入ってくることが報告されている。本研究の横磁気抵抗 ($H \parallel Z, I \parallel X, T=1.5K$) においても、静的表皮効果が働らけば電極付近の電場は不均一なものとならざるを得ない。かかる電流路の局在化は両端面での接触が非対称である場合には結晶の対称性とは一応関係のない素因を含む。しかし、このよう

な単純な非対称性から図 3.24 の実験結果を適確に説明できるかどうかはまだ明らかでない。

尚 (e) については, $(E_x, 0, 0)$, $(0, 0, H_z)$ と $(-E_x, 0, 0)$, $(0, 0, -H_z)$ の同等性のほぼ成立する配置が非常に狭くて, H が z 軸からわずかずれ, E が x 軸からわずかずれると電流路は非常に異った所へずれるということがある。とすれば, (c) に述べた可能性によって対称の配置からわずかずれることによつて, 磁場の向きだけで決まる電流路が設置され, 電流は常に選択的にそこを流れようとする。

次に結晶の対称性と, 静的表皮効果の生じる面の一意性との関連について簡単に考察する。電流を x 軸の向きに流した状態を考える。図 4.52 には試料を z 軸方向から見たときの, 電流端子, 電圧プローブ, I 及び H の位置関係が夫々図示されている。図 (a) において $H \parallel -z$ の場合, y 軸側では例えば電流密度の大小あるいは表面の skipping orbit の詳細により $|A\rangle$ 状態, $-y$ 軸側で $|B\rangle$ 状態をとるものとする。図 (a) から H 及び試料を同時に x 軸のまわりに 180° だけ回転させることにより, 等価的に図 (b) が得られる。次に図 (b) から H の反転を行つと実験からは図 (c) の如く, $-y$ 軸側では $|A\rangle$ 状態, また y 軸側では $|B\rangle$ 状態となる。上述の場合と同様に図 (c) から H 及び試料を同時に 180° 回転させることにより等価的

に図(d)が得られる。図(a)と(d)を比べると、Hの反転で+Y軸側と-Y軸側の表面状態が入れかわるという結果は当然である。それ故図(a)と(c)とは等価であるはずである。次にHの向きを変えず図(c)から試料だけをX軸のまわりに 180° 回転すると図(e)になる。X軸が2回軸であるとするると図(e)と(a)とは一致するはずであるが、図(a)、(e)を比べてわかるように一般には一致しない。図(a)と(e)が一致するためには $|A\rangle = |B\rangle$ でなければならない。これはいうまでもなくX軸が2回軸であることと等価である。実験では例えば図3.24からも明らかのように $|A\rangle \neq |B\rangle$ である。しかし(ロ)の考察よりX軸が2回軸ではなく擬2回軸であることから、図(c)の試料だけがX軸のまわりに 180° 回転しても図(a)と一致することに必然性のないことがわかる。この場合X軸の回りの回転操作のほかに、 $|A\rangle \leftrightarrow |B\rangle$ の操作を施すことにより図(a)と(c)が一致する。電流反転に対しては、Hの反転とは異なり試料の表面状態の変化しないことが実験的に検証されたが、この場合図(b)及び(d)は夫々図(f)及び(g)に移り変わるが、これらの結果はこれまでの対称性に関する考察と相矛盾するものではないことを以上に述べた。

5. 総括

本研究は、半金属ビスマスの電流磁気効果の研究において、従来注目されずにいた表面電流効果の重要性を見出し、その定性的な物理的描像と半定量的評価とを取扱ったものである。半金属の輸送現象における表面の効果としては過去において少数ではあるが、拡散サイズ効果に関する研究が主に実験的立場からなされ、また静的表皮効果に関する研究が主に理論的立場からなされてきた。静的表皮効果は Azbel' 及び Peschanskii' により提案されたもので、その存在は横磁気抵抗の非振動部分の磁場依存性及び角度依存性に関するいくつかの実験的研究において間接的に確かめられている。

本研究はこのような歴史的背景のもとで、以上の研究とは直接関係のない別の物理的興味から始められた。即ち、試料に交流電流を流し、それに直交する静磁場を印加した所、磁場軸と同軸に試料の周囲または試料表面に置かれた検出コイルに信号電圧の発生を見たのである。その信号電圧にはいわゆる磁気量子振動の信号が重畳した。著者はこれを、試料表面付近を流れる環路的な交流表面電流が磁気量子振動の強弱を含む変動磁束を発生し

、それが検出コイルに現われるものと考え、その表面電流が主として静的表皮効果によって発現しているという解釈を行った。このことがビスマスの静的表皮効果との関連において本研究を遂行する切掛けとなった。本研究において新しく見出された実験事実を要約すると次の通りである。

(1) (i) 交流の試料電流とそれに直交する静磁場並びに周囲に巻いた検出コイルで、伝導電子・正孔の磁気量子振動効果を測定する新しい方法を見出した。

(ii) この方法により、さらに (a) 電流を X 軸方向に流し、また磁場を YZ 面内に印加する場合、及び (b) 電流を Y 軸方向に流し、また磁場を ZX 面内に印加する場合、の夫々の場合につき、 Z 軸と同軸に試料の XY 面に置かれた検出コイルに発生する信号を測定した所、(a) の場合には大きな量子振動振幅を含む信号の観測される事が、また (b) の場合には量子振動を含む信号の観測されない事が明らかになった。

(iii) (a) の場合に得られる信号の磁気量子振動部分は、直流シュブニコフ・ドハース振動の場合と同様に、(i) ランダウ準位がフェルミ・エネルギーと交差する磁場において谷をとる、(ii) 信号の磁気量子振動部分の振幅にシュブニコフ・ドハース振動

の場合と同じ Dingle plot を施した所, 得られた曲線が直線的になる, また (A) その非振動部分の磁場依存性は, $Y-Z$ 面内の任意の磁場方向について $H=0$ kOe より $H \approx 2$ kOe まで単調に増加し, 一度ピークに達しその後は単調に減少する傾向をもつ。

(iv) (a), (b) いずれの場合にも, 検出コイルに生ずる交流電圧を試料に流した交流の周波数 f で Lock-in した場合にのみ信号が得られる。 $2f$ で Lock-in した場合には信号は現われない。

(2) 横磁気抵抗に関する種々の測定を行い次のような新しい実験事実を見出した。

(i) $T=1.5$ K の下での横磁気抵抗 ((a) の場合 $\rho_{xx}(H)$ 及び (b) の場合 $\rho_{yy}(H)$ に対応) を試料に取り付けられた種々の電圧プローブで測定し, その結果を電圧プローブが電流路に接触している場合にはプローブの両端に電位差が生じ, また接触していない場合には電位差が生じないという原理に従って解釈した所, 次のような結果が得られた。即ち, (a) の場合, 電流は主として試料表面を流れる。 $H \parallel Z$ の場合, 表面電流路は磁場反転に対しては, $Z-X$ 面の一方の面から相対するもう一方の $Z-X$ 面に移行するが, 電場反転に対しては移行しない。また (b) の場合, 実質的な表面

電流は存在せず、電流は試料の長さ方向にかつ一様に流れる。それ故電流路は磁場及び電場方向の反転に対して不変である。

(ii) 横磁気抵抗の磁場依存性を (a) 及び (b) の場合について夫々解析し、次のような結果を得た。即ち、 $T=1.5\text{ K}$ のもとでの (a) の場合、

(i) 試料の表面状態が rough になるに従い、高磁場での ρ ($=\partial \log \rho / \partial \log H$) の値が順次大きくなる。

(ii) ρ の値は磁場方向及び電圧プローブの位置に依存して変化する。

(iii) 試料表面が十分エツキされており、かつ磁場が z 軸方向に印加されている場合、低磁場では $\rho_1 = 1.75$ また高磁場では $\rho_2 = 0.75$ となる。

また $T=1.5\text{ K}$ のもとでの (b) の場合には、

(iv) ρ の値は磁場方向により異なるが、電圧プローブの位置に依存しない。

(v) ρ の値は高磁場まで一定の値をとる。具体的には $H \parallel z$ の場合、高磁場で $\rho \simeq 1.20$ となる。

(iii) 横磁気抵抗の測定配置 ($H \parallel z$, $I \parallel x$, $T=1.5\text{ K}$) において、担体濃度の多い面と少ない面のコンタクトタンスの差の直接測定を試み、その結果高磁場においても両側面に大きな濃度差の生じることが明らかに

なった。

(iv) 一般化されたホール電圧 ($\rho_{yx}(H)$ 及び $\rho_{xy}(H)$) を (a) 及び (b) の場合について夫々測定し次のような結果を得た。

(i) (a) の場合, $Y-Z$ 面内の任意の磁場方向について, $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ が成り立つ。

(ii) (b) の場合, $Z-X$ 面内の任意の磁場方向について, $\rho_{xy}(-H) = \rho_{xy}(H)$ が成り立つ。

(iii) $\rho_{yx}(Z)$ 及び $\rho_{xy}(Z)$ の値はほぼ等しく, 近似的に $\rho_{xx}(Z) \ll \rho_{yx}(Z) \ll \rho_{yy}(Z)$ なる不等式が成り立つ。

(iv) $T=1.5\text{K}$ の下での磁気抵抗テンソル $\rho_{xx}(H)$, $\rho_{yx}(H)$ ($H \parallel YZ$ 面, $I \parallel X$) 及び $\rho_{yy}(H)$, $\rho_{xy}(H)$ ($H \parallel ZX$ 面, $I \parallel Y$) とともに $T \geq 20\text{K}$ の場合の磁気抵抗テンソルとは全く異なる磁場角度依存性をとる。

(3) 本研究の一環としてドハース・ファンアルフェン効果の信号を計算機によりフーリエ変換し, 極値断面積が自動的に求められる新しい測定システムを完成した。このシステムによる詳細な解析の結果, ビスマスのドハース・ファンアルフェン振動数の YZ 面での角度依存性において未だ報告されていない新しい振動数を見出した。これはビスマスの電子のフェルミ面として一般に受

け入れられている Lax の ENP モデルからは直ちに生じないような振動数である。これは誤差の範囲内において a と bc ポケットの振動数の和に一致することがわかった。

(1) 及び (2) における新しい実験事実より, (a) の場合と (b) の場合との間には, 担体の電気伝導のメカニズムに根本的な相違のあることがわかる。本研究ではこれを次のように解釈した。即ち,

(i) (a) の場合には静的表皮効果が存在し, このために試料表面からサイクロトロン半径 r_H のオーダーの所での易移度がバルクの易移度に比べて大きくなり, その結果電流が表面に集中する。

(ii) (b) の場合には静的表皮効果は存在せず, 電流分布は主として伝導テンソルのホール成分によって決まる。この場合電流は試料内部を一様・均一に流れる。

本論文でいう静的表皮効果とは次のようなものである。静磁場下で, 担体はラングウ軌道として closed orbit 上を周回する。この担体は散乱体との散乱によってのみサイクロトロン直径 $2r_H$ の程度だけシフトする。一方この軌道の表面での散乱を見ると, ビスマスの場合フェルミ・エネルギーが非常に小さい (~ 27.5 meV) ことから, ド・ブロイ波長が十分長くほとんど specular 反射をするものと考えら

れ、従って軌道は表面を skipping することになり、平均自由行程 λ の程度にわたりシフトする。低温、強磁場下では $\lambda \gg \gamma_H$ なので一つの電子の軌道で比較すると表面電流の方がバルク電流よりもはるかに大きくなり得る。静的表皮効果が存在するためには少くとも次の二つの条件を満足している必要がある。即ち、

- (i) 電子と正孔が同数個存在すること、
- (ii) 直交する電場 E 及び磁場 H のもとで、 E と H に垂直な方向 ($E \times H$) に質量流が生じること。

ビスマスの場合、既に (i) の条件は満たされている。(ii) の条件が満たされているかどうかはビスマスのフェルミ面の各ポケット (電子 a , b , c 及び hole ポケット) のドリフト速度の方向分布をボルツマンの方程式を解いて詳しく検討することにより判定できる。 $v = v_0 - (v_a + v_b + v_c)$ とすると、 $E \times H$ 方向の電流は v の $E \times H$ 方向の成分に比例する。結果だけを記すと次のようになる。

- (i) Y 区面内のすべての磁場角度でこの値がゼロとなる。(Y 区面が鏡映面であることと関係している。) このことから、(a) の場合 $E \times H$ 方向に常に質量流が存在し得る。
- (ii) Z 区面内の Z 軸方向以外のすべての磁場角度で、 $E \times H$ 方向に電流が存在し得る。

以上の簡単な考察により、(a) の場合には静的

表皮効果の存在することが、また (b) の場合には $H \parallel Z$ 以外の磁場方向で静的表皮効果の存在しないことが、少なくとも理論的に支持されているものと考えられる。(a) 及び (b) の伝導 \times カ = $\nabla \mu$ として、上述の伝導 \times カ = $\nabla \mu$ が妥当であるかどうかは、(1) 及び (2) の実験事実がこの \times カ = $\nabla \mu$ によってどの程度説明できるかにかかっている。考察により明らかになったことを要約すると次の通りである。

(A) : (1) 及び (2) より、検出コイルに発生する起電力と試料内での表面電流の存在との間には強い相関関係のあることが検証された。即ち、(a) の場合には表面電流路の片寄りが磁場方向にのみ依存し、電場方向 ($E \parallel \pm X$) によらないことから、(1) の (iv) で指摘したように、 f で Lock-in した場合にのみ、量子振動の重畳した信号が得られる。一方 (b) の場合には、電流が試料内を一樣に流れることから、実質的な量子振動を含む信号は現われない。この意味で $T = 1.5 \text{ K}$ での横磁気抵抗に関する実験結果 (2) と検出コイルによる実験結果とは互に矛盾するものではなく、同一の伝導 \times カ = $\nabla \mu$ によって説明できることがわかる。今 (a) の場合の伝導 \times カ = $\nabla \mu$ に注目する。(2) より $H \parallel Z$, $E \parallel X$ の測定配置において、表面電流路の生ずる側面が磁場反転で移行するが、電場反転では移

行しないという結果を得た。この結果は静的表皮効果の素朴な解釈（静的表皮効果の存在下で、電流は質量流の生じる方向（ $E \times H$ ）の試料表面に沿って流れる）とは全く矛盾する。即ちこの解釈に従えば、 E または H のどちらか一方の反転に対して表面電流路は移行するはずであるが、実際には E の反転に対して移行しない。この実験結果と理論との不一致の原因については、ビスマスの $+z$ 軸と $-z$ 軸とが結晶学的に異なることと関連して、電子のフェルミ面が $+z$ 軸方向に $+6^\circ$ 傾いていること、 x 軸が真の 2 回軸でなく 2 回映進軸であること等、ビスマスの結晶的、電子フェルミ面的異方性に関係したことに関係していると考えられるが現段階においては未解決の問題である。

(B) : (A) の場合、ビスマスの試料内を流れる全電流 J は表面電流軌道の和と closed orbit の散乱シフトによって生じるバルク電流の和で与えられる。従って一定電流の条件下では、表面電流の磁気量子振動部分はバルク電流のシュブニコフ・ドハース振動を反映したものとなる。検出コイルに発生する起電流がこの表面電流の大きさに比例することから、この測定により各磁場における表面

電流とバルク電流の相対的な大きさを知ることが出来る。(1)の(iii)は, $0 \leq H \leq 2 \text{ kOe}$ において表面電流の占める割合が急激に増加し, $H \simeq 2 \text{ kOe}$ で一度ピークに達し, その後徐々にではあるが減少することを意味している。

(c): Azbel' に従えば, バルク電流が大半を占める磁場領域では $p=2$, また静的表皮効果による影響の大きい磁場領域では $p=1$ である。(2)の(ii)において, $p_1 - p_2 = 1.75 - 0.75 = 1$ であることに着目すると, 低磁場では $\rho \propto H^{p-2} \cdot H^2$ に, また高磁場では $\rho \propto H^{p-2} \cdot H'$ に比例した磁場依存性を有することになる。 H^{p-2} が両方の場合に関与していることから, H^{p-2} を生ぜしめるメカニズムは全磁場領域 ($0 \leq H \leq 2 \times \text{kOe}$) にわたり存在するものと考えられる。(2)の(iii)の実験により, この効果が濃度勾配に伴う拡散サイド効果によるものであることがわかった。それ故高磁場において, 静的表皮効果の理論より期待される磁場の一乗則からずれるのは次のような理由による。即ち, skipping orbit による表面電流の生ずる側面において, 表面付近での担体濃度がバルクでの担体濃度に比べて大きくなり, このため skipping orbit による表面電流は, 濃度勾配が存在しない場合に比べて大幅に累進されるためであると

考える。

(D) : ビスマスの磁気抵抗テンソルの磁場依存性及び角度依存性に関して, $T \geq 20\text{K}$ の温度領域ではホルツマンの輸送理論が良く成り立つが, $T = 1.5\text{K}$ では全く成り立たない。これはホルツマンの理論が純粹にバルク的であるのに対し, 温度が十分低くなると平均自由行程が試料の幅・厚さと同程度以上になった状況で流れの状態のバルク性が失われるためと考えられる。しかしそのような状況での電子・正孔の流れや分布の挙動を現在の測定結果から理論的に説明することは残された問題である。

(E) : 一般化されたホール電圧に関して, (a) の場合には $E \times H$ 方向に質量流のみが存在することから, 通常の意味でのホール電圧は生じないものと考えられるが, (2) の (iv) に指摘したように, 表面電流の優越すると思われる 1.5K で $\rho_{yx}(H)$ は著増し, その H 異方性も 77K の場合と大きく異なる。また表面電流の生じないと思われる (b) の場合の $\rho_{xy}(H)$ も 1.5K では著増し, その H 異方性もまた定性的に変わってしまう。この物理的メカニズムは (D) で述べた未解決事象と同じものであり現段階において未詳である。尚 (2) の (iv) における $\rho_{xy}(H)$ 及び $\rho_{yx}(H)$ の対称性より, (a) の

場合には磁場反転に対して電流路は一方の面から他方の面に移行し、(b)の場合には不変であることが、十分理解できる。

(3)において新しく見出された実験事実については次のような解釈を試みた。

(F): ヒスマスのフェルミ面は他の金属に比べて非常に小さい。それ故通常の金属に比べてはるかに低い磁場においてランダウ準位は量子極限に近い小さな量子数をとることになる。さらに担体濃度が非常に少ないことから、フェルミ・エネルギーは磁場とともに著しく変化する。電子フェルミ面 a と bc ポケットの和に対応する振動は、 a または bc ポケットの極値断面積がフェルミ・エネルギーの磁場変調を受けることによって生じていることがわかる。測定している磁場範囲 ($H \geq 2 \text{ kOe}$) では、大きなフェルミ面で生ずる frequency mixing の、いわゆる Shoenberg 効果の起こらないことがトルク・ドハーヌ法による磁化の絶対値の測定から確かめられた。

謝 辞

本研究に終始御懇篤な激励と有益な御教示及び全般的に多大の御援助をいただいた田沼静一教授に心から御礼申し上げます。また多くの有益な討論並びに実験に御援助をいただいた寿栄松宏仁博士に心から感謝申し上げます。試料の調製、測定等に御助力いただいた稲田ルミ子技官をはじめ田沼研究室の方々に厚く感謝申し上げます。ドハース・ファンアルフェン効果のフーリエ解析のソフトウェア及び磁気テープの解読その他計算機に関する問題について種々の御教示をいただいた東大工学部近藤次郎教授、東大物性研計算機室の和光信也博士、石田晏穂氏に深く感謝申し上げます。またヒュスマスの拡散サイズ効果の問題について貴重な助言をいただいた武蔵工大の服部健雄助教授に感謝申し上げます。

ドハース・ファンアルフェン効果測定用の精密な試料回転装置を作って下さった東大物性研工作室の辻清雄技官と液体ヘリウム供給に際し、色々とお世話になった早坂啓一氏他東大物性研液化室の方々にも感謝の意を表します。

References

- 1) D. Shoenberg: Proc. Roy. Soc. (London) A 170 (1939) 341, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) A 245 (1952) 1.
- 2) J.G. Mavroides and B. Lax: Phys. Rev. 129 (1963) 2055.
- 3) M.H. Cohen: Phys. Rev. 121 (1961) 387.
- 4) R.N. Bhargava: Phys. Rev. 156 (1967) 785.
- 5) Y.H. Kao: Phys. Rev. 129 (1963) 1122.
- 6) S. Tanuma and R. Inada: Phys. Cond. Matter. 19 (1975) 95, Progr. theor. Phys. Supplement 57 (1975) 231.
- 7) L. Shubnikov and W.J. de Haas: Proc. Acad. Sci. Amsterdam 33 (1930) 1106.
- 8) J.J. Thomson: Proc. Cambridge Phil. Soc. 11 (1901) 119
- 9) J. Brändli and J.L. Olsen: Mater. Sci. Eng. 4 (1969) 61.
- 10) R.G. Chambers: Proc. Roy. Soc. A 202 (1950) 378.
- 11) D.K.C. MacDonald and K. Sarginson: Nature 164 (1949) 921.
- 12) E.H. Sondheimer: Advan. Phys. 1 (1952) 1.
- 13) E.S. Borovik and B.G. Lazarev: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 21 (1951) 857.
- 14) S. Mase, S. von Molnar and A.W. Lawson: Phys. Rev. 127 (1962) 1030.
- 15) S. Mase and S. Tanuma: Sci. Rept. Tohoku Univ. A 12 (1960) 35, J. Phys. Soc. Japan 14 (1959) 1644.
- 16) S. Tanuma and Y. Ishizawa: Proceedings of the 10th International Conference on Low Temperature Physics (Moscow, 1966).

- 17) T. Hattori: J. Phys. Soc. Japan 23 (1967) 19.
- 18) P.J. Price: IBM J. Research Develop. 4 (1960) 152.
- 19) A.N. Friedman and S.H. Koenig: IBM J. Research Develop. 4 (1960) 158.
- 20) M.Ya. Azbel' and V.G. Peschanskiĭ: Soviet Physics-JETP 28 (1969) 1045.
- 21) Yu.A. Bogod and V.B. Krasovitskiĭ: Soviet Physics-JETP 36 (1972) 544, Yu.A. Bogod, V.V. Eremenko and L.K. Chubova: Soviet Physics-JETP 29 (1967) 17.
- 22) O.A. Panchenko and P.P. Lutsishin: Soviet Physics-JETP 32 (1970) 841, O.A. Panchenko, A.A. Kharlamov and Yu.G. Ptushinskiĭ: Soviet Physics-JETP 40 (1974) 386.
- 23) G.I. Babkin and V.Ya. Kravchenko: Soviet Physics-JETP 33 (1971) 378.
- 24) D. Shoenberg: Phil. Trans. A 255 (1962) 85.
- 25) A. Goldstein, S.J. Williamson and S. Foner: Rev. sci. Instrum. 36 (1965) 1356.
- 26) G.E. Smith, G.A. Baraff and J.M. Rowell: Phys. Rev. A 118 (1964) 135.
- 27) M.Ya. Azbel' and S.Ya. Rakhmanov: Soviet Physics-JETP 30 (1970) 163.
- 28) G.I. Babkin and V.T. Dolgopолоv: Soviet Physics-JETP 39 (1974) 717, Proceedings of the 14th International Conference on Low Temperature Physics (1975) vol. 3, p. 468.

- 29) S.J. Miyake: thesis, University of Tokyo, 1962
(unpublished)
- 30) R.D. Brown: Phys. Rev. B22 (1970) 928.
- 31) I.M. Lifshiz and V.G. Peschanskii: Soviet Physics-
JETP 8 (1959) 875, *ibid.* 11 (1960) 137.
- 32) S. Tanuma and R. Inada: private communication.
- 33) J.P. Issi: Proceedings of the International Conference
on the Physics of Semimetals and Narrow Gap
Semiconductors (Nice-Cardiff, September 1973).
- 34) R.A. Phillips and A.V. Gold: Phys. Rev. 178 (1968) 932.
- 35) A.B. Pippard: Proc. Roy. Soc. A 272 (1963) 192.
- 36) A.H. Wilson: The Theory of Metals 2nd ed. (London,
Cambridge Univ. Press 1953).
- 37) J.E. Aubrey: J. Phys. F; Metals Phys. 1 (1971) 493.
- 38) G.E. Smith and R. Wolfe: J. Phys. Soc. Japan 21 (1966)
651.
- 39) S. Takano and H. Kawamura: J. Phys. Soc. Japan 28 (
1970) 348.

付 録

A 1 ホルツマンの輸送理論とビスマスの
磁気抵抗テンソル

ここでは、ビスマスのバンド構造に準拠したホルツマンの輸送理論を記述し、次にそれに基づき、

- (i) $H \parallel YZ$ 面, $I \parallel X$ (ii) $H \parallel ZX$ 面, $I \parallel Y$
の夫々の場合の磁気抵抗テンソル $\rho_{ij}(H)$ ($j \parallel I$) の角度依存性を求める。

A.1.1 ビスマスのフェルミ面

§1で述べたようにビスマスのフェルミ面は3個の等価な電子楕円体と1つの正孔楕円体からなっている。3個の電子楕円体のうちの1つの楕円体 (α ポケット) の磁場がないときのエネルギー分散関係式 (Lax モデルまたは ENP (ellipsoidal non-parabolic) モデル) は次式で与えられる。

$$\varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g} \right) = \frac{1}{2m_0} P \cdot (m^*)^{-1} \cdot P \quad (A1)$$

ここで P は運動量ベクトル, ε_g は伝導帯と価電子帯とのエネルギー・ギャップ, m^* は有効質量テンソルで自由電子質量 m_0 を単位とした無次元量である。有効質量テンソル m^* は次のような形をとる。

$$m_a^* = \begin{pmatrix} m_{11} & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & m_{23} \\ 0 & m_{23} & m_{33} \end{pmatrix} \quad (A2)$$

ここで 1, 2 及び 3 は夫々 binary axis (X 軸), bisectrix axis (Y 軸) 及び Trigonal axis (Z 軸) に対応している。他の 2 つの電子楕円体は A ホットを Z 軸の周り $\pm 120^\circ$ 回転させることにより得られる。こうして得られる電子楕円体を夫々 b ホット及び c ホットと呼ぶ。このときの有効質量テンソル m_b^* 及び m_c^* は夫々次式で与えられる。

$$m_{bc}^* = \begin{pmatrix} (m_{11} + 3m_{22})/4 & \pm\sqrt{3}(m_{11} - m_{22})/4 & \pm\sqrt{3}m_{23}/2 \\ \pm\sqrt{3}(m_{11} - m_{22})/4 & (3m_{11} + m_{22})/4 & -m_{23}/2 \\ \pm\sqrt{3}m_{23}/2 & -m_{23}/2 & m_{33} \end{pmatrix} \quad (A3)$$

一方正孔楕円体に対しては、磁場がないときのエネルギー分散関係式は次式で与えられる。

$$\epsilon_0 - \epsilon = \frac{1}{2m_0} P \cdot (M^*)^{-1} \cdot P \quad (A4)$$

ここで ϵ_0 は電子バンドの底から測ったときの正孔バンドの頂上のエネルギーであり、有効質量テンソル M^* は

$$M^* = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & 0 \\ 0 & M_1 & 0 \\ 0 & 0 & M_3 \end{pmatrix} \quad (A5)$$

で与えられる。

A 1.2 ビスマスの輸送理論

以下では磁場が存在する場合にもエネルギーのランダウ量子化の不連続準位性はあらわにならず、電子及び正孔に対して (A.1) 及び (A.4) の関係が成立しているものと仮定する。

電場 E 及び磁場 H が存在する場合のビスマスの古典的な輸送方程式は、Wilson³⁶⁾ の式にエネルギー分散関係式として電子に対しては (A.1) を、また正孔に対しては (A.4) を適用することにより求められる。各担体 ($i=1(a)$, $2(b)$, $3(c)$, $4(h)$) についての夫々のボルツマン方程式を解き、全電流 J として次式を得る。即ち

$$J = \sum_{i=1}^4 J_i = \sum_{i=1}^4 \sigma_i E \quad (A6)$$

ここで σ_i は担体 (i) の伝導テンソルである。 σ_i の具体的な形は Aubrey³⁷⁾ に従えば、

$$\sigma_i = \frac{16\pi^3}{3h^3} \sqrt{2} e c d_e^{1/2} \int_0^\infty d\varepsilon \left[\varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g} \right) \right]^{3/2} \left(\frac{\partial f_0^e}{\partial \varepsilon} \right) \\ \times \left[\left(1 + \frac{2\varepsilon}{\varepsilon_g} \right) \frac{c m_i^*}{e \tau_i} - (H \times I) \right]^{-1} \quad (A7)$$

但し $i = 1(a)$, $2(b)$, $3(c)$, 及び

$$\sigma_h = \frac{16\pi^3}{3h^3} \sqrt{2} e c d_h^{1/2} \int_0^\infty d\varepsilon \varepsilon^{3/2} \left(\frac{\partial f_0^h}{\partial \varepsilon} \right) \\ \times \left[\frac{c M^*}{e \tau_h} + (H \times I) \right]^{-1} \quad (A8)$$

である。ここで d_e 及び d_h は夫々、

$$d_e = m_{11} (m_{22} m_{33} - m_{23}^2), \quad d_h = M_1^2 M_3$$

である。また $H \times I$ は次式で定義される。

$$H \times I = \begin{pmatrix} 0 & -H_3 & H_2 \\ H_3 & 0 & -H_1 \\ -H_2 & H_1 & 0 \end{pmatrix}$$

ここで $H = (H_1, H_2, H_3)$ である。 f_0^e 及び f_0^h は電子、正孔の熱平衡時のフェルミ・ディラック関数であり、具体的な形は、 ϵ_F をフェルミ・エネルギー、 $\beta = 1/(kT)$ として次式で与えられる。

$$f_0^e = \{ 1 + \exp[\beta(\epsilon - \epsilon_F)] \}^{-1},$$

$$f_0^h = \{ 1 + \exp[\beta(\epsilon - \epsilon_0 + \epsilon_F)] \}^{-1}$$

また τ_i は担体 i の緩和時間である。本研究ではさらに次の2つの仮定を行う。

(1) $\tau_a = \tau_b = \tau_c = \tau_e + \tau_h$ (等方的緩和時間)

$$(2) -(\partial f_0 / \partial \epsilon) = \delta(\epsilon - \epsilon_F).$$

このとき σ_i ($i = 1, 2, 3$) 及び σ_h は夫々、

$$\sigma_i = C_e \left[\left(1 + \frac{2\epsilon_F}{\epsilon_g}\right) \frac{c m_i^*}{e \tau_e} - (H \times I) \right]^{-1}$$

$$\sigma_h = C_h \left[\frac{c M^*}{e \tau_h} + (H \times I) \right]^{-1} \quad (A9)$$

となる。有効質量テンソルの成分の値として Smith²⁶⁾ らによって与えられてゐるものを用いると、 $C_h = 3 C_e$, $C_e^{-1} = 0.176 \text{ m}\Omega\text{cm}$ となる

。以上より σ は結局,

$$\sigma = C_e \left\{ \sum_{i=1}^3 \left[\left(1 + \frac{2E_F}{E_g}\right) \cdot \frac{c m_i^*}{e \tau_e} - (\mathbf{H} \times \mathbf{I}) \right]^{-1} + 3 \left[\frac{c M^*}{e \tau_h} + (\mathbf{H} \times \mathbf{I}) \right]^{-1} \right\} \quad (\text{A10})$$

で与えられる。(A10) は Onsager の相反関係式を満たしており、磁気抵抗テンソル ρ と σ との間には

$$\rho = \sigma^{-1} \quad (\text{A11})$$

の関係がある。

A2 ホルツマンの輸送理論より期待されるヒスマスの正孔・電子電流分布

バルクのホルツマン輸送理論には、その成立条件の一つとして、全電流は試料断面積を均一に流れるという仮定が含まれている。ここでは、

(i) $\mathbf{I} \parallel \mathbf{X}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{YZ}$ 面内の場合の、 \mathbf{XY} 面内及び \mathbf{YZ} 面内での正孔電流及び電子電流の分布、

(ii) $\mathbf{I} \parallel \mathbf{Y}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{ZX}$ 面内の場合の、 \mathbf{XY} 面内及び \mathbf{ZX} 面内での正孔電流及び電子電流の分布

を夫々求める。

A 2.1 正孔電流の空間分布

ヒスマスのフェルミ面の各ポケット ($i=1$ (a), 2 (b), 3 (c), 4 (h)) からの電流成分 J_i と全電流 J との間には (A.6) の関係がある。抵抗テンソル ρ が一旦決まると J_i は次式で与えられる。

$$J_i = (\sigma_i \rho) J \quad (A12)$$

ここで J_e として

$$J_e = J_a + J_b + J_c = (\sigma_e \rho) J \quad (A13)$$

を定義する。 σ_e は $\sigma_e = \sigma_a + \sigma_b + \sigma_c$ で与えられる。

全電流は試料の長さ方向に流れているから、それと直角方向の全電流成分はゼロであることが保証されている。

(1) XY 面内での電流分布 — $H \parallel YZ$ 面 —
 図 A1 (a), 図 4.18, 図 A1 (b) に $\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec のもとで、全電流 $J_x \parallel X$, $H \parallel YZ$ 面の場合 ($H = 1 \text{ kOe}$, 15 kOe , 25 kOe として) の正孔電流 (実線部分) と電子電流 (点線矢印) の XY 面内での分布を示す。 $H \parallel Z$ ($\theta = 0^\circ$) のときには、 J_h と X 軸とのなす角 φ_h は磁場が増加するとともに $+90^\circ$ に近づく。図 A2, 図 4.18 及び図 A3 は $H = 15 \text{ kOe}$ に固定し、緩和時間を夫々 $\tau_e = 1.5 \times \tau_h = 9 \times 10^{-11}$ sec, 9×10^{-12} sec 及び 9×10^{-13}

sec にした場合の J_h (実線部分) , J_e (点線部分) の XY 面での分布を示す。図からわかるように J_h , J_e の Y 軸成分はほぼてに比例する。

次に H を反転させたときに正孔電流がどのように変化するかを検討する。図 A-4 は $H = 15 \text{ kOe}$, $\tau_e = 9 \times 10^{-12} \text{ sec}$, $\tau_h = 6 \times 10^{-12} \text{ sec}$ としたときの YZ 面内における正孔電流の分布を示している。これと図 4.18 より、磁場反転に対して正孔電流の各成分は次の関係を満たしていることがわかる。即ち、

$$J_{hx} (+H) = J_{hx} (-H) , J_{hy} (-H) = -J_{hy} (H)$$

$$J_{hz} (-H) = -J_{hz} (H) \quad (\text{A14})$$

また 電子電流に關しても同様に

$$J_{ex} (H) = J_{ex} (-H) , J_{ey} (-H) = -J_{ey} (H)$$

$$J_{ez} (-H) = -J_{ez} (H) \quad (\text{A15})$$

なる関係が成り立っている。

(2) XY 面内での電流分布 - $H \parallel Z$ X 面-

図 4.19 は $H = 15 \text{ kOe}$, $\tau_e = 9 \times 10^{-12} \text{ sec}$, $\tau_h = 6 \times 10^{-12} \text{ sec}$ とし、全電流 $J_y \parallel Y$, $H \parallel Z$ X 面としたときの正孔電流の分布である。図 A 5 (a) は同一条件下での J_h の Y 成分 J_{hy} の角度依存性である。 J_{hy} が負となる磁場角度では

、正孔電流が全電流と反対方向（ $-Y$ 方向）に、 J_{hy} が1より大きくなる磁場角度では、電子電流が全電流と反対方向（ $-Y$ 方向）に、また J_{hy} が0と1の間にある磁場角度では、正孔電流、電子電流ともに全電流と同一方向に流れる。ここで $J_y = 1$ である。

次に H を反転させたときに正孔電流がどのように変化するかを検討する。図 A.5 (b) は図 4.19 と同一の条件下での試料の長さ方向に垂直な断面（ $z \times x$ 面）での正孔電流分布である。これらより、 H を反転させたときの正孔電流の各成分の間には次の関係の成り立つことがわかる。

$$J_{hx}(-H) = -J_{hx}(H), \quad J_{hz}(-H) = J_{hz}(H) \quad (A.16)$$

また電子電流に関して同様に、

$$J_{ex}(-H) = -J_{ex}(H), \quad J_{ez}(-H) = -J_{ez}(H) \quad (A.17)$$

なる関係が成り立つ。しかるに正孔電流の Y 成分 J_{hy} に関しては図 A.5 (a) で見られるように、 $(\theta = 0^\circ \text{ と } \theta = 180^\circ)$ 、 $(\theta = 77^\circ \text{ と } \theta = 257^\circ)$ 及び $(\theta = 103^\circ \text{ と } \theta = 283^\circ)$ の3つの場合以外は、 $J_{hy}(-H) \neq \pm J_{hy}(H)$ であり、また電子電流に関して $J_{ey}(-H) \neq \pm J_{ey}(H)$ である。このことはヒスマスの magneto-thermoelectric 効果の測定において見出された Umkehr 効果と密接な関係がある。（Umkehr 効果とは H を反転

させたときに熱起電力 S の符号が反対になる効果のことを言う。)。Smith ら³²⁾によれば

(i) この Umkehr 効果は $H // \Sigma X$ 面の場合にのみ起る。

(ii) ($\theta = 0^\circ$ と $\theta = 180^\circ$) , ($\theta = 75^\circ$ と $\theta = 255^\circ$) 及び ($\theta = 105^\circ$, $\theta = 285^\circ$) の磁場方位以外では $S(H) \neq S(-H)$ である。

(iii) Umkehr 効果は ($\theta = 20^\circ$ と $\theta = 200^\circ$) 及び ($\theta = -20^\circ$ と $\theta = 160^\circ$) において最も顕著である。

(iii) の理由は次の通りである。図 4.5 (a) において $\theta = 200^\circ$ では $J_{ny} > 1$ 故電子電流は全電流と反対方向に流れる。この場合正孔及び電子は全電流の方向に heat flux を運ぶことになり、ペルチエ係数 Π はそれらの和で正である。一方 $\theta = 20^\circ$ では $J_{ny} < -1$ 故正孔電流は全電流と反対方向に流れる。この場合正孔及び電子は全電流とは反対方向に heat flux を運ぶことになり、ペルチエ係数 Π はそれらの和で負である。Seebeck 係数とペルチエ係数との間にはケルビンの関係式が成り立つ。即ち、

$$S(H)T = \Pi(-H) \quad (A18)$$

従って $\theta = 20^\circ$ では S は負であり、 $\theta = 200^\circ$ では正となる。以上よりホルツマンの輸送理論の成立下でも、正孔電流及び電子電流は上述の如き種々の配置によってバラエティのある分布をとることがわかる。

A3 荷電担体の横磁場中のドリフト速度

ヒスマスは電子と正孔が同数個存在する“補償された半金属”である。今電子のフェルミ面及び正孔のフェルミ面が各一個ずつ存在し、その形状がいずれも球である簡単な場合を考える。この場合直交する電場 E 及び磁場 H のもとで電子及び正孔は $(E \times H)$ の向きに一定のドリフト速度 $(V_d = c E \times H / H^2)$ でドリフトすることになる。電子と正孔が同数個存在することから、この $(E \times H)$ の向きには正味の電流は流れないが、いわゆる質量流(mass flow)が存在することになる。このこととヒスマスの横磁気抵抗が H^2 で増大することとは密接な関係がある。即ち電子及び正孔に対して、 $(E \times H)$ 方向のローレンツ力に対抗するホール電場を欠くことになり、電子、正孔の $(E \times H)$ 方向に平行な流れ(質量流)を喰い止める力がないことを意味し、 E 方向の速度を減殺させる。このことは大きい磁気抵抗を与え、また H に対する飽和を起こさない。以上より担体の磁気抵抗のメカニズムは主に $\{E, (E \times H)\}$ 面内でのドリフト電流 J_d の有無によって決まるものと考えられる。

ここでは、

(i) E を X 軸方向に印加し、磁場を YZ 面内に

印加したときの各ポケットのドリフト速度、
 (ii) E を Y 軸方向に印加し、磁場を Z 軸面に
 印加したときの各ポケットのドリフト速度
 を夫々の場合につき求め、 $\{E, (E \times H)\}$ 面内
 でのドリフト電流 J_d の有無を確かめる。

A3.1 ビスマスにおける磁場中ドリフト速度(理論)

直交する電場及び磁場のもとでビスマスの
 電子及び正孔の周回軌道中心 (guiding center)
 がどのような運動をするか、 α ポケットの場
 合を例にとり以下に論ずる。($H \parallel Z$)

ビスマスの α ポケットの磁場中でのハミルトニアンは次式で与えられる。

$$\mathcal{H}_0 = \frac{1}{2m_0} (\alpha_{11} \pi_x^2 + \alpha_{22} \pi_y^2 + \alpha_{33} \pi_z^2 + 2\alpha_{23} \pi_y \pi_z)$$

(A.19)

ここで α は m_0^{-1} に等しいテンソルである。 P
 は座標 (x, y, z) と正準共役な一般化された運
 動量で、 P と π との間には $\pi = P + \frac{e}{c} A$ の関
 係がある。 A はベクトル・ポテンシャルで、
 磁場が Z 軸方向にあるとき、 $A = (0, Hx, 0)$
 である。(Landau Gauge)。 π_x 、 π_y 及び π_z の間
 には

$$[\pi_x, \pi_y] = \frac{e\hbar}{ic} H, \quad [\pi_y, \pi_z] = [\pi_z, \pi_x] = 0$$

(A20)

なる交換関係が成立する。Heisenbergの運動方程式及び (A.20) の交換関係より次式が得られる。

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{\pi}_x &= \frac{1}{i\hbar} [\pi_x, \mathcal{H}_0] = -\omega_0 (\alpha_{22} \pi_y + \alpha_{23} \pi_z), \\ \dot{\pi}_y &= \omega_0 \alpha_{11} \pi_x, \quad \dot{\pi}_z = 0 \\ \dot{x} &= \frac{1}{m_0} \alpha_{11} \pi_x, \quad \dot{y} = \frac{1}{m_0} (\alpha_{22} \pi_y + \alpha_{23} \pi_z) \\ \dot{z} &= \frac{1}{m_0} (\alpha_{33} \pi_z + \alpha_{23} \pi_y) \end{aligned} \right. \quad (\text{A.21})$$

従ってまた上式より

$$\dot{\pi}_x = -m_0 \omega_0 \dot{y} = -\frac{eH}{c} \dot{y}, \quad \dot{\pi}_y = \frac{eH}{c} \dot{x}, \quad \dot{\pi}_z = 0$$

即ち,

$$\pi_x + \frac{eH}{c} y = \text{一定}, \quad \pi_y - \frac{eH}{c} x = \text{一定}, \quad \pi_z = \text{一定}$$

が得られる。ここで ω_0 は $\omega_0 = eH/cm_0$ である。

今新しい operator X_0, Y_0, Z_0 を次のように定義する。即ち,

$$X_0 = -\frac{c}{eH} \left[\left(\pi_y - \frac{eH}{c} x \right) + \frac{\alpha_{23}}{\alpha_{22}} \pi_z \right]$$

$$Y_0 = y + \frac{c}{eH} \pi_x, \quad Z_0 = z + \frac{c}{eH} \frac{\alpha_{23}}{\alpha_{22}} \pi_x$$

(A.22)

(A.20) の関係より, X_0, Y_0 及び Z_0 がいずれも \mathcal{H}_0 と可換であることから運動の定数である。物理的にはこの X_0, Y_0, Z_0 は周回軌道の中心の

座標に対応している。今摂動として、

$$\mathcal{H}' = e \mathbf{E} \cdot \mathbf{r} \quad (\text{A.23})$$

なるハミルトニアンが印加される場合を考える。この摂動により軌道の中心の位置がどのように変化するかを計算を求める。全系のハミルトニアン \mathcal{H} とすると、 \mathcal{H} は $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}'$ で与えられる。 $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$ として Heisenberg の運動方程式より

$$\dot{X}_0 = -\frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, X_0] = -\frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}', X_0] = -\frac{cE_y}{H}$$

$$\dot{Y}_0 = -\frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, Y_0] = -\frac{cE_x}{H}$$

$$\dot{Z}_0 = -\frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, Z_0] = -\frac{cE_x}{H} \frac{\alpha_{23}}{\alpha_{22}} \quad (\text{A.24})$$

で得られる。ここで $\alpha = m^{*-1}$ 故 \dot{Z}_0 は $\dot{Z}_0 = (m_{23}/m_{22}) \cdot (cE_x/H)$ となる。 $(\dot{X}_0, \dot{Y}_0, \dot{Z}_0)$ は物理的には軌道中心のドリフト速度 \mathbf{v}_d に対応している。

今 (A.24) 式を H 及び \mathbf{E} が任意方向 ($\mathbf{E} \perp H$) に印加されている場合に拡張する。(A.24) 式を求めたときと同じ手順により、 a ボケットの軌道の中心のドリフト速度を計算すると

$$\mathbf{v}_d = \frac{c(\mathbf{E} \times m_a^* H)}{(H \cdot m_a^* H)} \quad (\text{A.25})$$

となる。同様にして、 b ボケット、 c ボケット及び正孔ボケットの軌道の中心のドリフト速度は夫々

$$\frac{c(E \times m_b^* H)}{(H \cdot m_b^* H)}, \quad \frac{c(E \times m_c^* H)}{(H \cdot m_c^* H)}, \quad \frac{c(E \times M^* H)}{(H \cdot M^* H)} \quad (\text{A.26})$$

で与えられる。これによる計算結果の例は図 4.12, 4.14 に示した。

A4 フェルミ・エネルギーの磁場依存性

ヒスマスの電子及び正孔のランダウ準位及びフェルミ・エネルギーが磁場とともにどのように変化するかを考察する。Smith²⁶⁾によれば ($T = 0\text{K}$ において) 磁場中でのヒスマスの電子の担体濃度 N_e は次式で与えられる。

$$N_e = \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{2\pi e H}{c h} \right) \left(\frac{2m_z}{h^2} \right)^{1/2} \sum_{n,s} (\epsilon_F^* - \epsilon_{ns})^{1/2} \quad (\text{A.27})$$

ここで ϵ_F^* 及び ϵ_{ns} は夫々次式で与えられる。

$$\epsilon_F^* = \epsilon_F \left(1 + \frac{\epsilon_F}{\epsilon_g} \right), \quad \epsilon_{ns} = \left(n + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \mu_s \right) \times h \omega_c \quad (\text{A.28})$$

m_z は longitudinal mass, n, s は夫々ランダウ量子数及びスピオン量子数である。同様にして正孔の担体濃度 N_h は次式で与えられる。

$$N_h = \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{2\pi e H}{c h} \right) \left(\frac{2m_z}{h^2} \right)^{1/2} \sum_{n,s} (\epsilon_0 - \epsilon_F - \epsilon_{ns})^{1/2} \quad (\text{A.29})$$

ランダウ準位にフォノン及び不純物等の散乱によるボケがないとき, フェルミ・エネルギー

-, $\epsilon_F = \epsilon_F(H)$ の磁場依存性は, 電気的中性条件

$$N_h = N_e^a + N_e^b + N_e^c \quad (\text{A.30})$$

より求まる。ビスマスのバンド・パラメータとして, Smith ら²⁶⁾ 及び Takano⁴⁰⁾ によって導出されたパラメータを用いる。図 A.6 は $H \parallel X$ の場合の ϵ_F の磁場依存性である。図において点線は電子のランダウ準位, また実線は正孔のランダウ準位に夫々対応している。B 及び L と記されているのは, 最低ランダウ準位を Baraff モデルとして扱ったか Lax モデルとして扱ったかを区別するためである。ランダウ準位が ϵ_F を切る磁場において ϵ_F の磁場依存曲線に必ず kink が生じる。即ち ϵ_F は H に関して連続であるが, $(\partial \epsilon_F / \partial H)$ はこの kink において不連続になる。尚この計算にはバンド・パラメータとして Takano³⁹⁾ によって求められたものを用いた。

図 A.7 (a), (b), (c), (d) は磁場角度を ψ 取りあげて, 各々の角度 ($H \parallel Y \mp Z$ 面) における ϵ_F の磁場依存性を示す。尚この計算にはバンド・パラメータとして Smith ら²⁶⁾ によって求められたものを用いた。

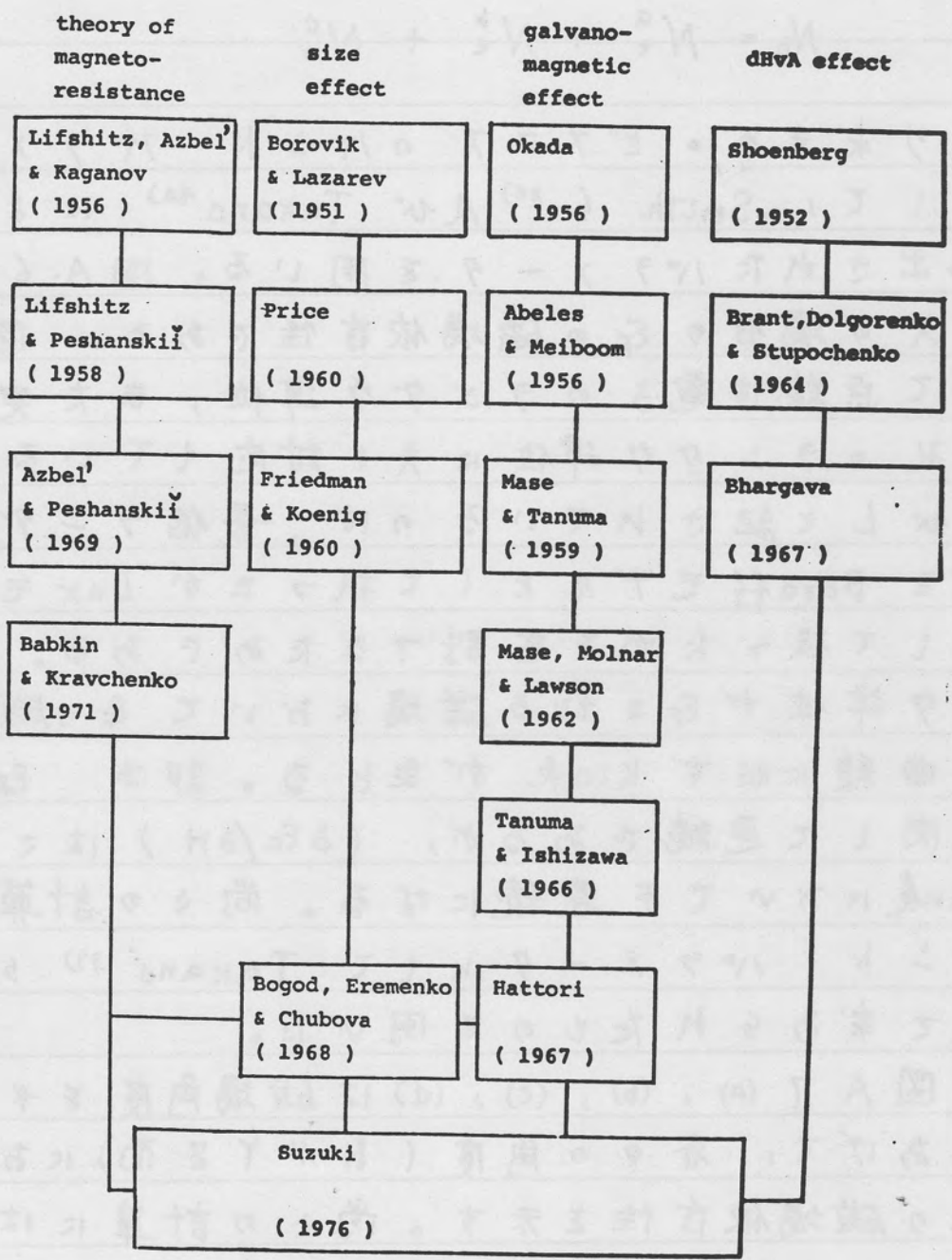


Table 1.1: The relation of this work and earlier works.

1. New method for the observation in the magneto-quantum oscillation in Bismuth.
2. The effect of the surface current and the static skin effect in Bismuth.
3. Galvanomagnetic effect in a strong magnetic field in Bismuth.
4. Co-existence of the static skin effect and the diffusion size effect in a strong magnetic field in Bismuth.
5. Mechanism of the electrical conduction of electrons and holes in the transverse magnetic field in Bismuth
6. Frequency mixing of the de Haas van Alphen oscillations in the quantum variation of the Fermi energy in Bismuth.

Table 1.2: New phenomena founded by this work.

| sample | Z | Y | X | d(X) | d(Y) | d(Z) | I | S |
|----------|------|-----|------|------|------|------|---|------|
| A | 2.0 | 5.0 | 10.5 | | 45 | 64 | X | B(Y) |
| AA | 2.5 | 2.0 | 17.1 | | | 13.4 | X | B(Y) |
| B | 2.6 | 3.3 | 7.7 | | | | X | |
| BB | 2.0 | 2.0 | 17.8 | | | 12.7 | X | O(Y) |
| C | 2.3 | 0.9 | 16.1 | | 9.5 | 11.3 | X | |
| D | 2.2 | 4.5 | 16.2 | | 8.3 | 12.4 | X | |
| E | 4.4 | 3.7 | 9.9 | | 4.7 | 5.4 | X | O(Y) |
| F | 2.2 | 7.4 | 17.3 | | 7.3 | 13.4 | X | |
| G | 2.2 | 0.9 | 9.6 | | 4.1 | | X | |
| H | 2.6 | 2.7 | 10.2 | | 4.6 | 6.4 | X | |
| I | 1.95 | 9.2 | 4.1 | 5.5 | | | Y | B(X) |
| J | 2.3 | 3.6 | 9.6 | | 5.4 | | X | |
| K | 3.4 | 3.1 | 8.8 | | 5.5 | 6.0 | X | |
| L | 2.8 | 2.7 | 16.5 | | 4.2 | | X | |
| N | 3.3 | 3.4 | 9.3 | | 5.7 | 5.3 | X | |
| O | 1.95 | 9.2 | 4.6 | 4.8 | | | Y | |
| P | 2.0 | 9.7 | 2.4 | 6.0 | | | Y | |
| R | 1.95 | 9.2 | 4.1 | 5.9 | | | Y | |
| S | 1.95 | 9.2 | 4.6 | 4.5 | | | Y | O(X) |
| α | 2.6 | 9.6 | 3.3 | 9.6 | | | Y | |
| β | 2.6 | 9.6 | 3.3 | | 5.3 | | Y | |
| γ | 2.6 | 9.6 | 3.8 | 5.6 | | | Y | |
| δ | 2.6 | 9.6 | 2.8 | 5.1 | | 5.3 | Y | |
| T | 1.95 | 9.2 | 4.1 | 6.8 | | | Y | B(X) |
| M | 2.2 | 7.4 | 17.3 | 5.5 | 7.3 | 13.4 | X | |

Table 2.1

The dimensions of the specimen and the distance between probes, $d(i)$, in unit of mm, where i indicates the direction normal to the surface. I and S represent the direction of the current and the surface state of the specimen, respectively. B(i) means that both surfaces perpendicular to the direction " i " are rough and O(i) means that one of the surfaces is rough.

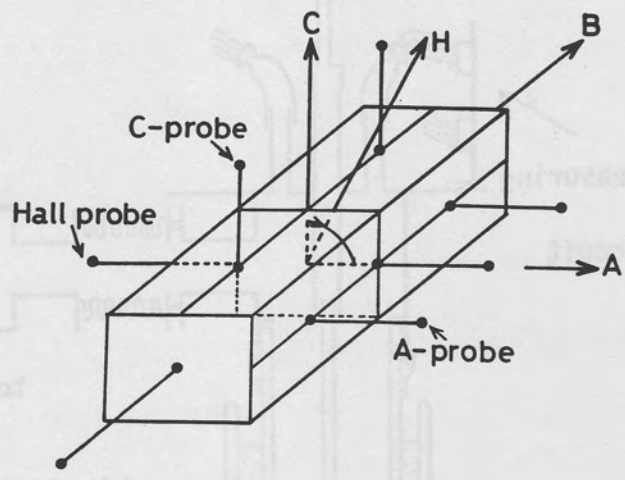


Fig. 2.1

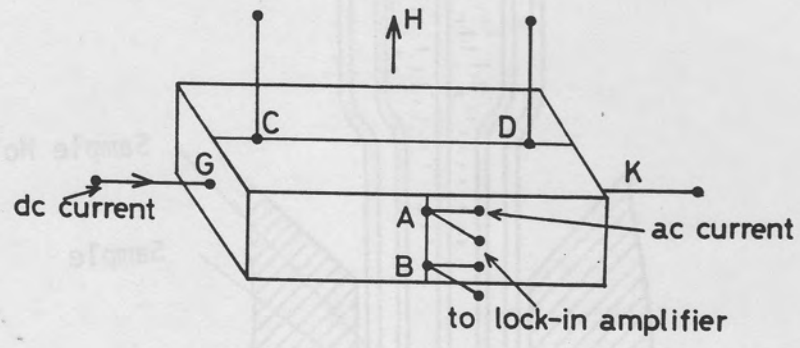


Fig. 2.3

Fig. 2.1:

Rectangular plate, illustrating practical definition of the magneto-resistivity tensor.

Fig. 2.3:

The arrangement for the measurement of the electrical conductivity between A and B by means of the four terminals method ($H // Z, I // X$).

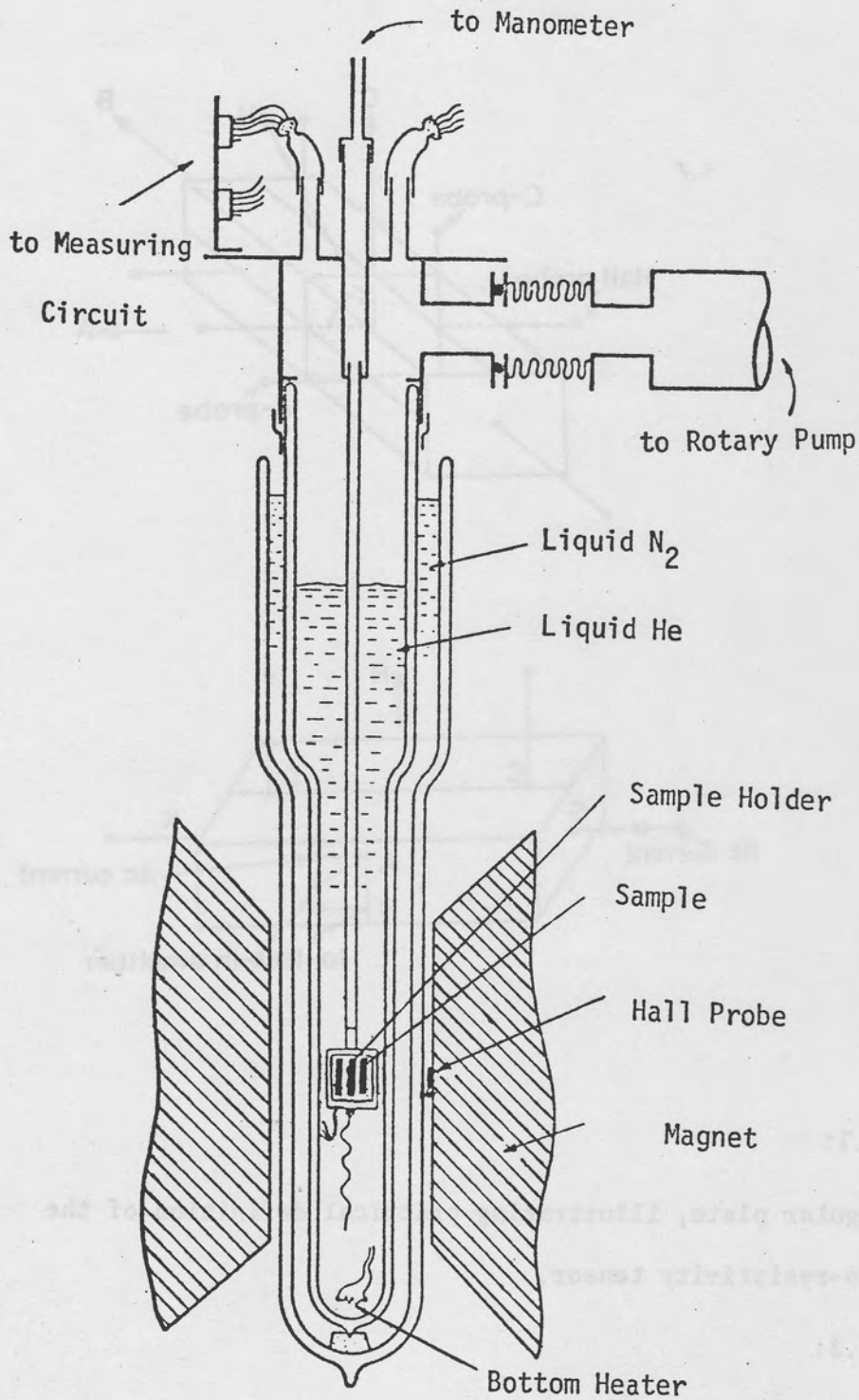


Fig. 2.2:

The cryostat for the measurement of the galvanomagnetic effect.

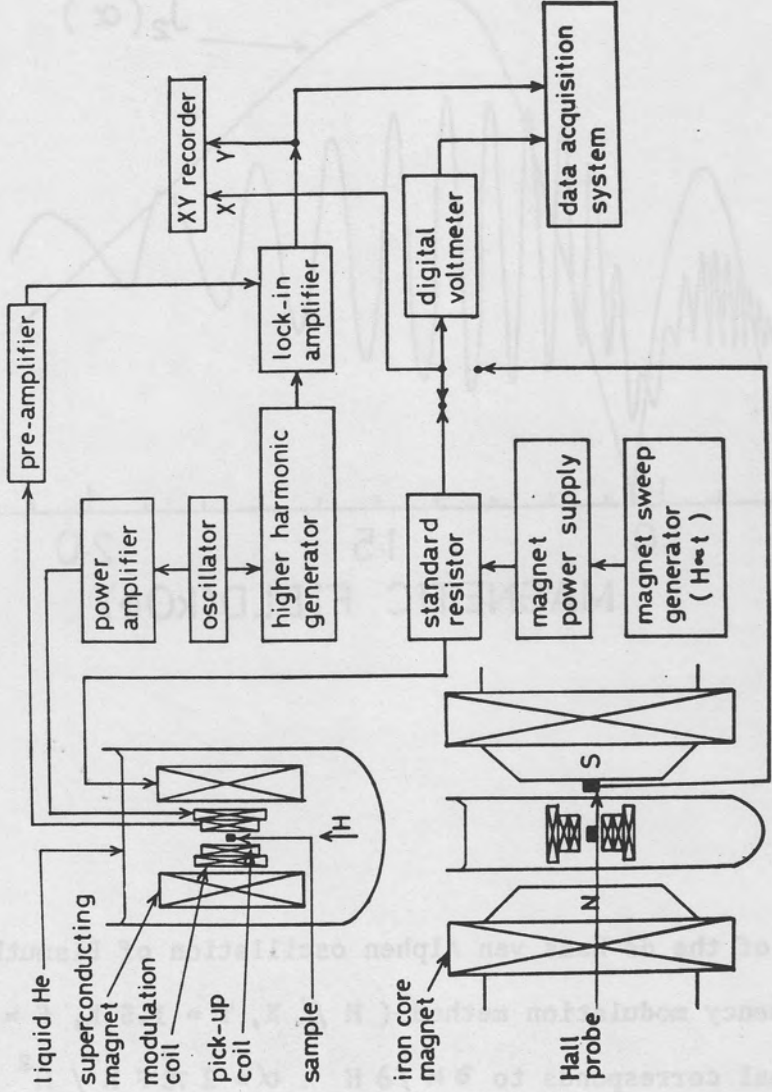


Fig. 2.4: The block diagram of the apparatus for the measurement of the de Haas van Alphen effect by means of the frequency modulation method.

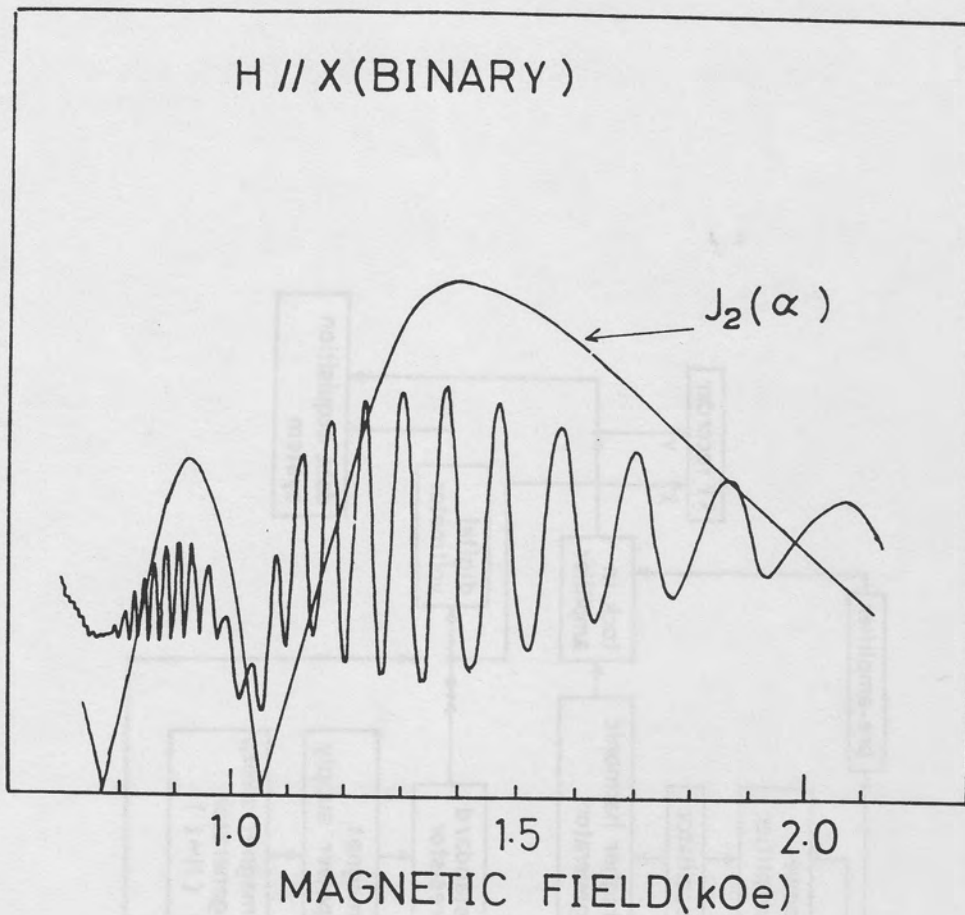


Fig. 2.5:

The example of the de Haas van Alphen oscillation of Bismuth by the frequency modulation method. (H // X, T = 1.5 K, f = 2.5 kHz).

This signal corresponds to $\partial M / \partial H$. $\alpha = 2 \pi F h / H^2$.

$h = 70 \text{ Oe}$, $F = 1.21 \text{ Tesla}$.

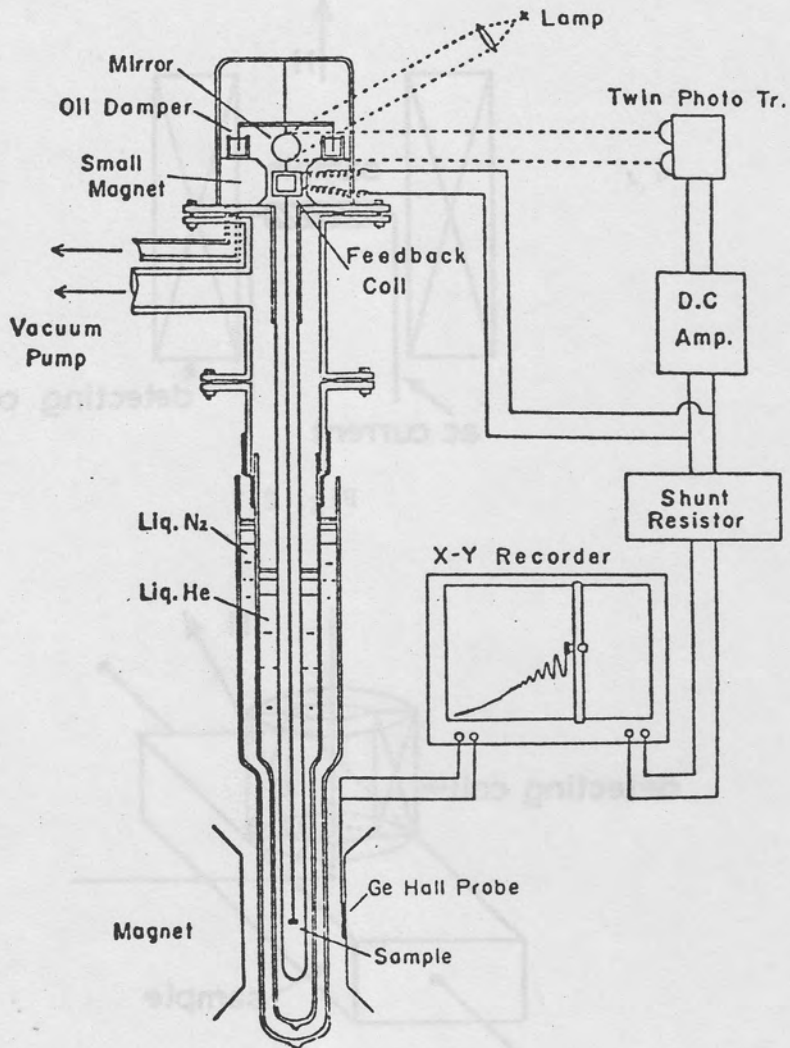


Fig. 2.6:

The block diagram of the apparatus for measuring the de Haas van Alphen effect by the Torque method.

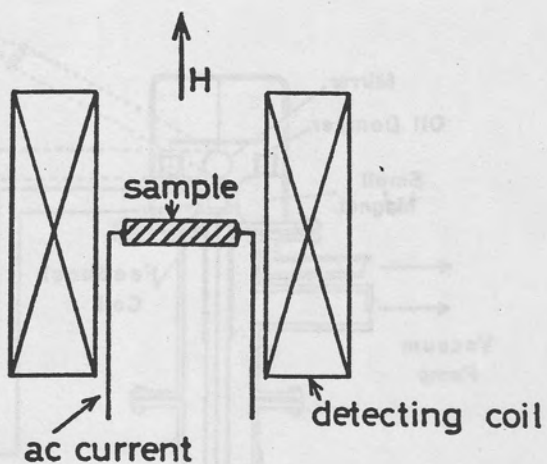


Fig. 2.7

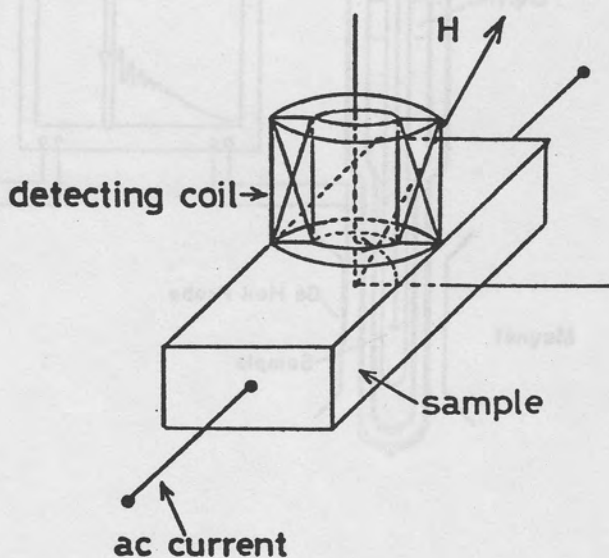


Fig. 2.8

Fig. 2.7:

The relation of the sample and the detecting coil in the new method for the observation of the quantum oscillation in Bismuth (1).

Fig. 2.8:

The relation of the sample and the detecting coil in the new method for the observation of the quantum oscillation in Bismuth (2).

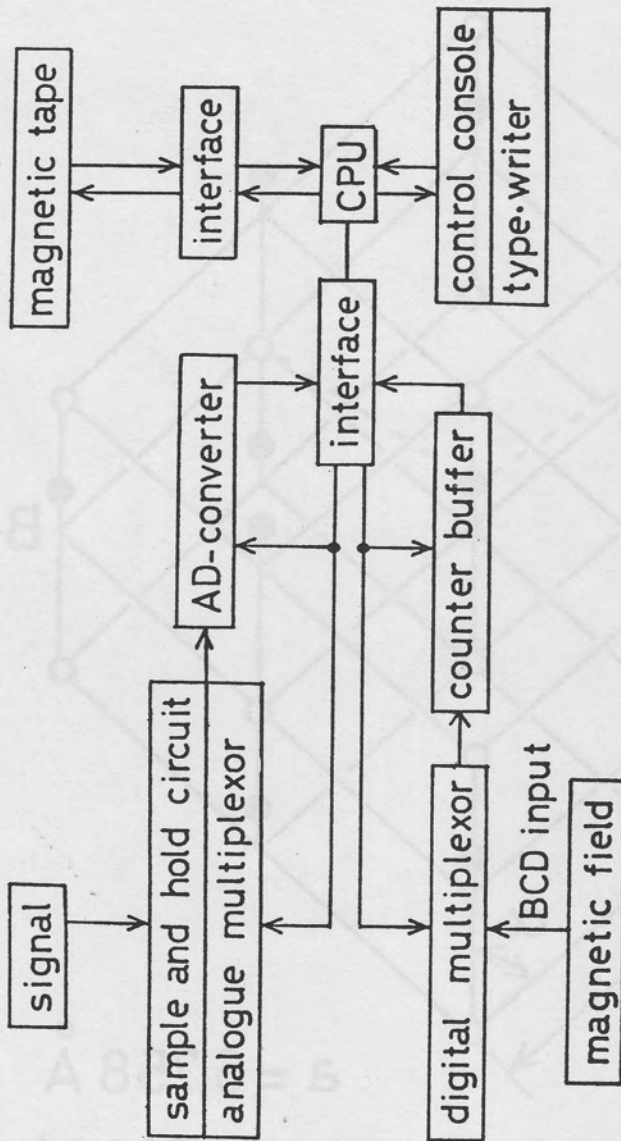


Fig. 2.9: The block diagram of the data acquisition system.

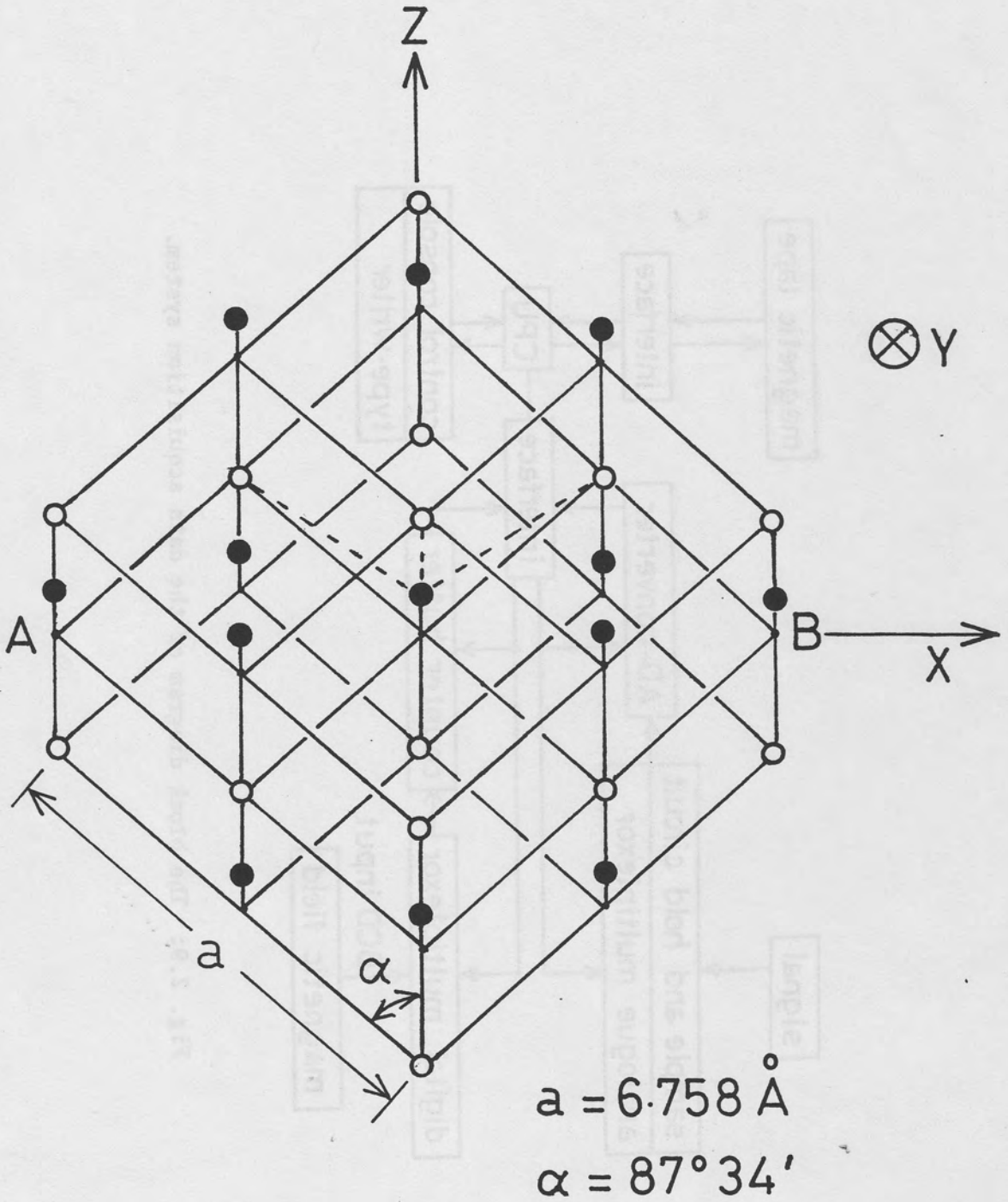


Fig. 3.1 (a): The crystal structure of Bismuth.

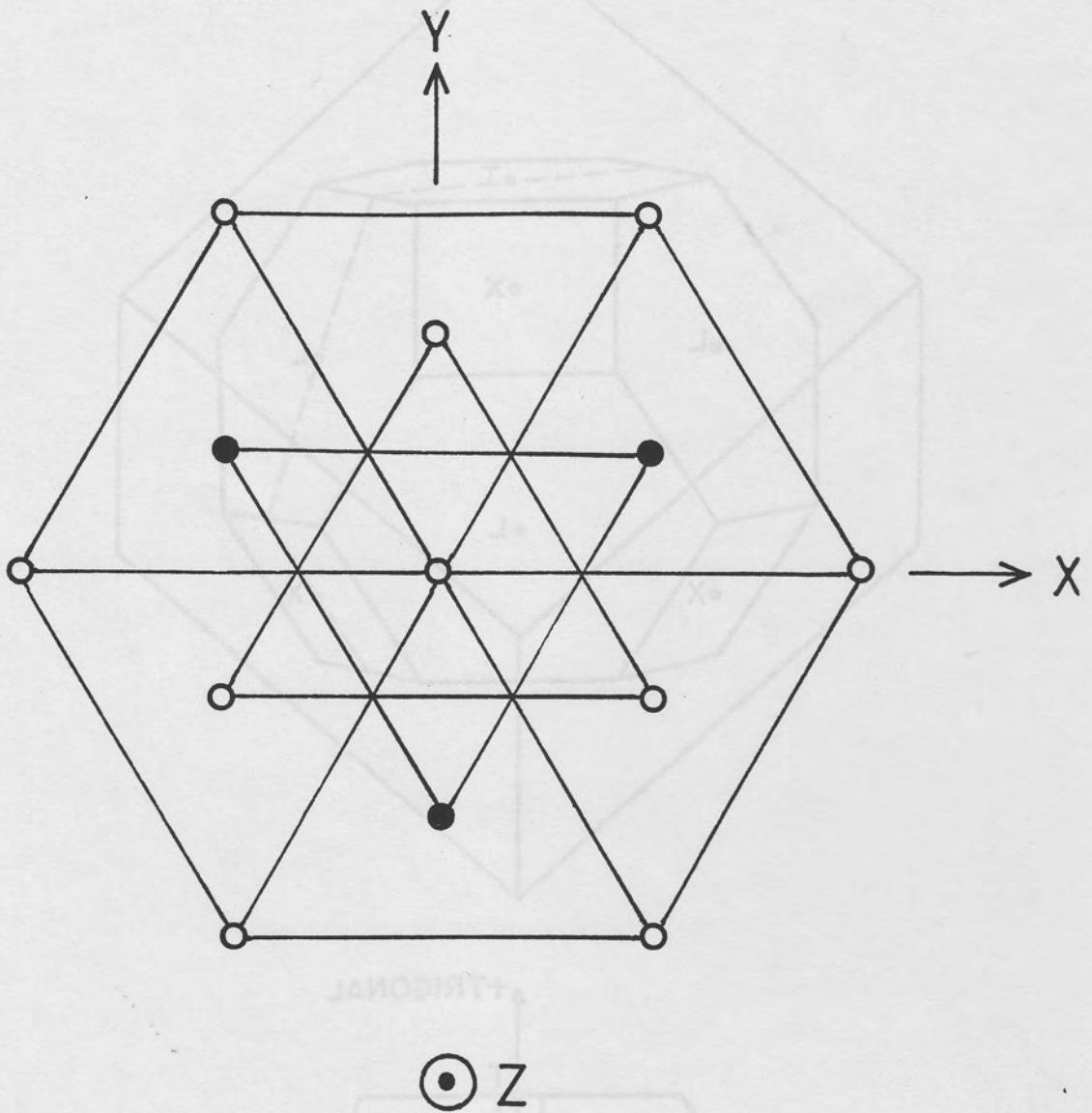


Fig. 3.1 (b): The crystal structure of Bismuth.

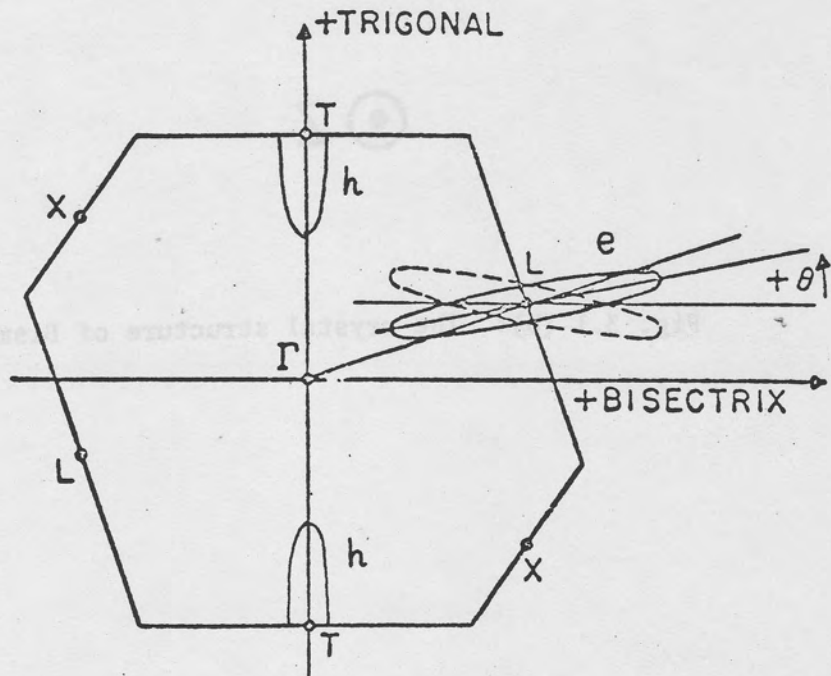
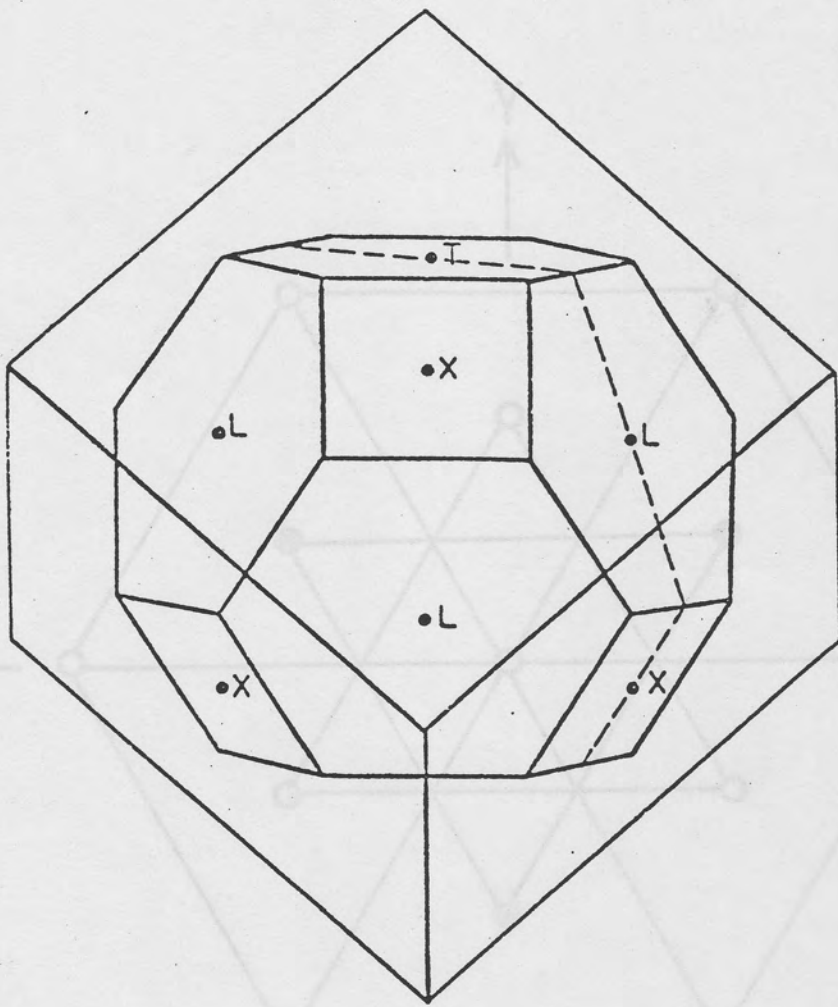


Fig. 3.2 (a): The reduced Brillouin zone of Bismuth.

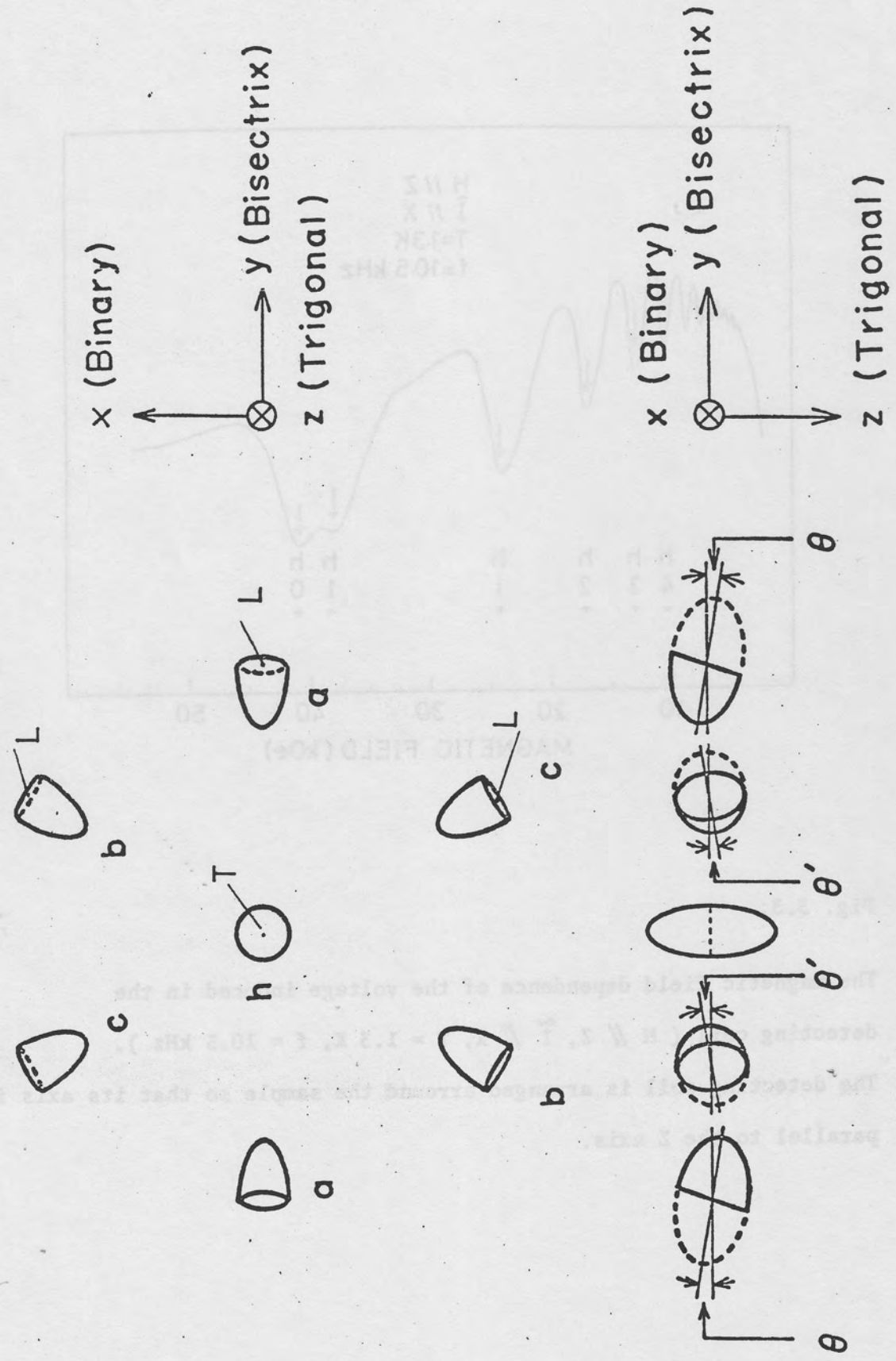


Fig. 3.2 (a): The Fermi surface of Bismuth.

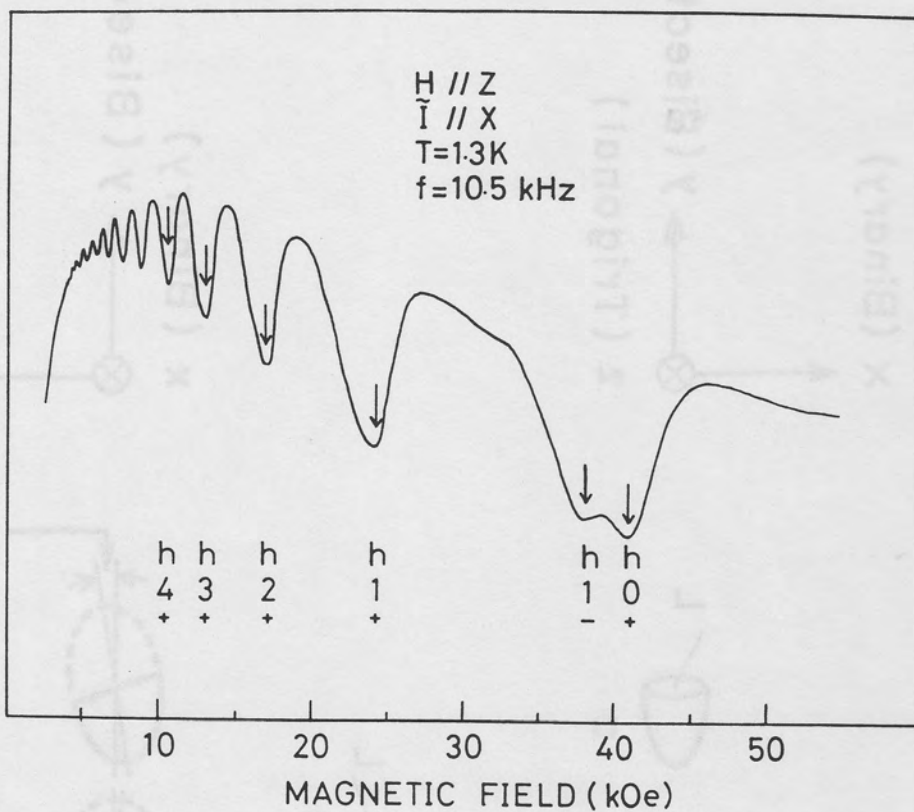


Fig. 3.3:

The magnetic field dependence of the voltage induced in the detecting coil ($H // Z$, $\tilde{I} // X$, $T = 1.3\text{ K}$, $f = 10.5\text{ kHz}$).

The detecting coil is arranged around the sample so that its axis is parallel to the Z axis.

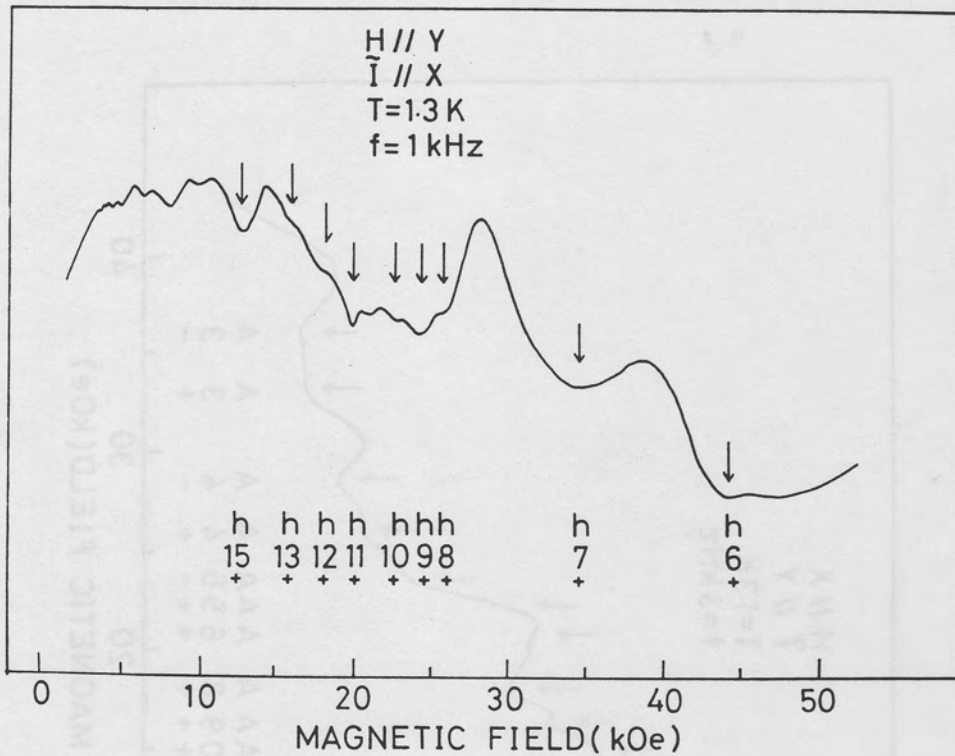


Fig. 3.4:

The magnetic field dependence of the voltage induced in the detecting coil ($H // Y$, $I // X$, $T = 1.3 \text{ K}$, $f = 1 \text{ kHz}$). The detecting coil is arranged around the sample so that its axis is parallel to the Y axis.

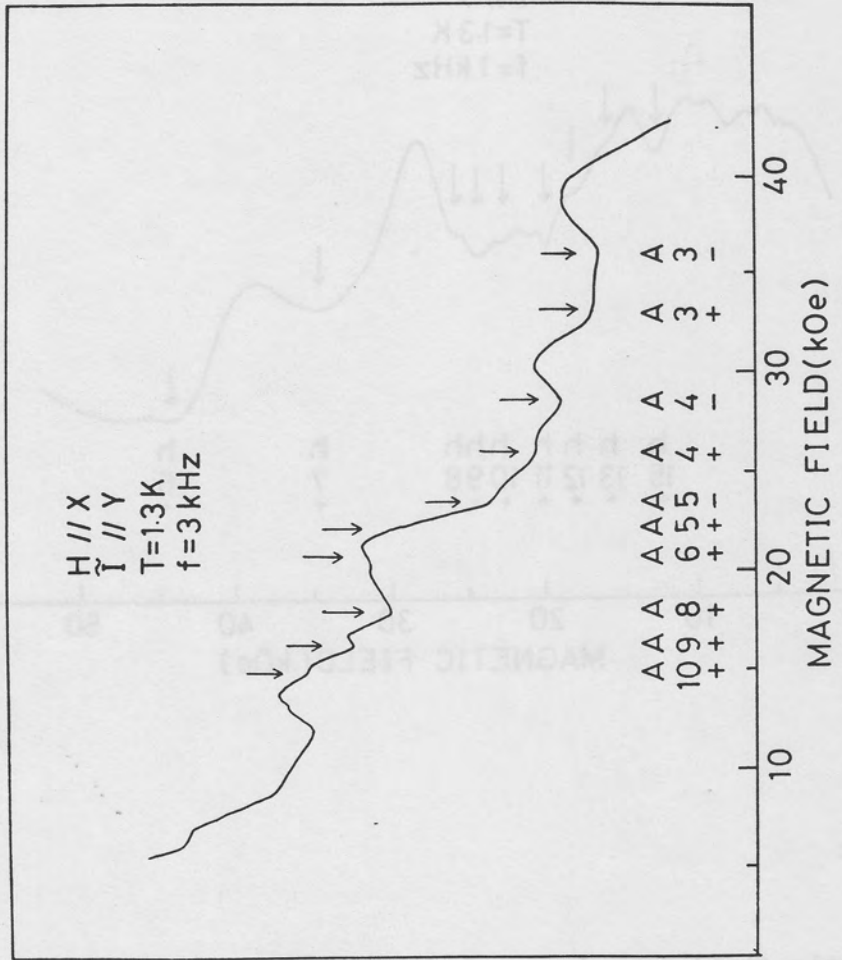


Fig. 3.5:

The magnetic field dependence of the voltage induced in the detecting coil ($H // X, \tilde{I} // Y, T = 1.3 K, f = 3 kHz$). The detecting coil is arranged around the sample so that its axis is parallel to the X axis.

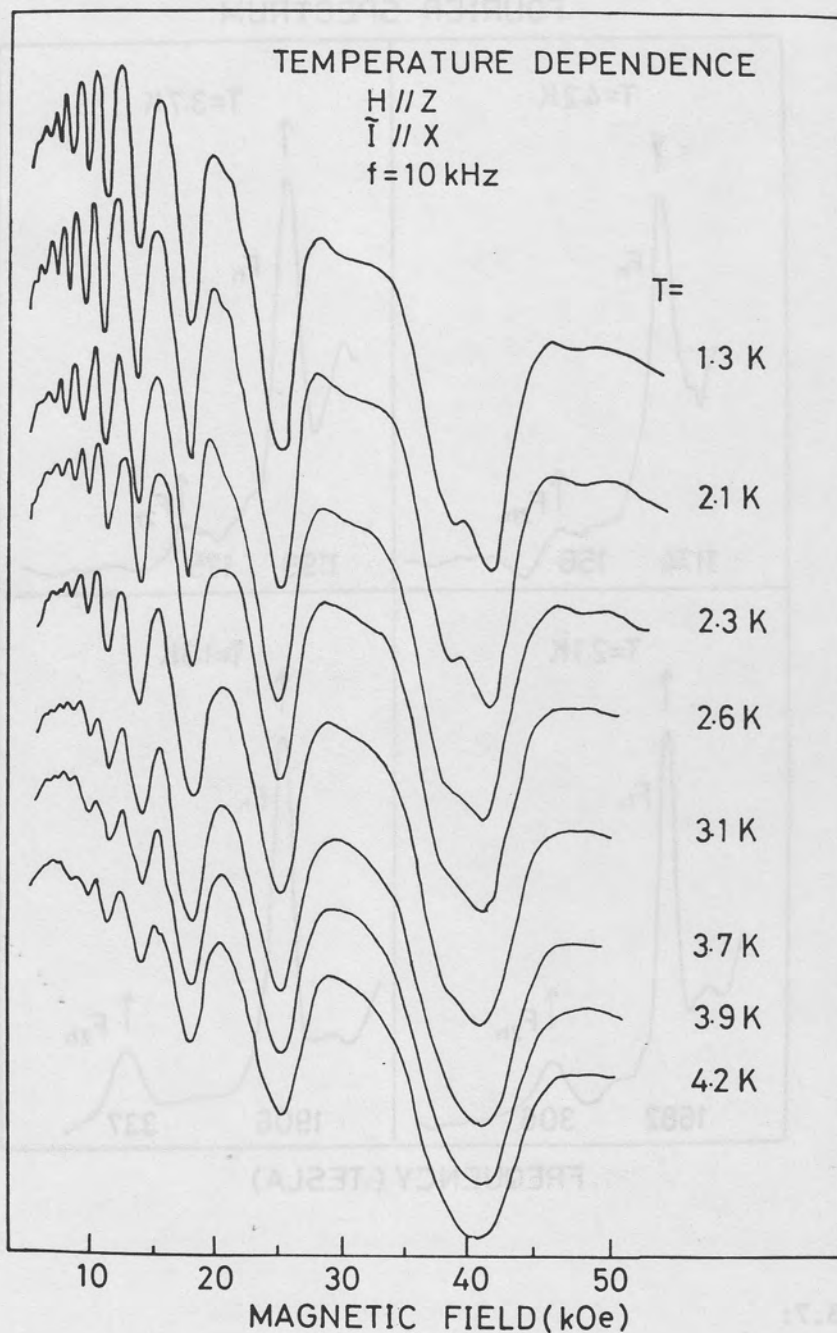


Fig. 3.6:

The magnetic field dependence of the voltage induced in the detecting coil when the temperature is varied as the parameter ($H // Z$, $\tilde{I} // X$, $f = 10 \text{ kHz}$).

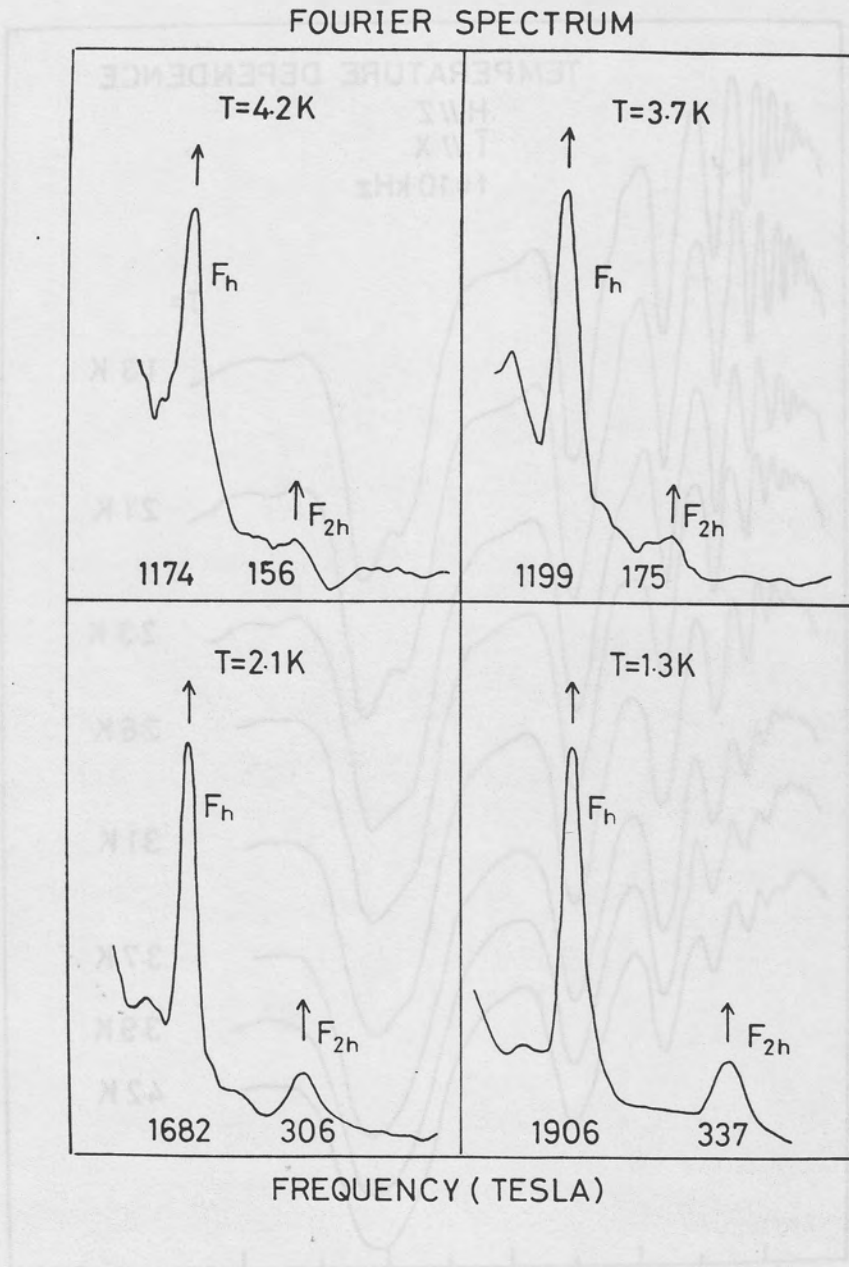


Fig. 3.7:

The Fourier spectrum of Fig. 3.6. ($H \parallel Z, \tilde{I} \parallel X, f = 10 \text{ kHz}$).

$F_h = 6.34 \text{ Tesla}$.

The numbers on abscissa are relative intensities of F_h and F_{2h} .

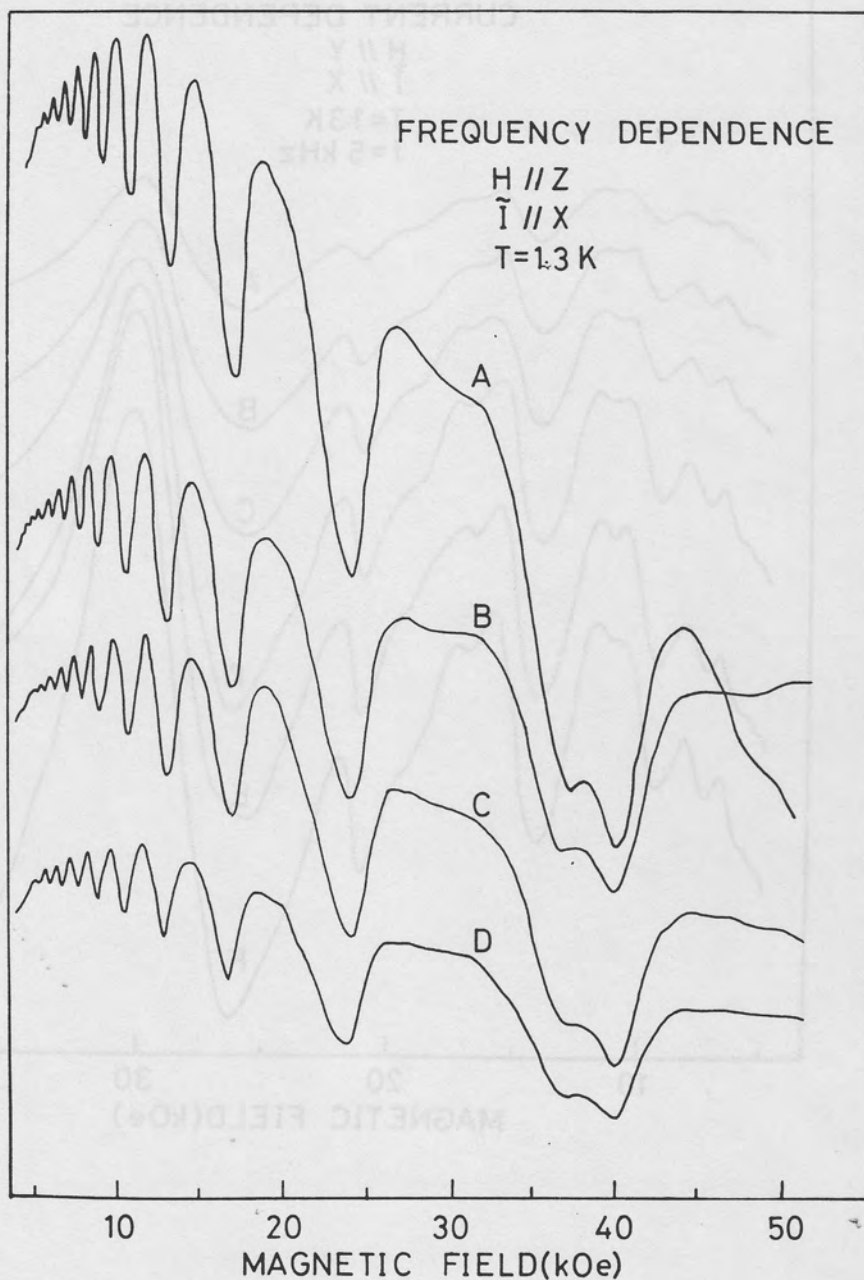


Fig. 3.8:

The magnetic field dependence of the voltage induced in the detecting coil when the frequency is varied as the parameter ($H // Z$, $\tilde{I} // X$, $T = 1.3 \text{ K}$). A = 30 kHz, B = 17 kHz, C = 15 kHz, D = 10 kHz.

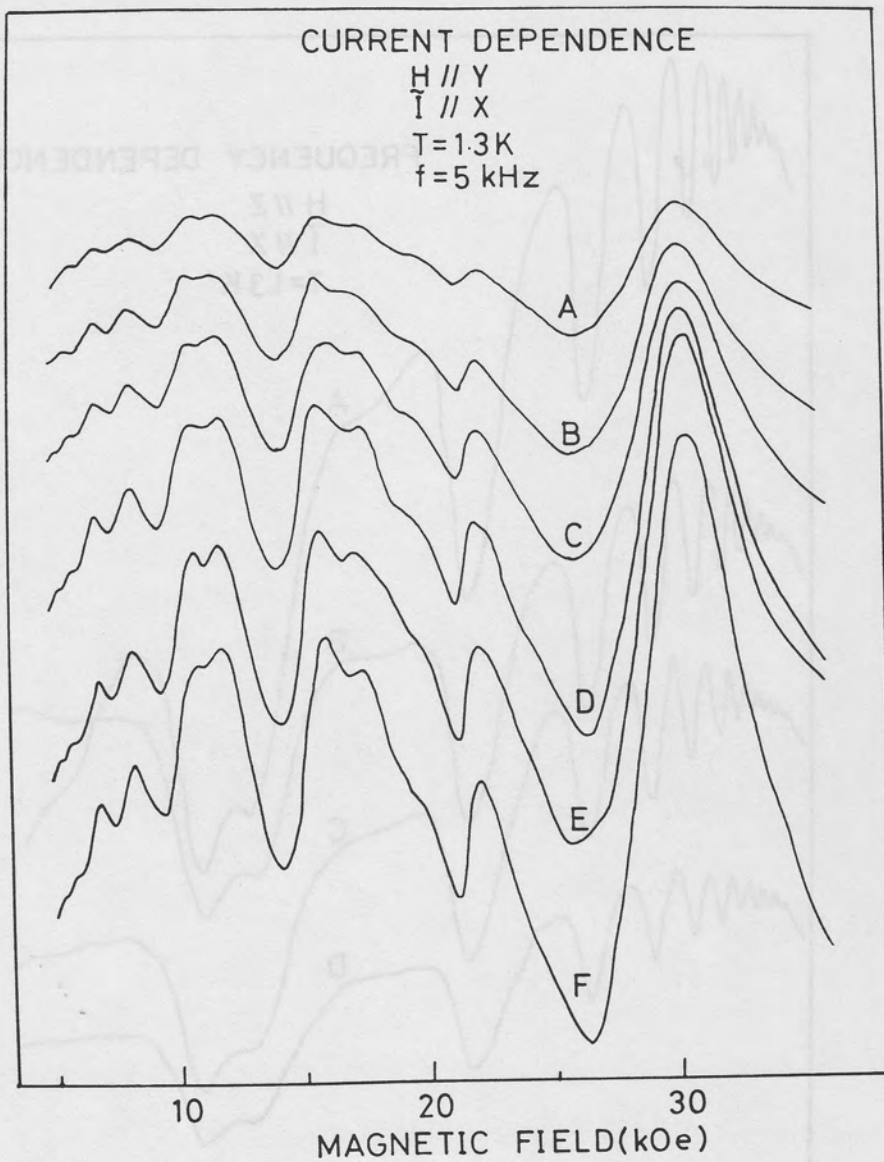


Fig. 3.9:

The magnetic field dependence of the voltage induced in the detecting coil when the square root mean value is varied as the parameter ($H // Y$, $\hat{I} // X$, $T = 1.3 \text{ K}$, $f = 5 \text{ kHz}$).

A = 40 mA, B = 60 mA, C = 80 mA, D = 100 mA, E = 140 mA, F = 160 mA.

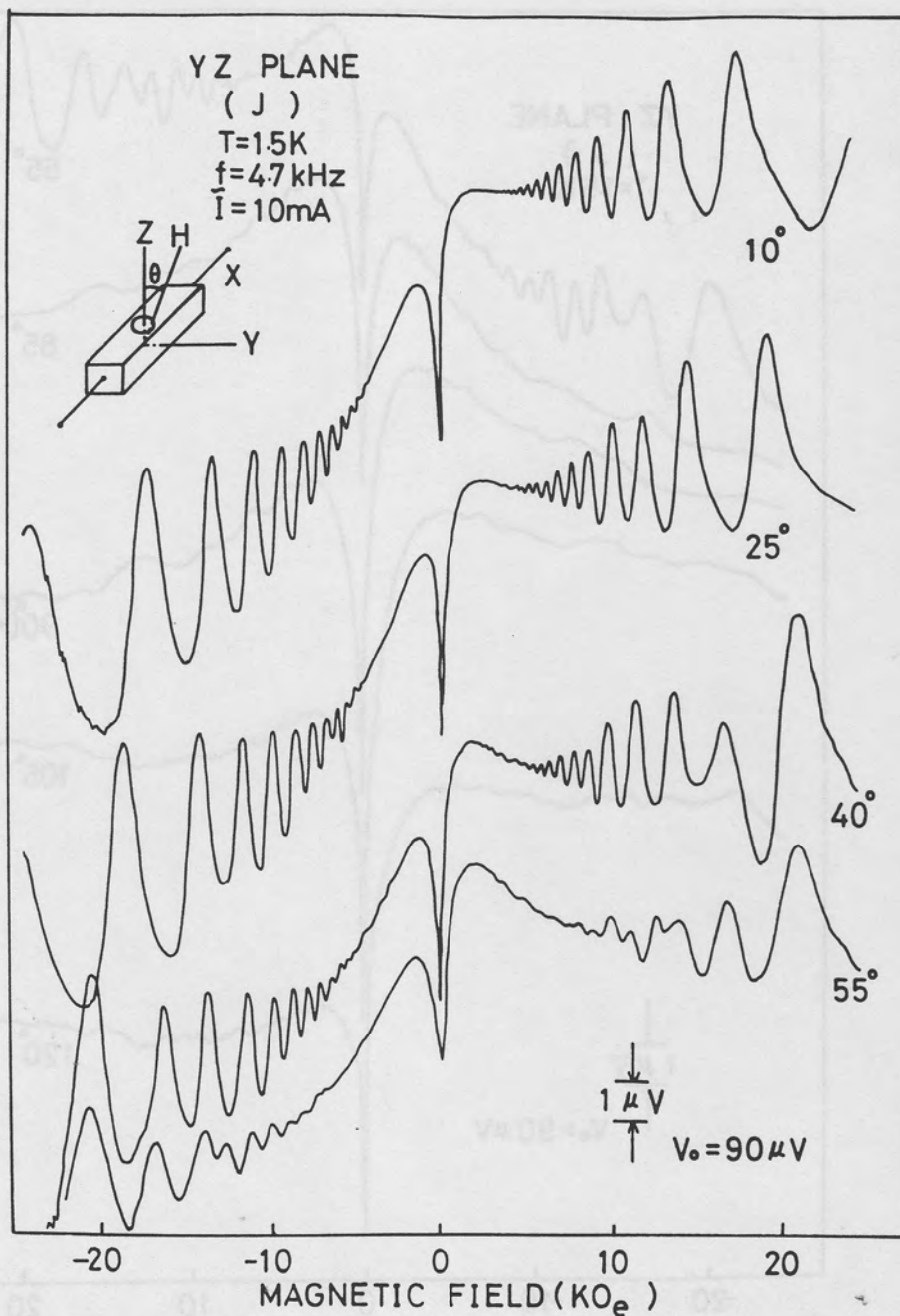


Fig. 3.10 (a)

Fig. 3.10 (a), (b) and (c)

The magnetic field dependence of $V_{zx}(H)$ ($\# J, \tilde{I} // X, T = 1.5 \text{ K}, f = 4.7 \text{ kHz}$). Magnetic field direction is in the YZ plane. V_0 is the signal level without the magnetic field. In this case, $V_0 = 90 \mu\text{V}$.

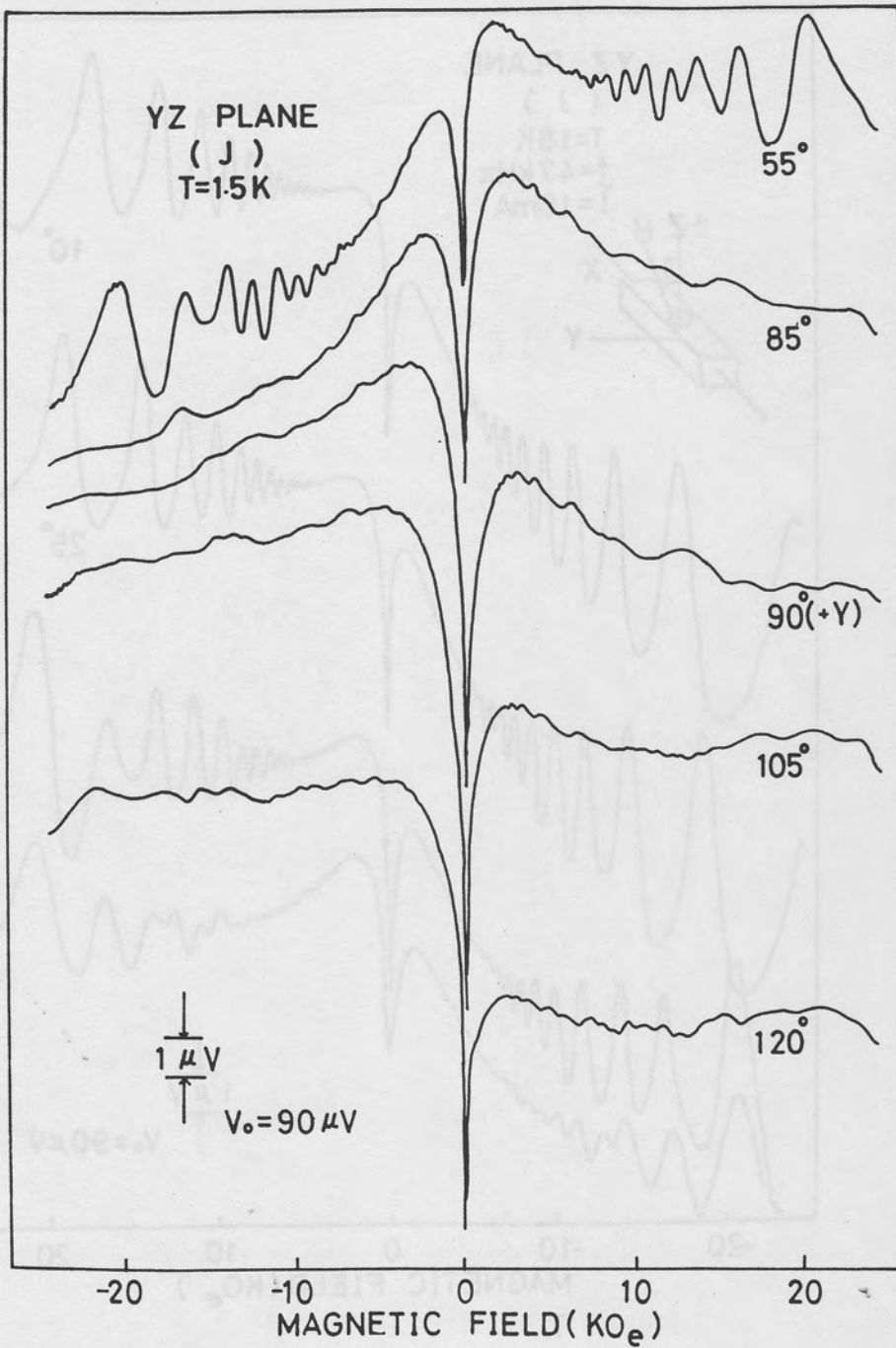


Fig. 3.10 (b)

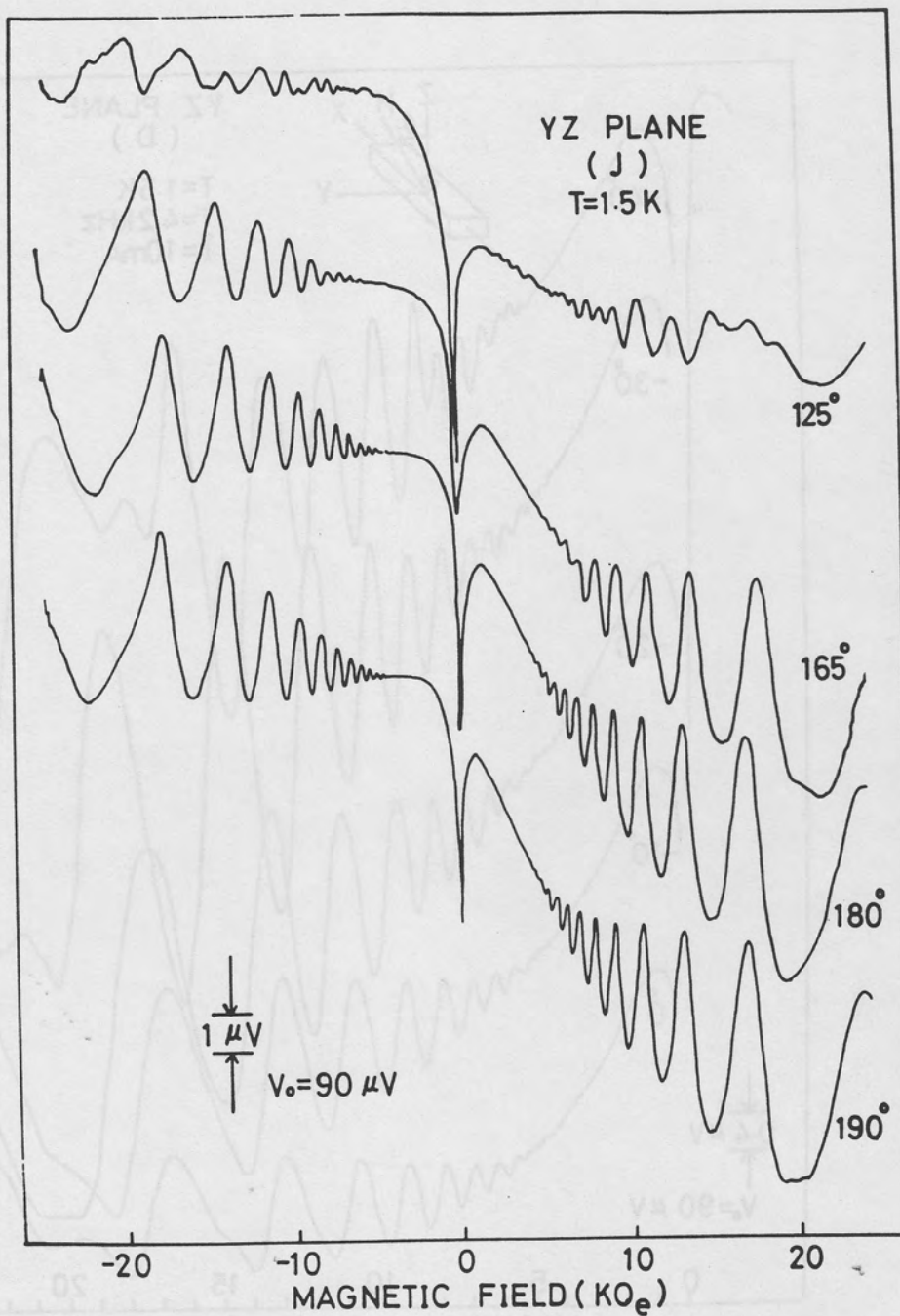


Fig. 3.10 (c)

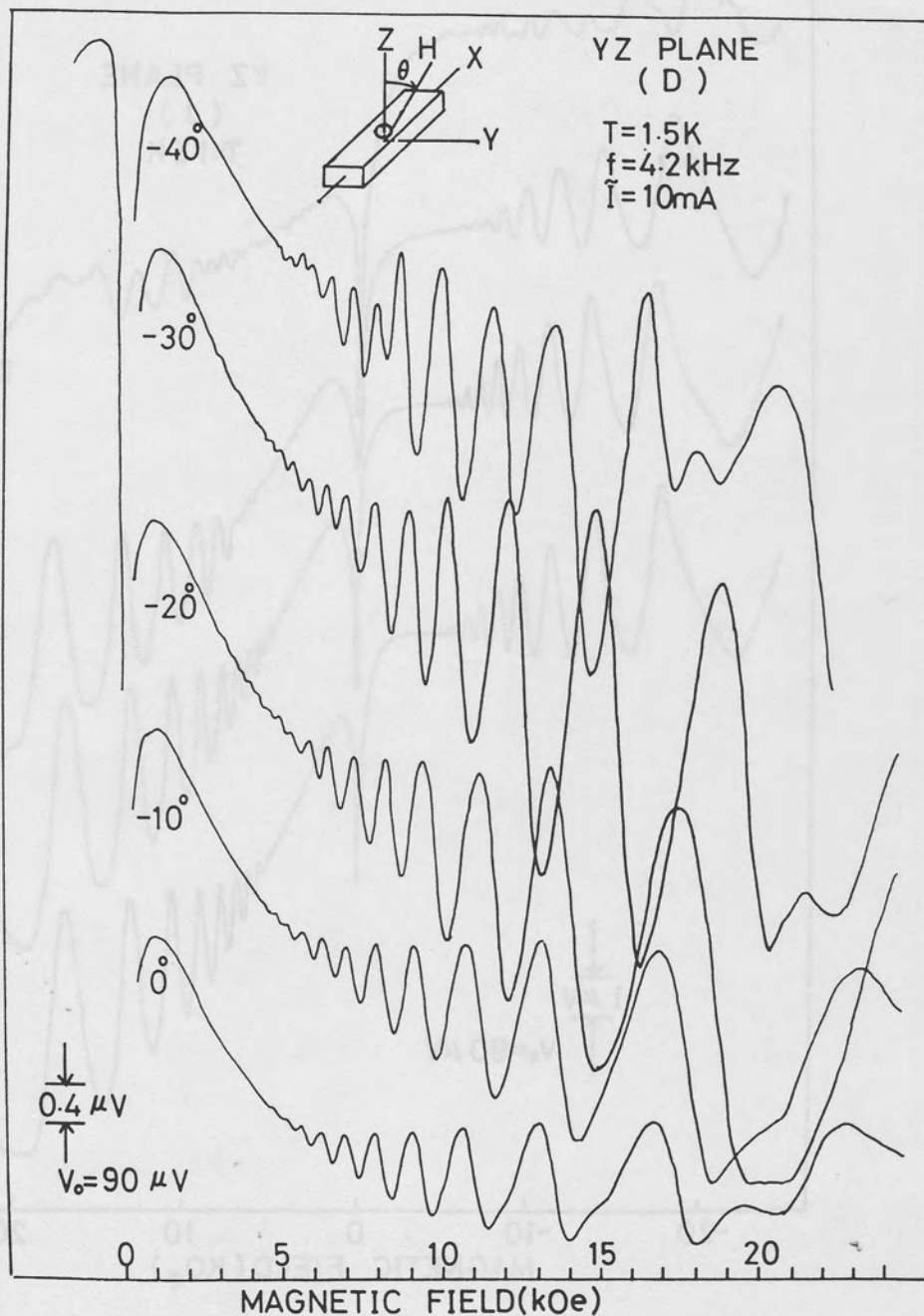


Fig. 3.11 (a)

Fig. 3.11 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $V_{zx}(H)$ (# D, $\tilde{I} // X$, $T = 1.5$ K, $f = 4.2$ kHz). Magnetic field direction is in the YZ plane.

$V = 90 \mu V$.

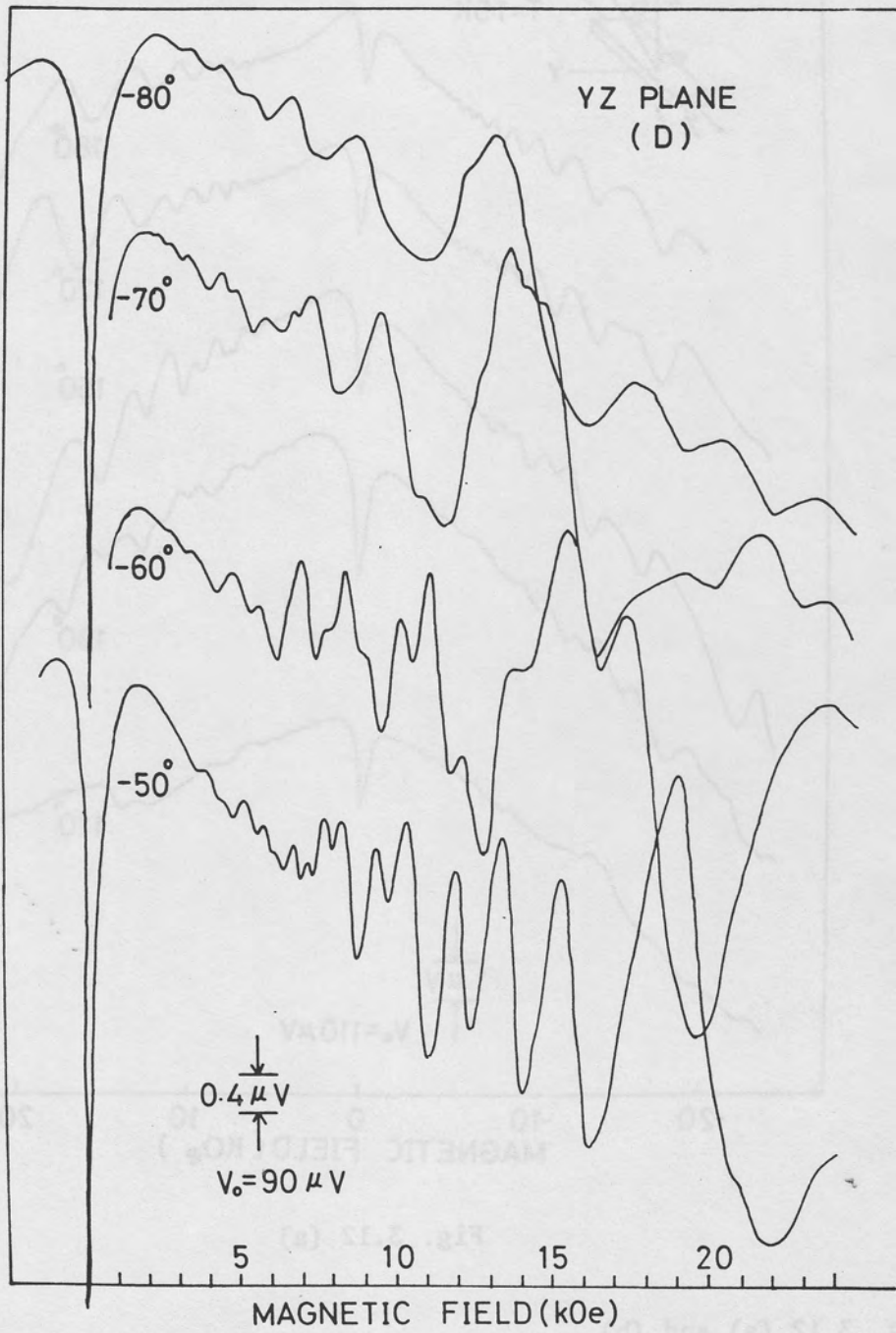


Fig. 3.11 (b)

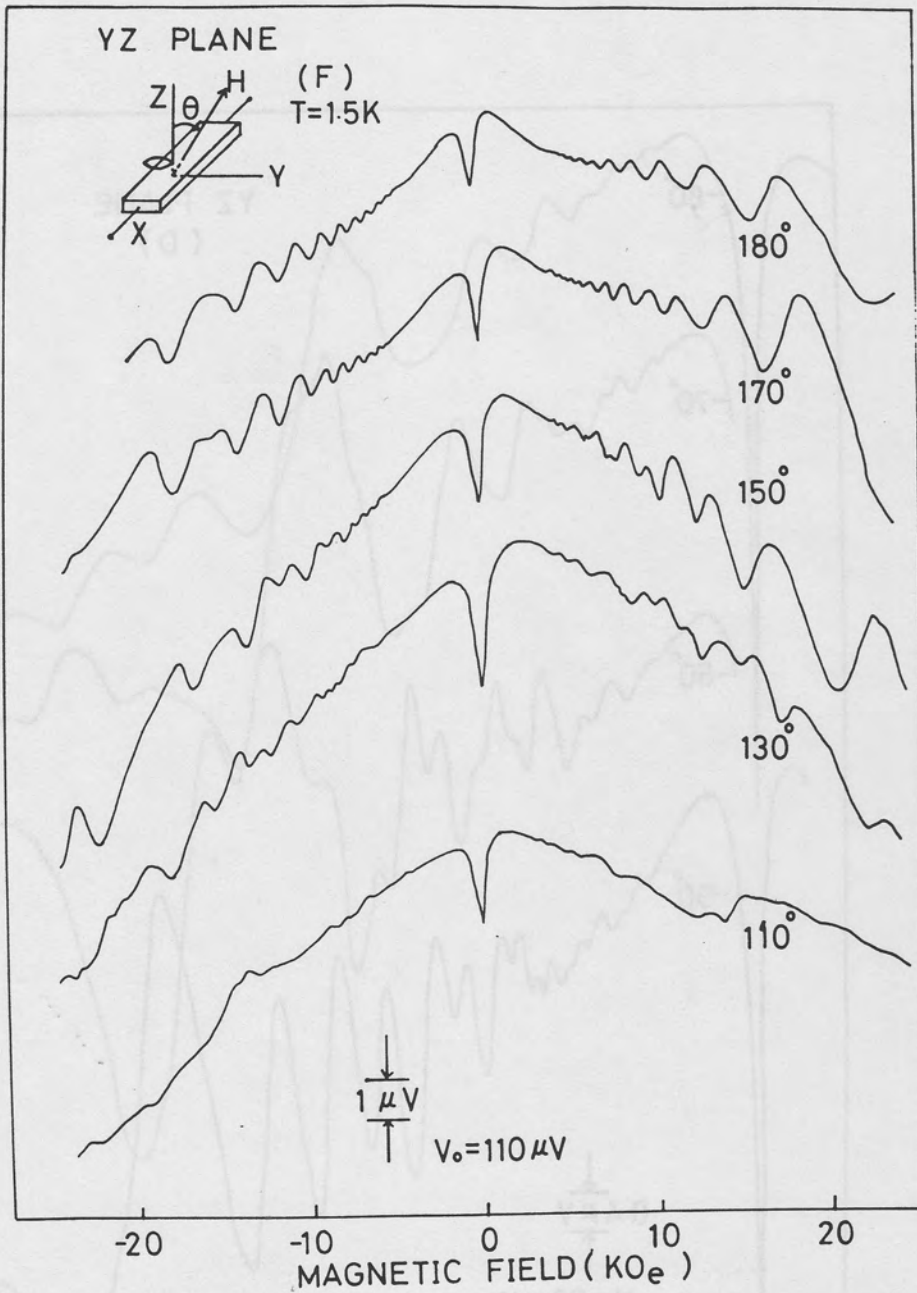


Fig. 3.12 (a)

Fig. 3.12 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $V_{z\chi}(H)$ ($\# F, \hat{I} \parallel X, T = 1.5 K, f = 4.7 \text{ kHz}$). Magnetic field direction is in the YZ plane. The detecting coil is at the edge of XY plane. $V_0 = 110 \mu V$.

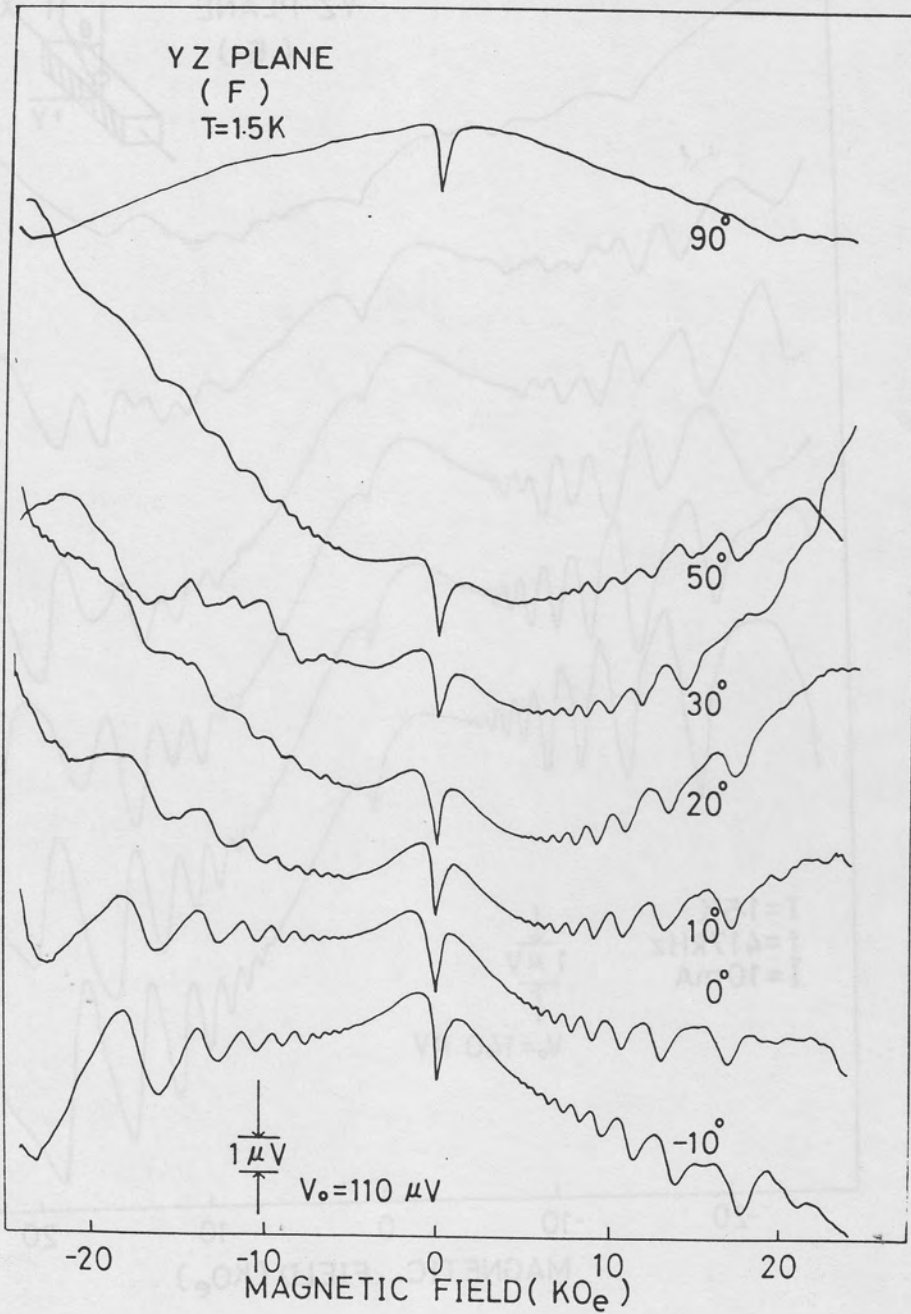


Fig. 3.12 (b)

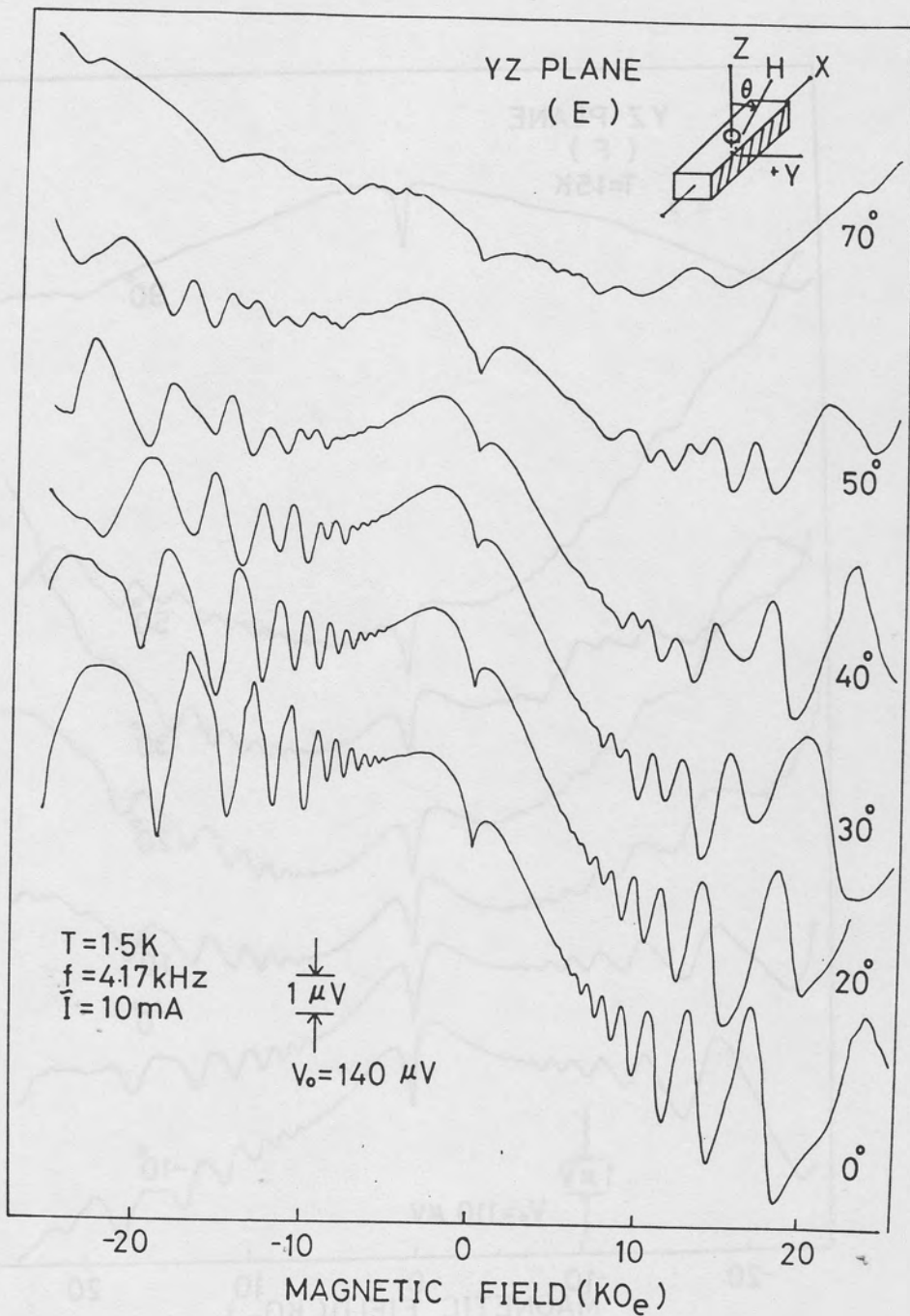


Fig. 3.13 (a)

Fig. 3.13 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $V_{zx}(H)$ ($\# E$, $\tilde{I} \parallel X$, $T = 1.5 \text{ K}$, $f = 4.2 \text{ kHz}$). Magnetic field direction is in the YZ plane. $V_0 = 140 \mu\text{V}$

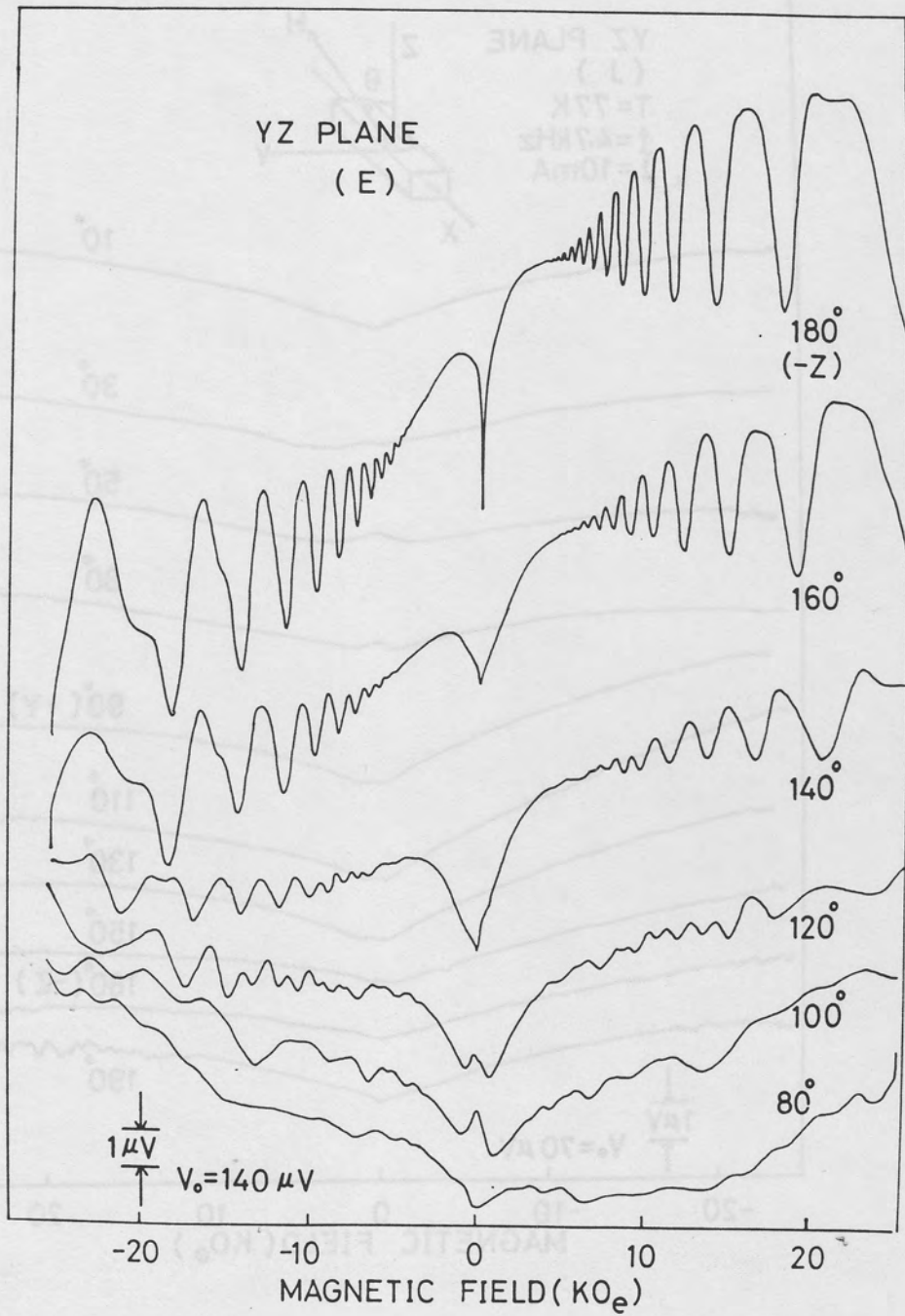


Fig. 3.13 (b)

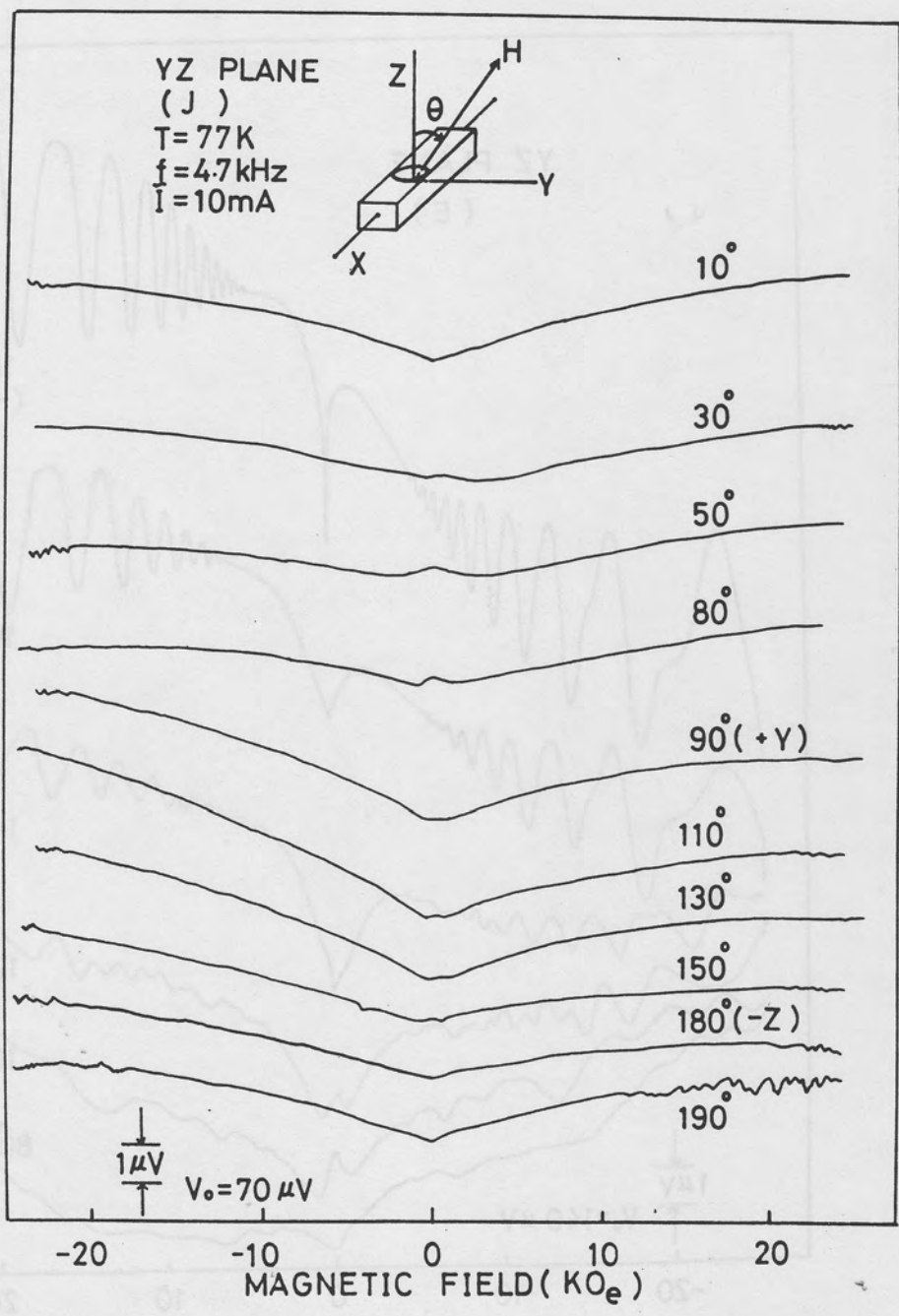


Fig. 3.14:

The magnetic field dependence of $V_{zx}(H)$ ($\# J, \tilde{I} \parallel X, T = 77$ K, $f = 4.7$ kHz). Magnetic field direction is in the YZ plane. $V_0 = 70 \mu\text{V}$

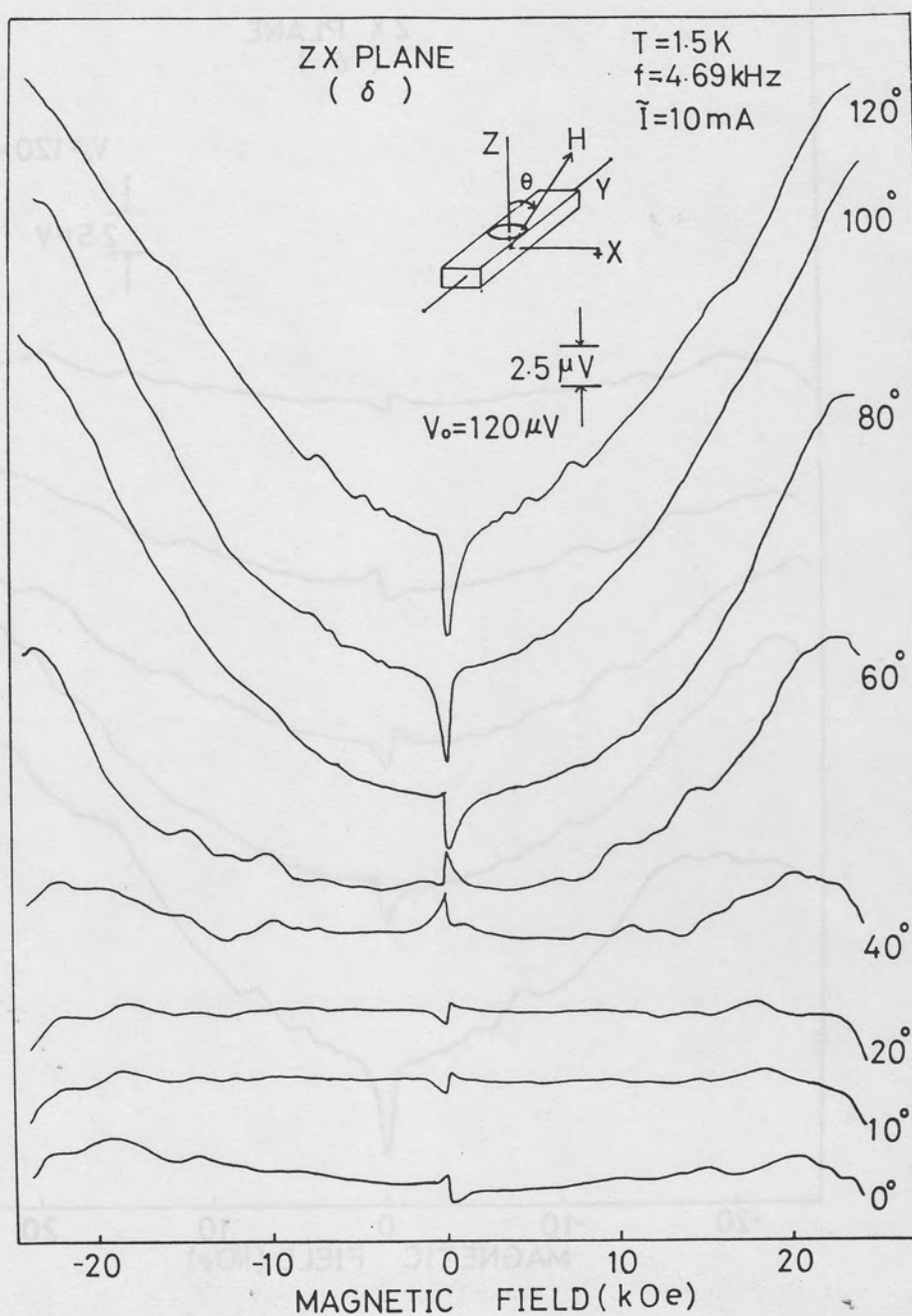


Fig. 3.15 (a)

Fig. 3.15 (a) and (b)

The magnetic field dependence of V_{xy} (H) ($\# \delta$, $\tilde{I} \parallel Y$, $T = 1.5$ K, $f = 4.69$ kHz). Magnetic field direction is in the ZX plane.

$V_0 = 120 \mu\text{V}$.

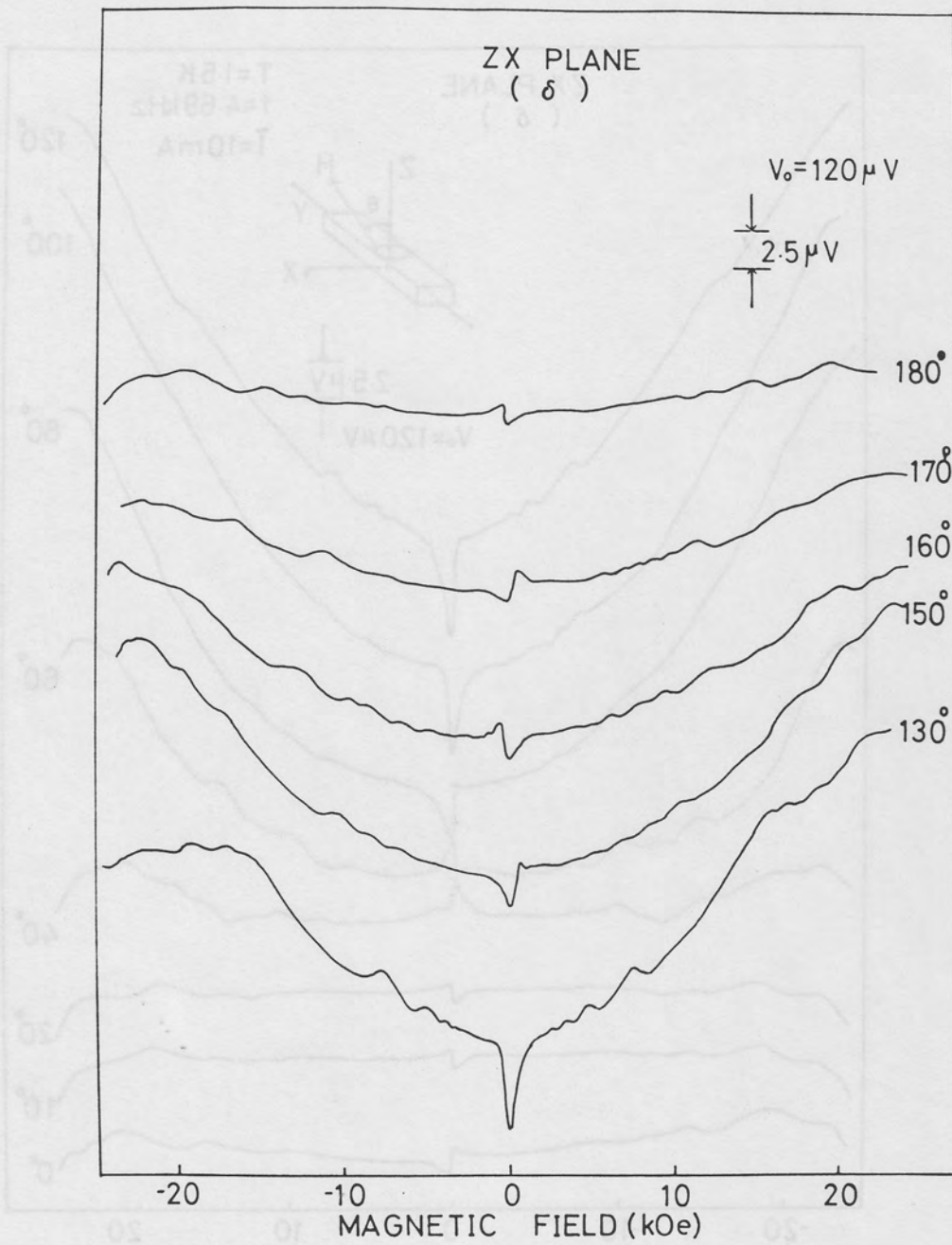


Fig. 3.15 (b)

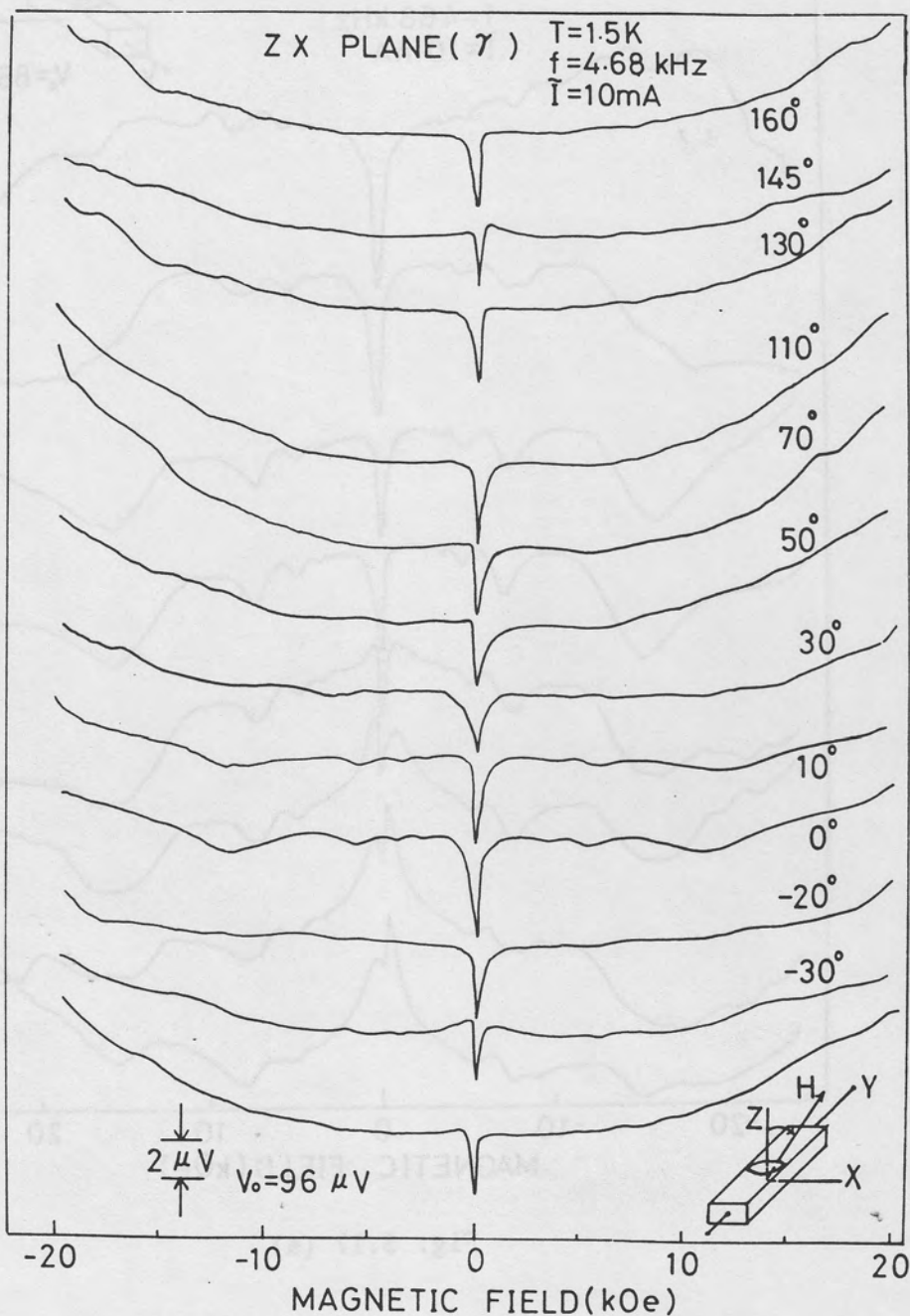


Fig. 3.16:

The magnetic field dependence of $V_{zy}(H)$ ($\# \gamma, \tilde{I} \parallel Y, T = 1.5\text{ K}, f = 4.68\text{ kHz}$). Magnetic field direction is in the ZX plane.

$$V_0 = 96\ \mu\text{V}.$$

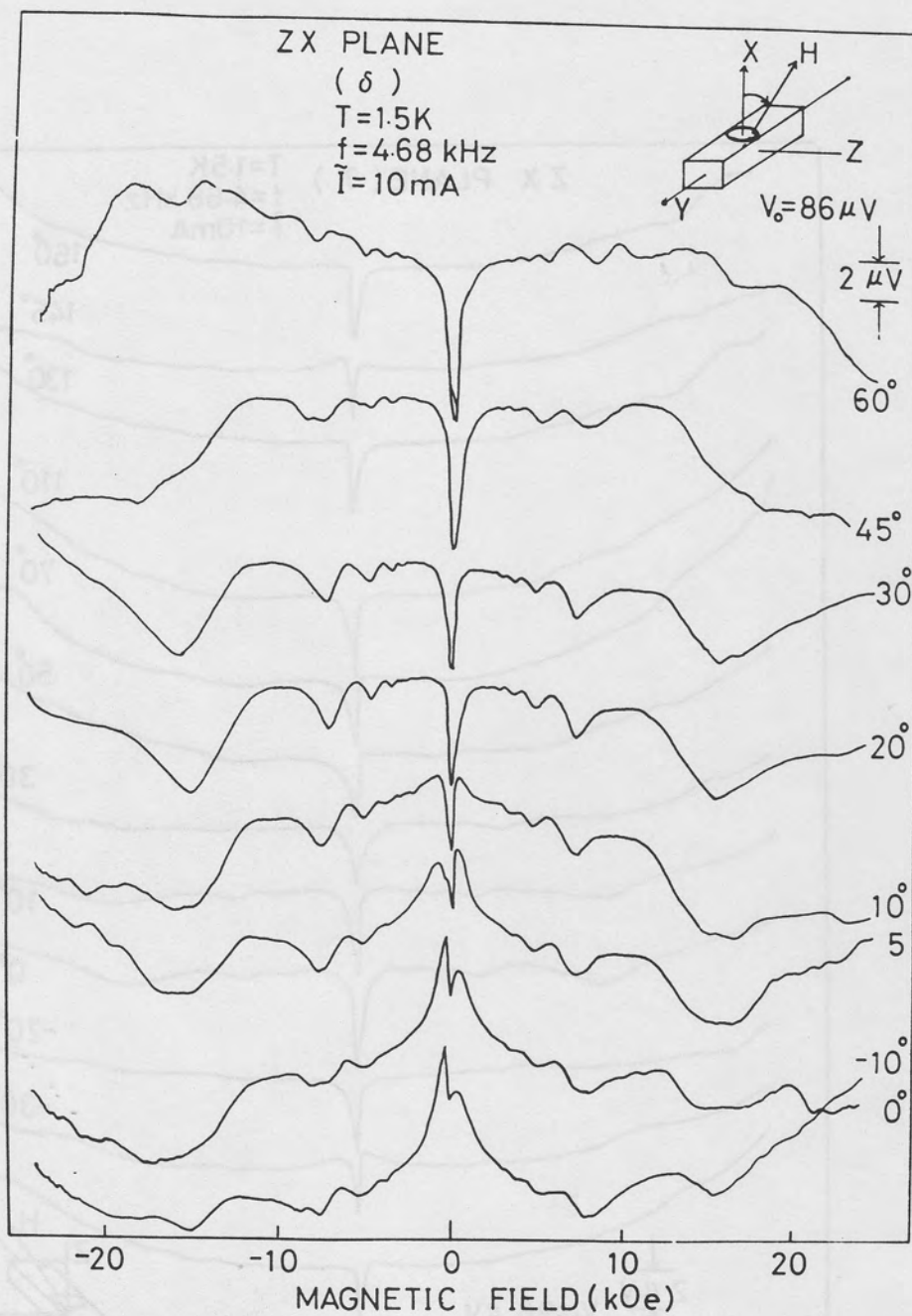


Fig. 3.17 (a)

Fig. 3.17 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $V_{xy}(H)$ ($\# \delta, \tilde{I} \parallel Y, T = 1.5\text{ K}, f = 4.68\text{ kHz}$). Magnetic field direction is in the ZX plane.

$V_0 = 86\mu\text{V}$.

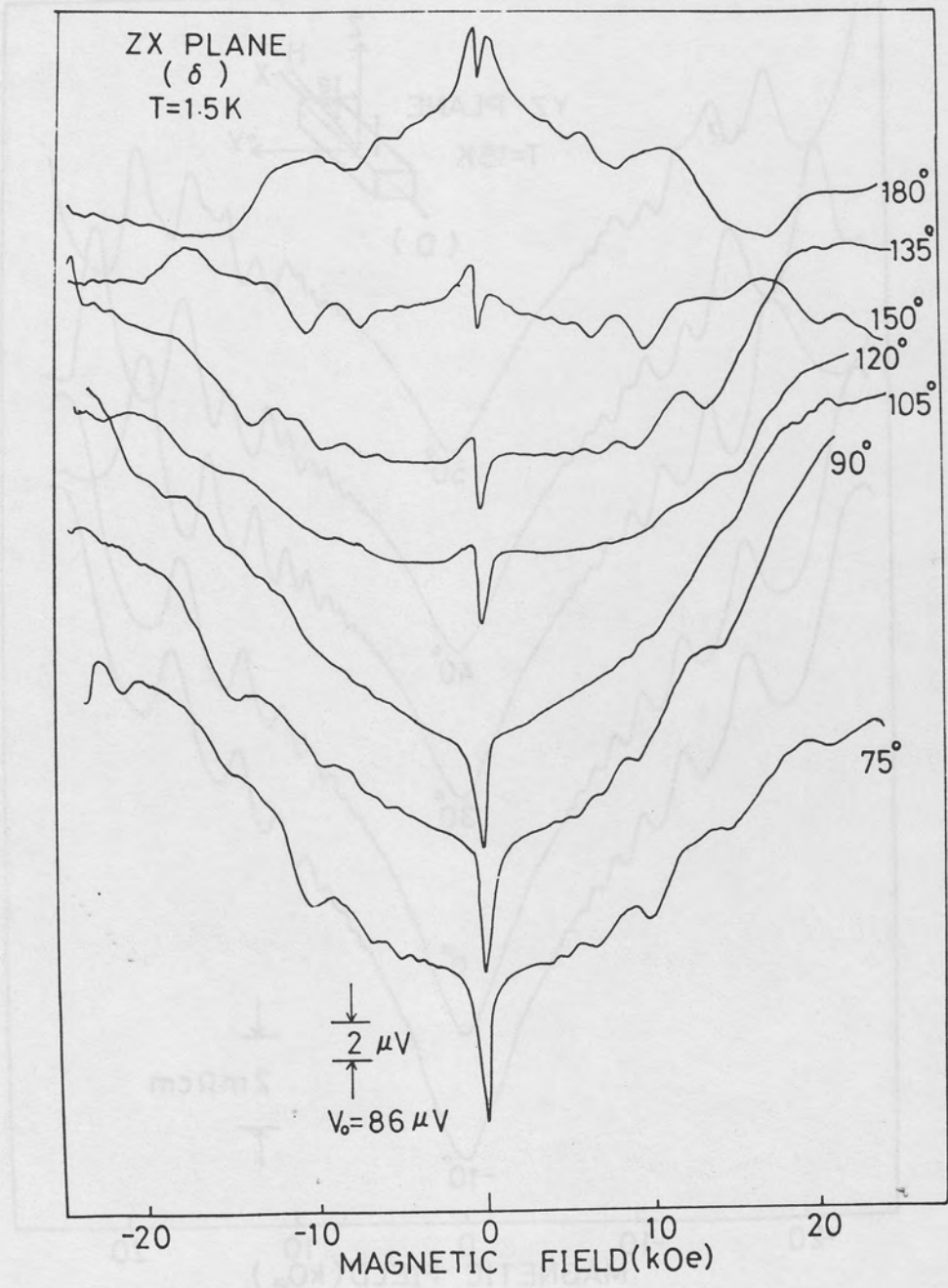


Fig. 3.17 (b)

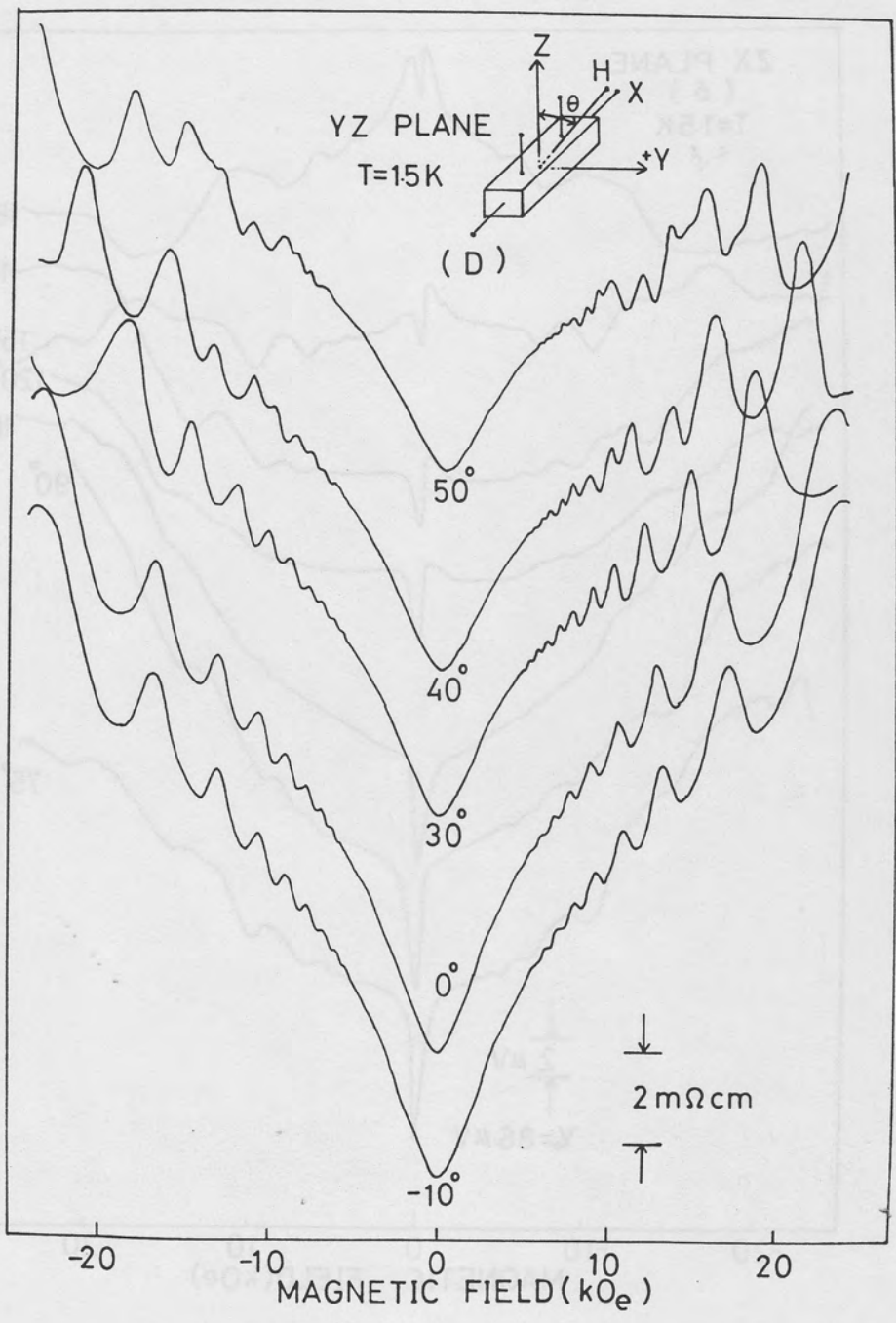


Fig. 3.18 (a)

Fig. 3.18 (a), (b) and (c)

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Z probe ($T = 1.5\text{ K}$). Magnetic field direction is in the YZ plane

(a): # D, (b): # D and (c): # E.

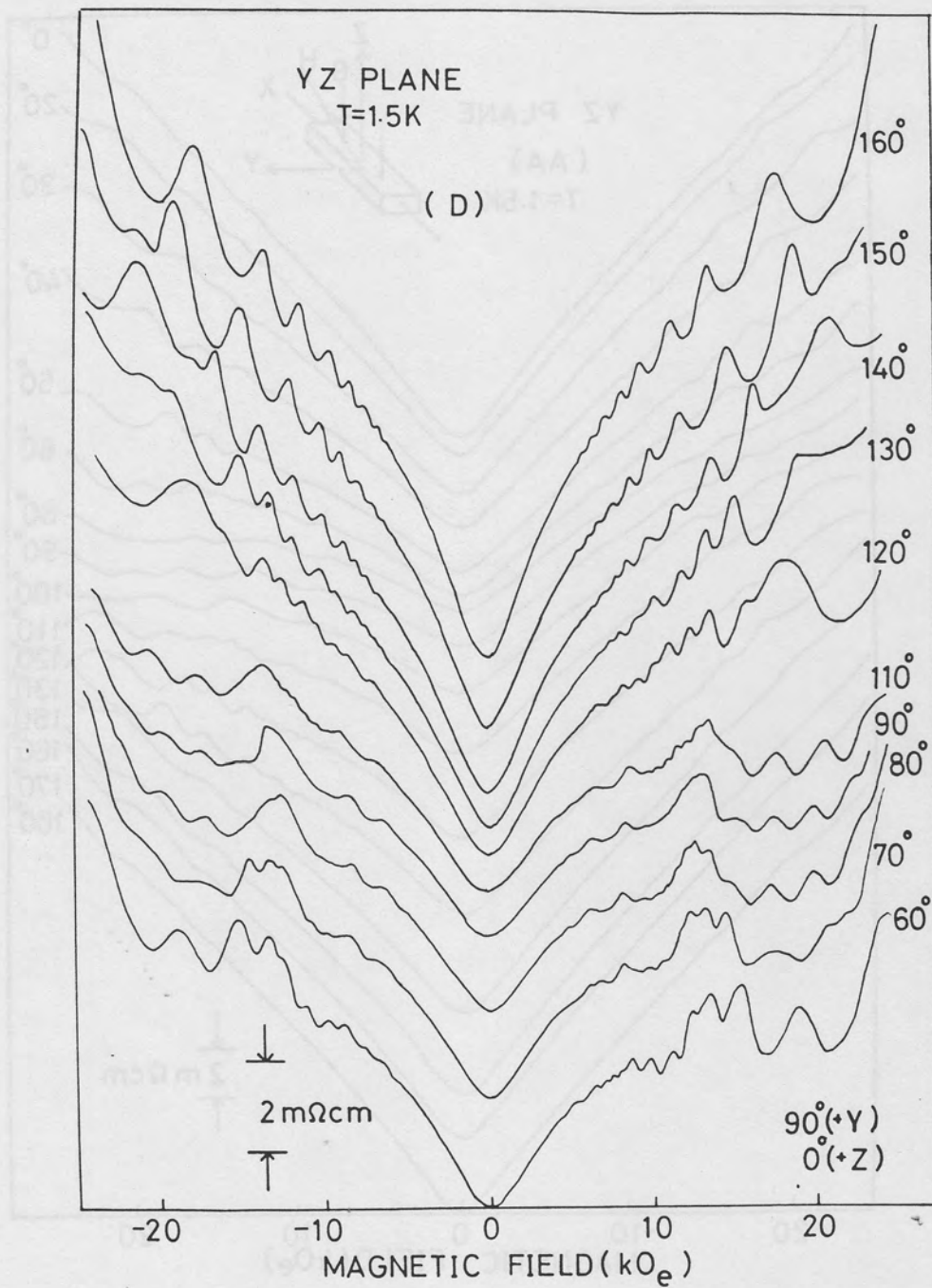


Fig. 3.18 (b)

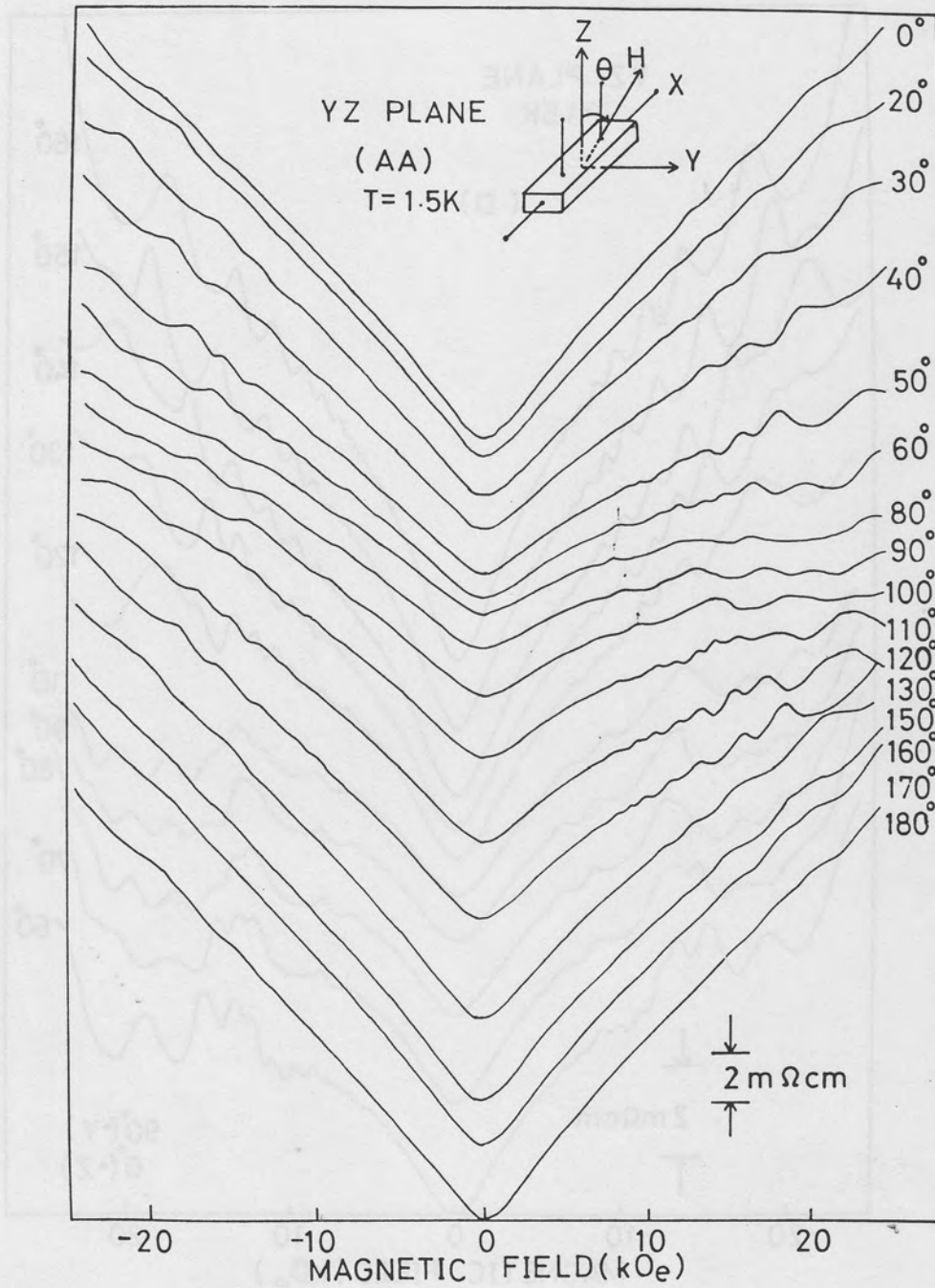


Fig. 3.18 (c)

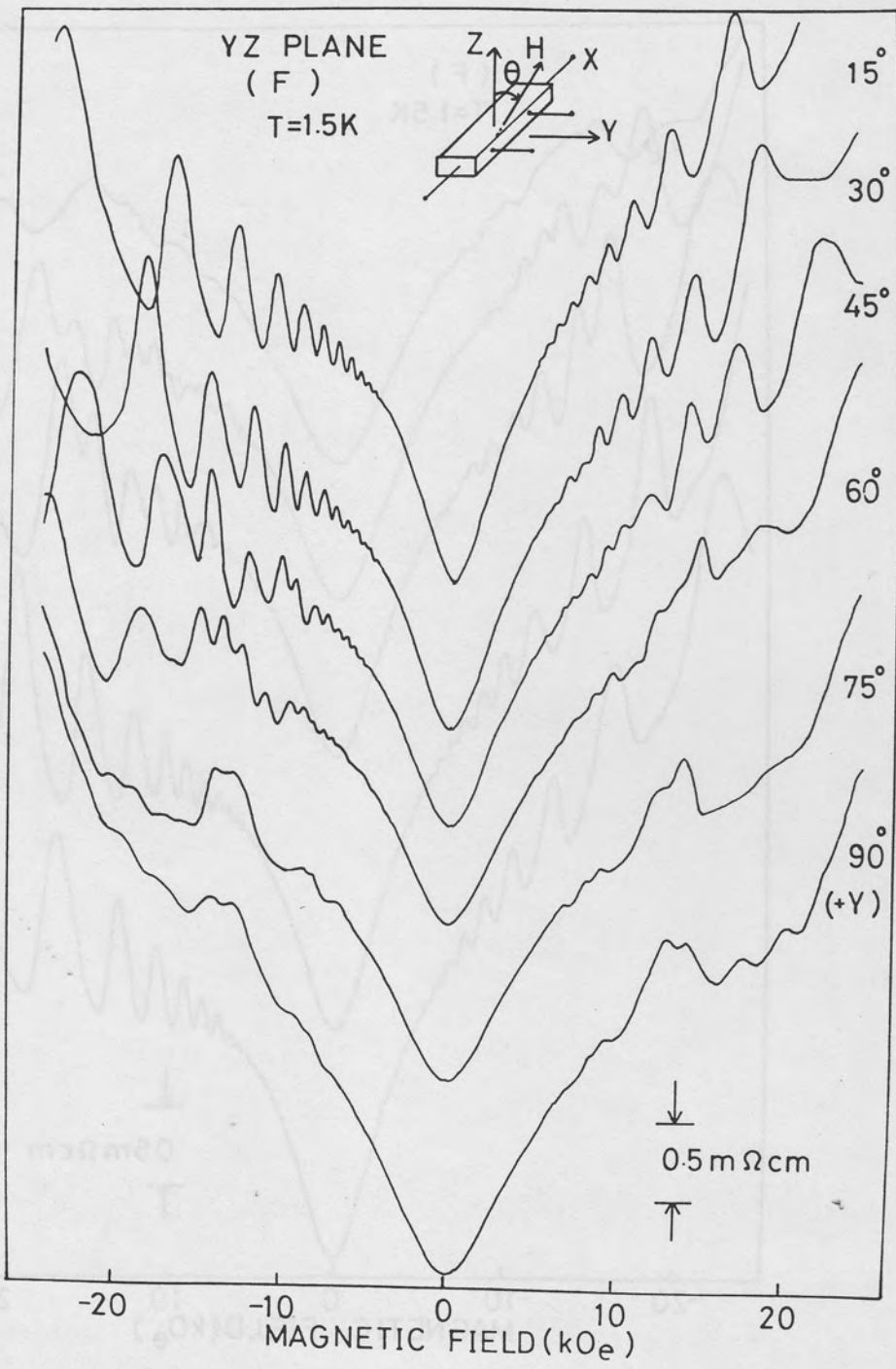


Fig. 3.19 (a)

Fig. 3.19 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Y probe ($T = 1.5 K$). Magnetic field direction is in the YZ plane. (# F).

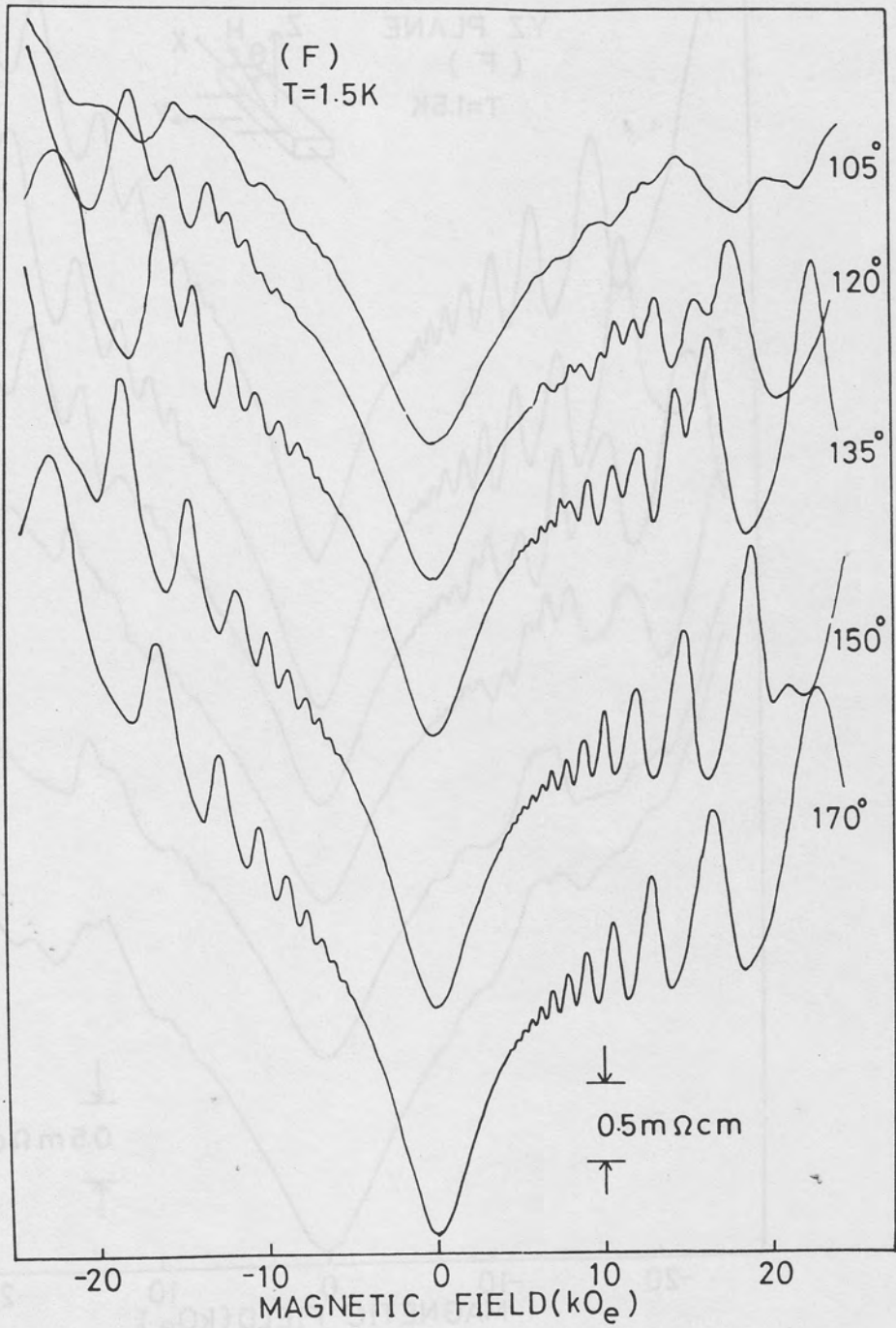


Fig. 3.19 (b)

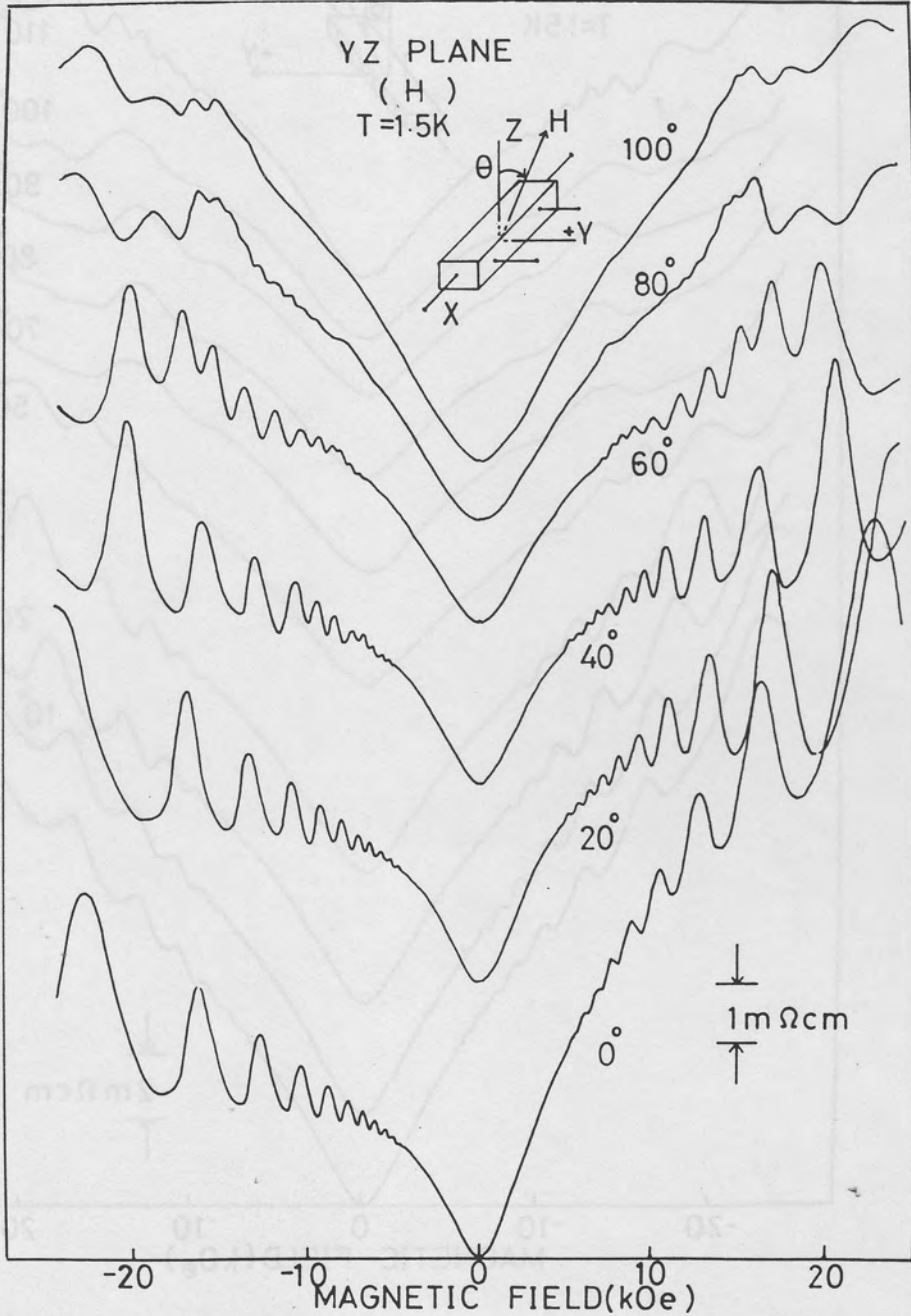


Fig. 3.20

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Y probe
($T = 1.5 \text{ K}$). Magnetic field direction is in the YZ plane. (# H)

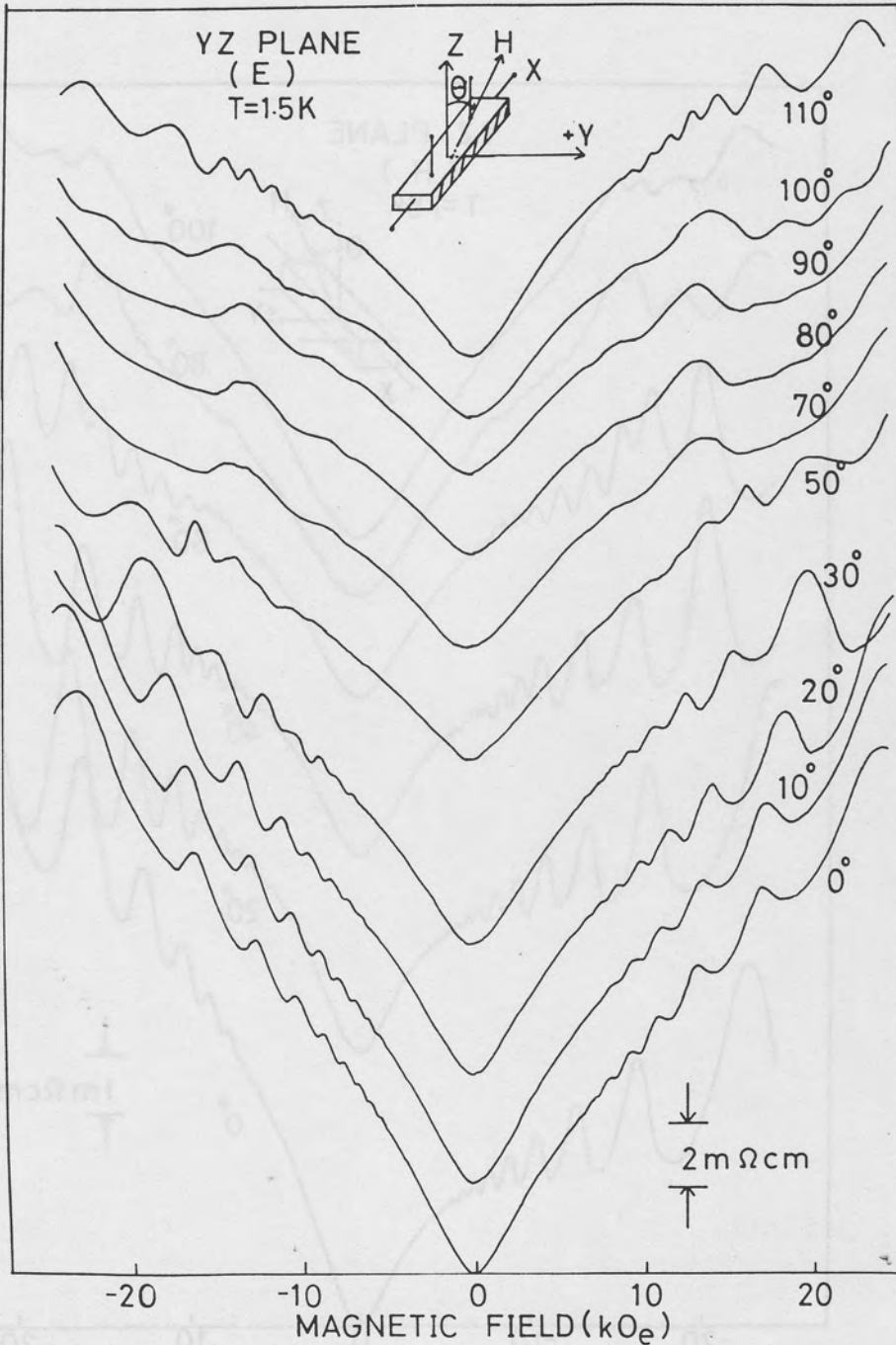


Fig. 3.21 (a)

Fig. 3.21 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Z probe
($T = 1.5 \text{ K}$). Magnetic field direction is in the YZ plane. (# E).

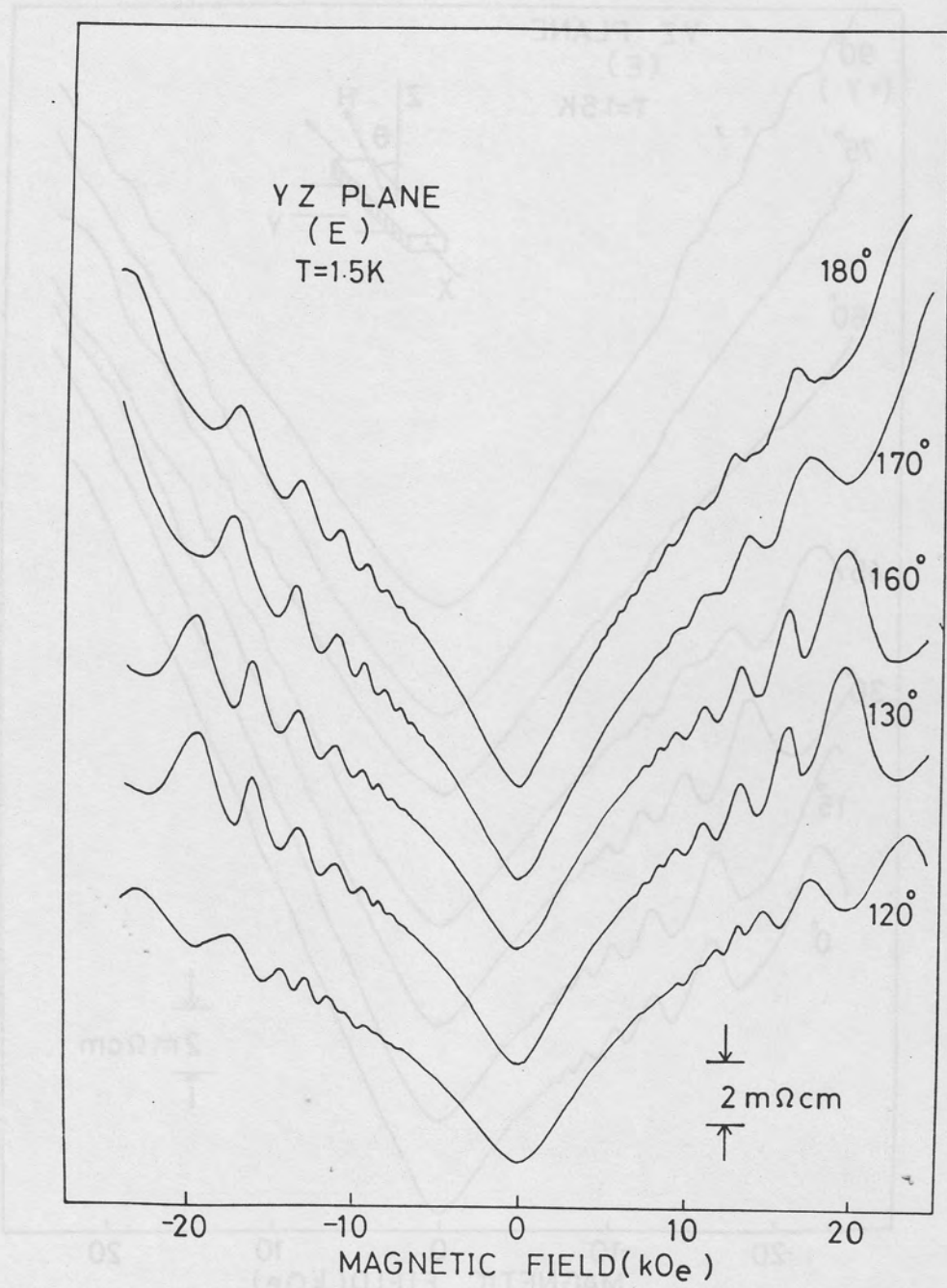


Fig. 3.21 (b)

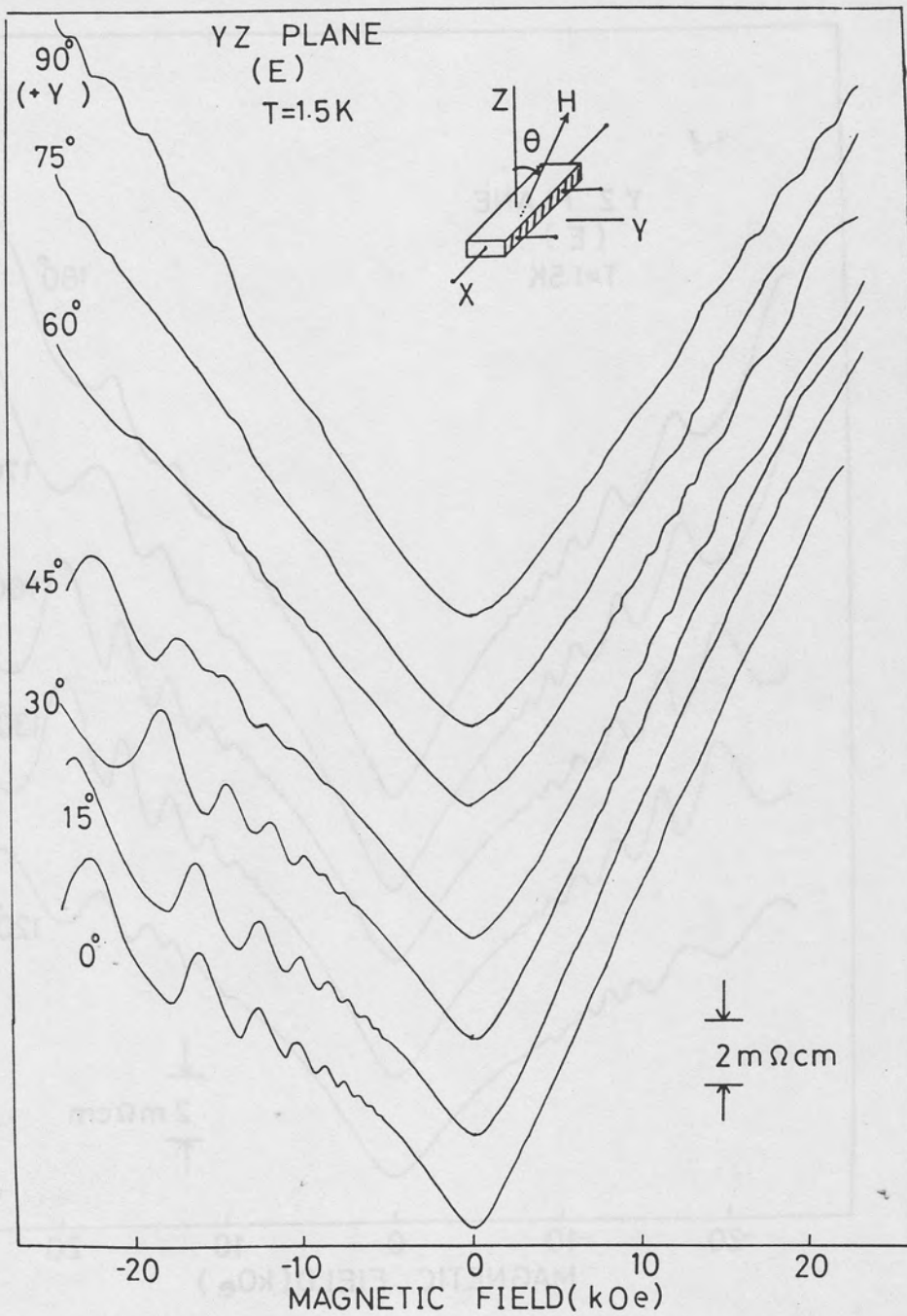


Fig. 3.22 (a)

Fig. 3.22 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Y probe
($T = 1.5 \text{ K}$). Magnetic field direction is in the YZ plane. (# E).



Fig. 3.22 (b)

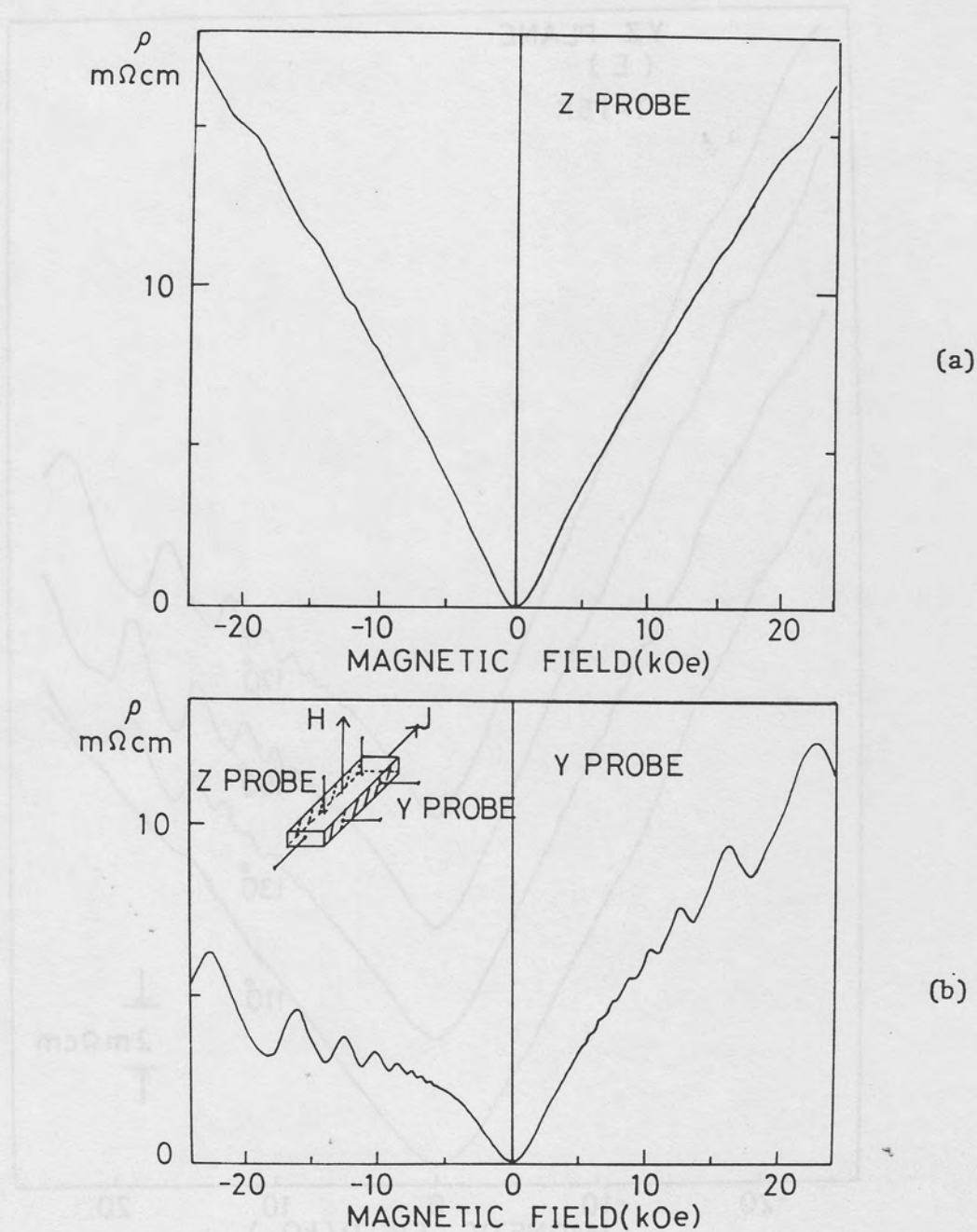


Fig. 3.23

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Z probe and Y probe ($T = 1.5 \text{ K}$). $H \parallel Z$ ($\# \text{ A}$).

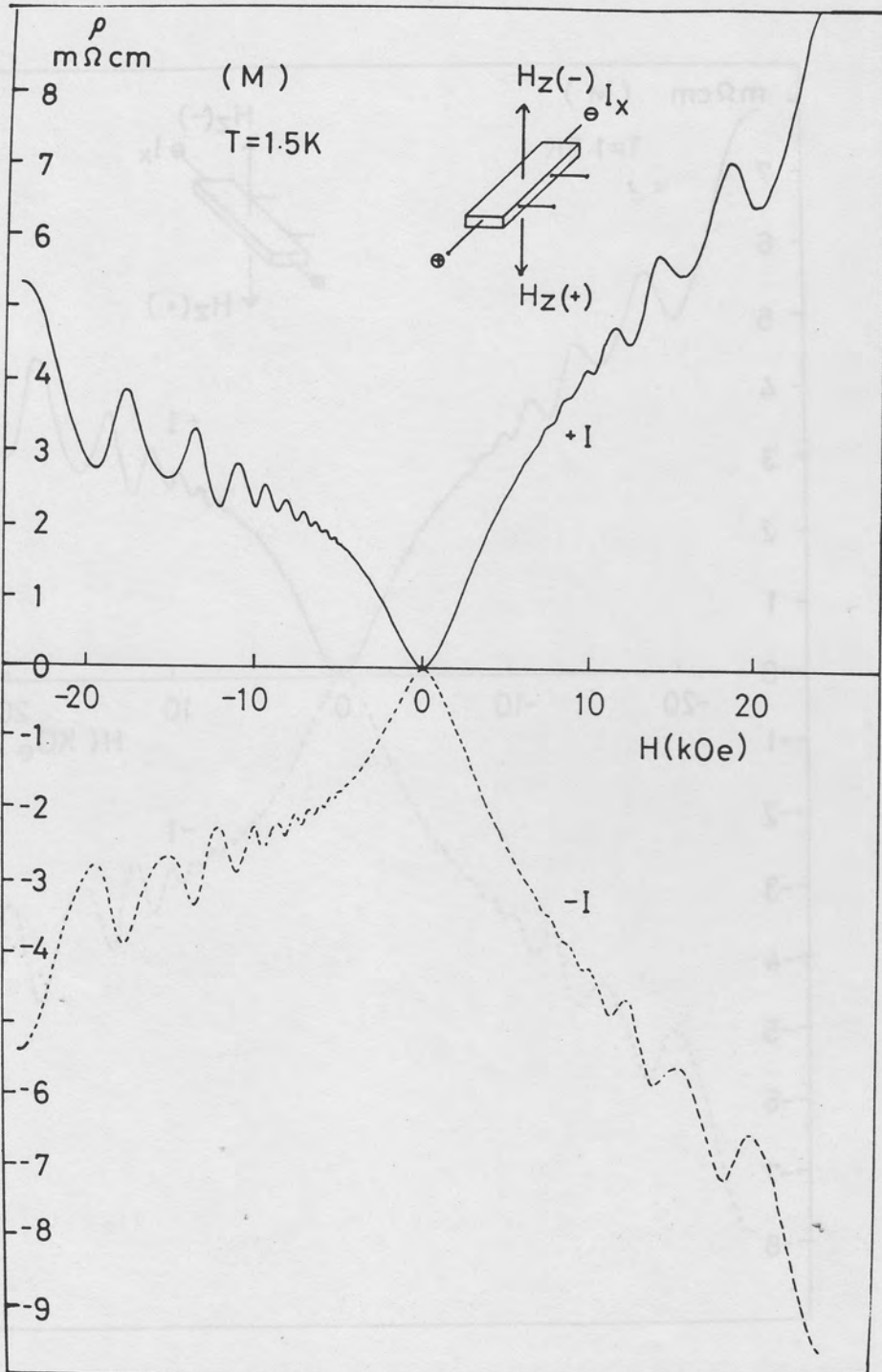


Fig. 3.24

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the + Y probe ($T = 1.5 \text{ K}$). $H \parallel Z$ (# M). The solid line and the dotted line correspond to the case of $I > 0$ and the case of $I < 0$, respectively.

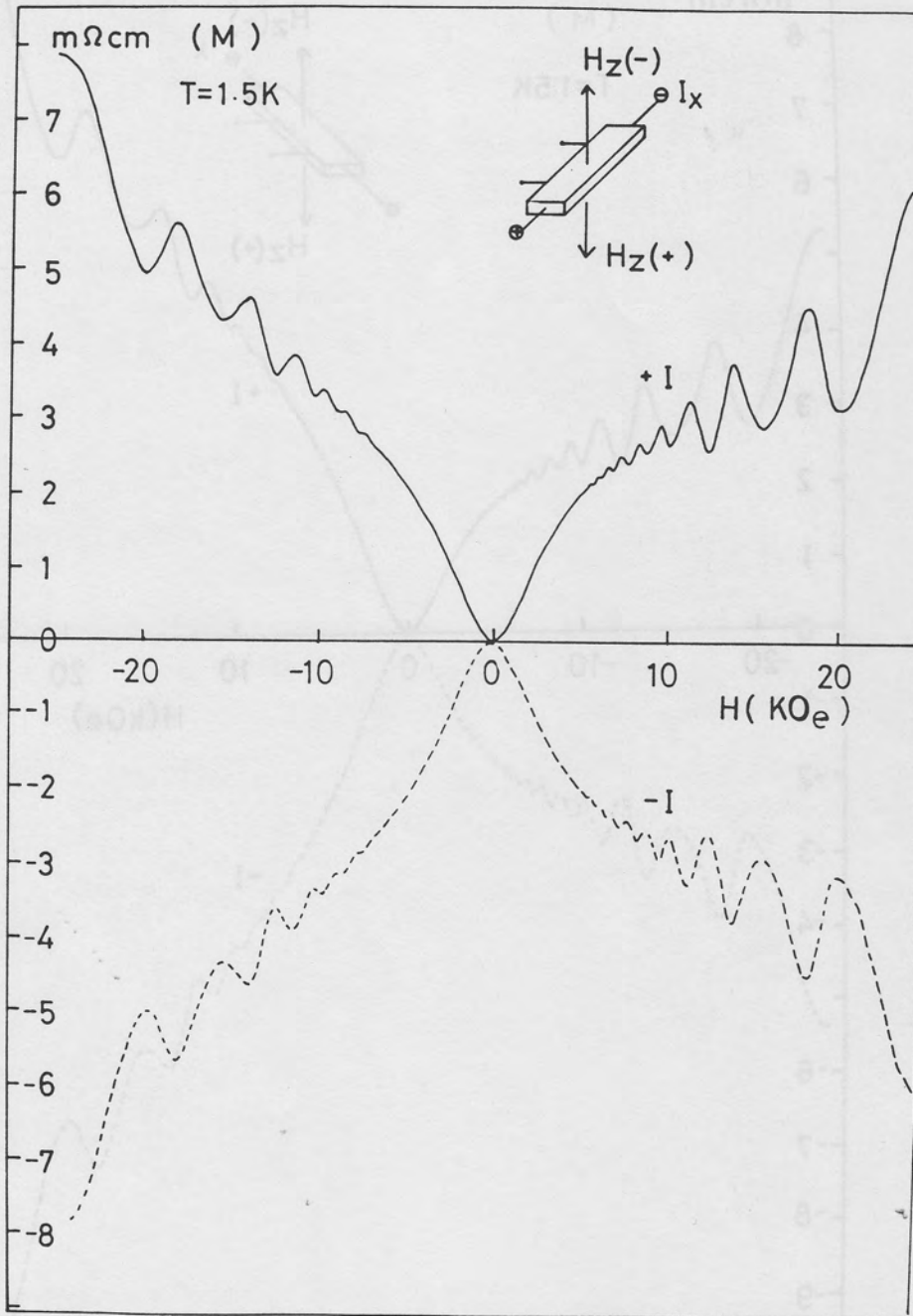


Fig. 3.25

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the (-Y) probe ($T = 1.5$ K). $H \parallel Z$ (# M).

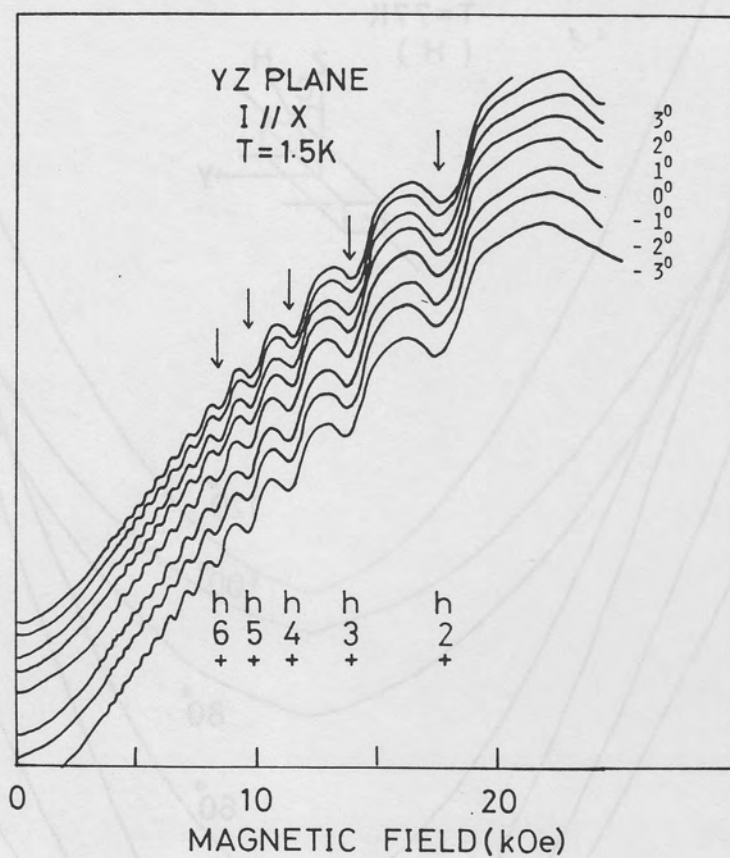


Fig. 3.26:

The Shubnikov de Haas oscillation ($I \parallel X$). Magnetic field direction is in the YZ plane.

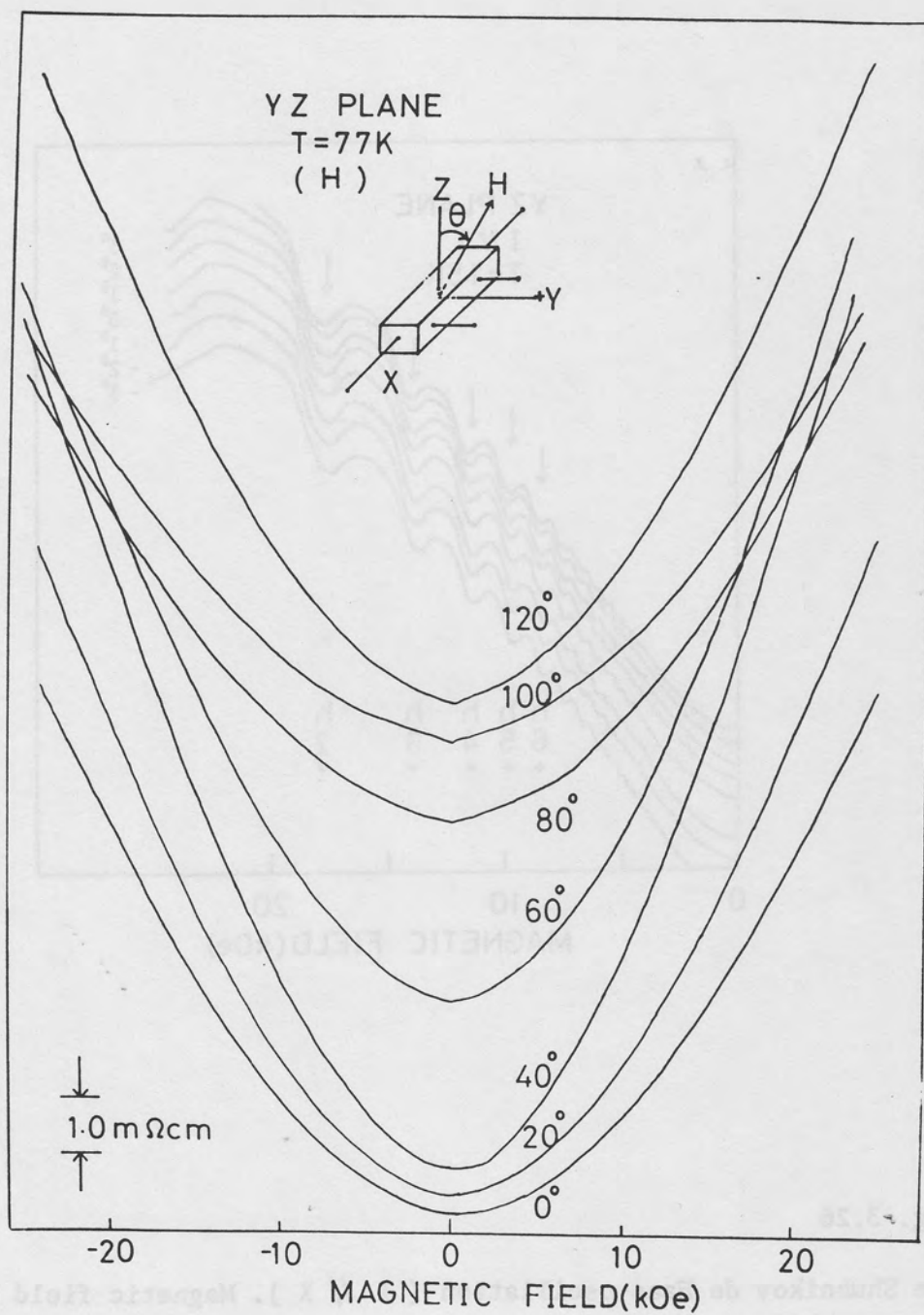


Fig. 3.27

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Y probe ($T = 77\text{ K}$). Magnetic field direction is in the YZ plane. (θ).

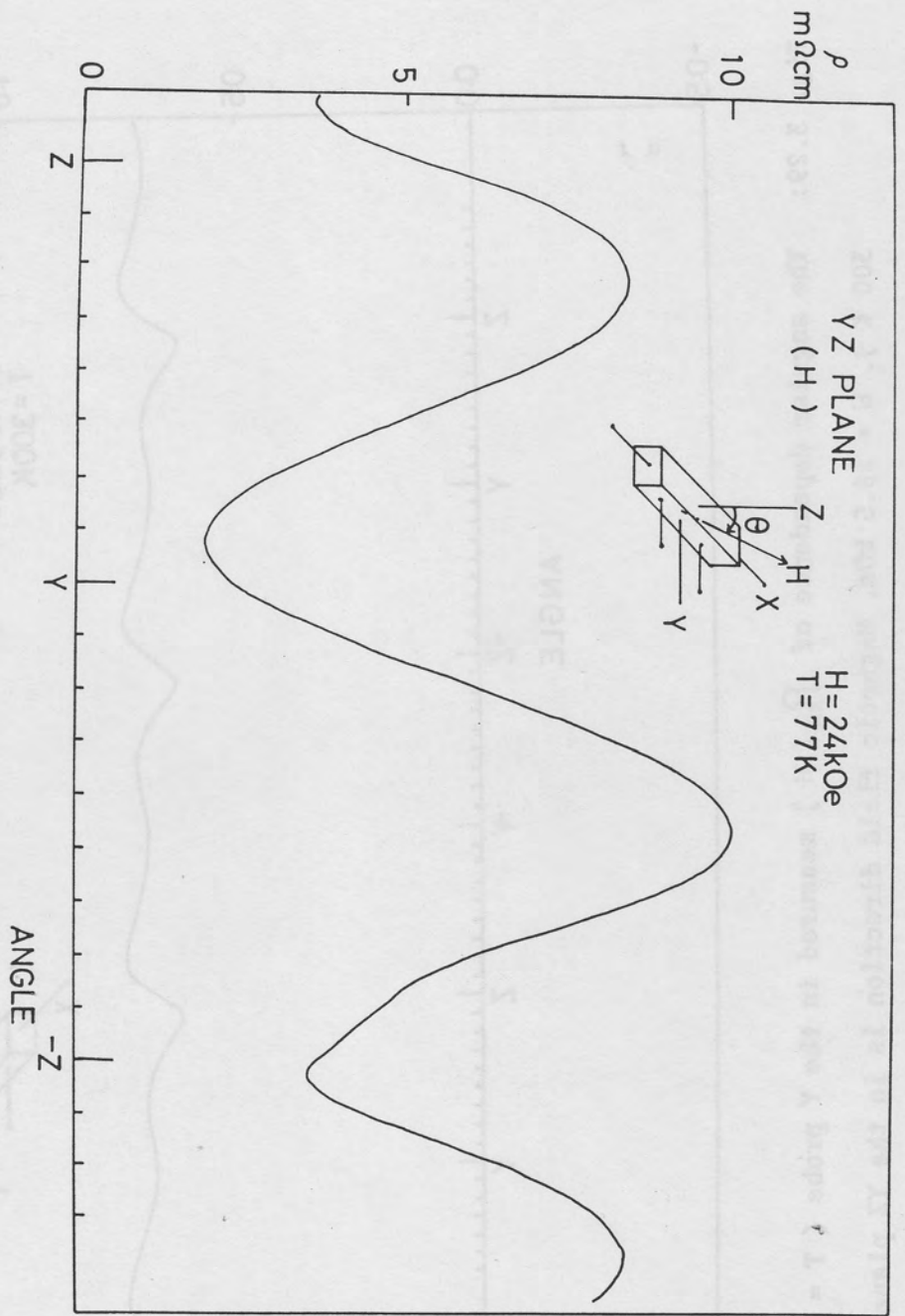


Fig. 3.28: The angular dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Y probe ($T = 77 \text{ K}$). $H = 24 \text{ kOe}$. Magnetic field direction is in the YZ plane. (# H).

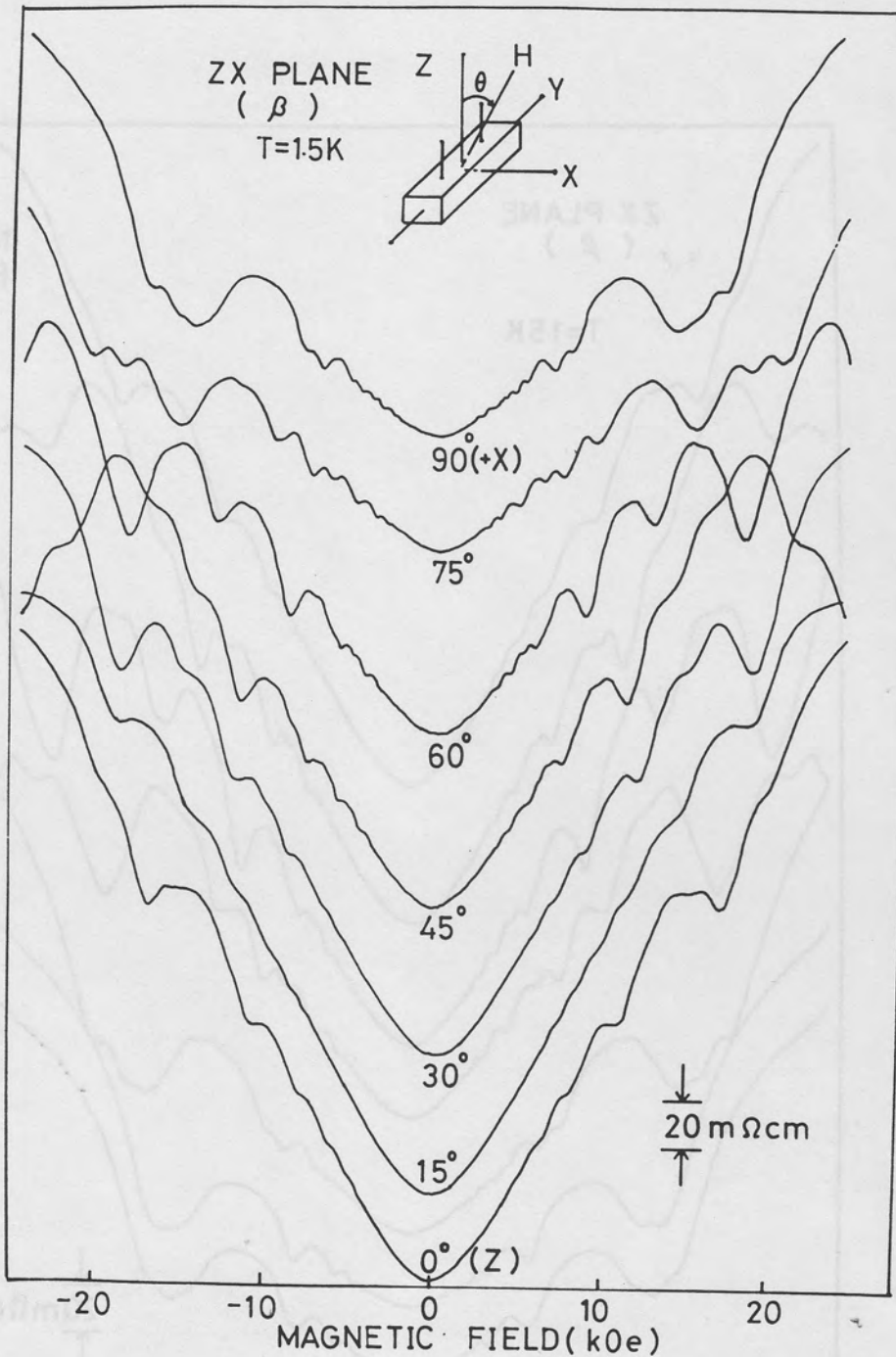


Fig. 3.30 (a)

Fig. 3.30 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $R_{YY}(H)$ measured in the Z probe.
($T = 1.5 \text{ K}$). Magnetic field direction is in the ZX plane
(β).

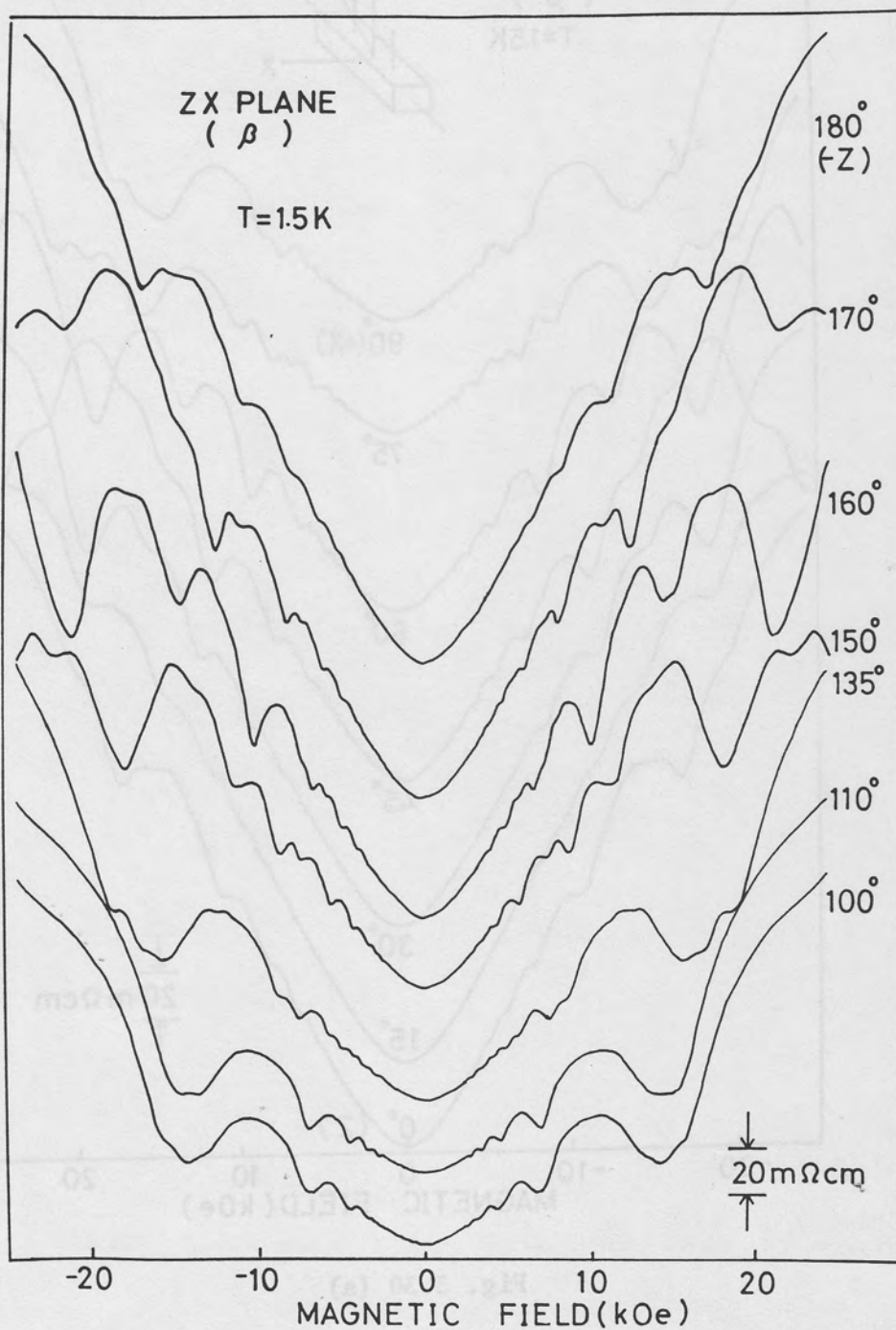


Fig. 3.30 (b)

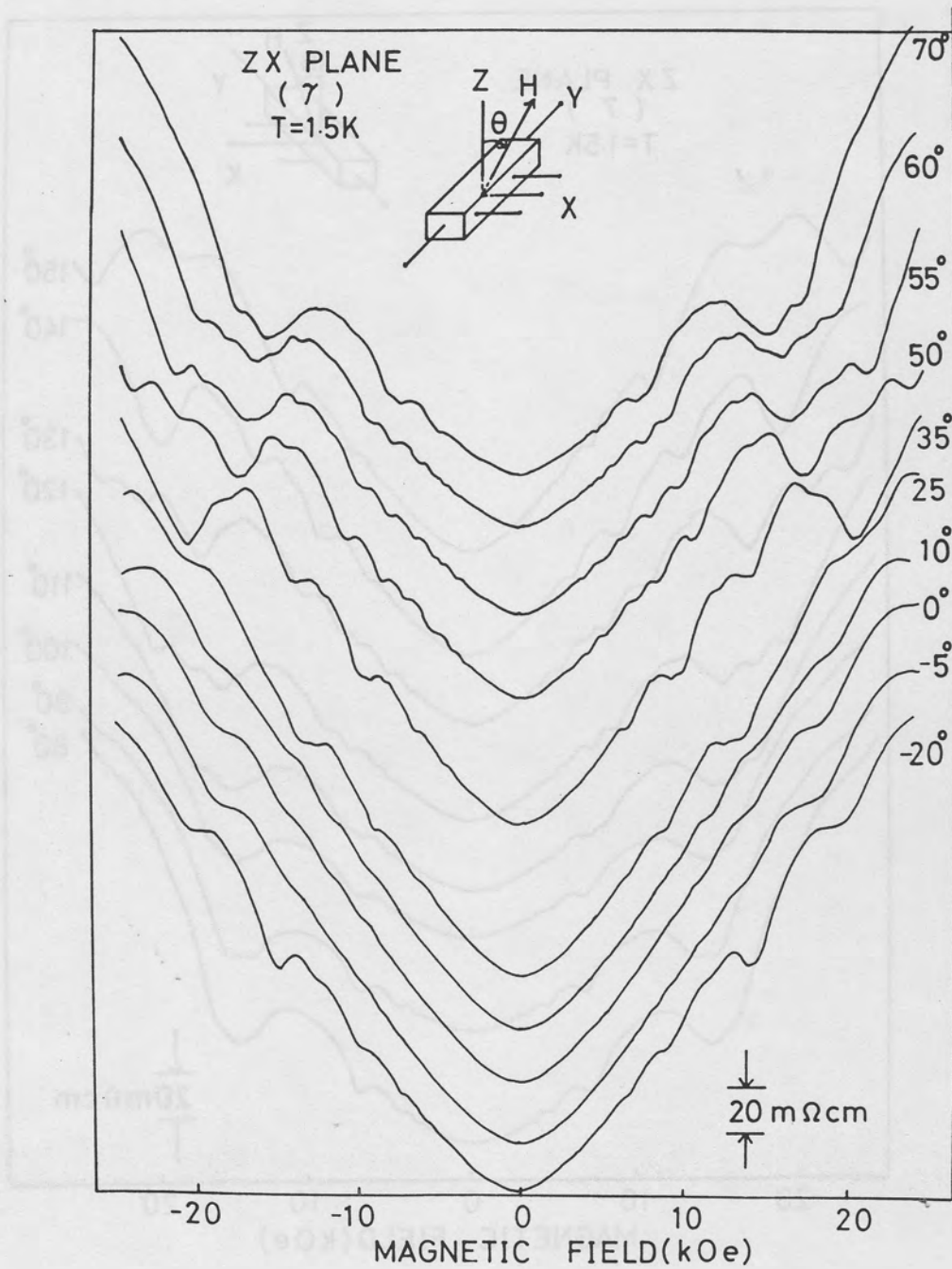


Fig. 3.31 (a)

Fig. 3.31 (a) and (b)

The magnetic field dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the X probe ($T = 1.5 \text{ K}$). Magnetic field direction is in the ZX plane. ($\# \gamma$).

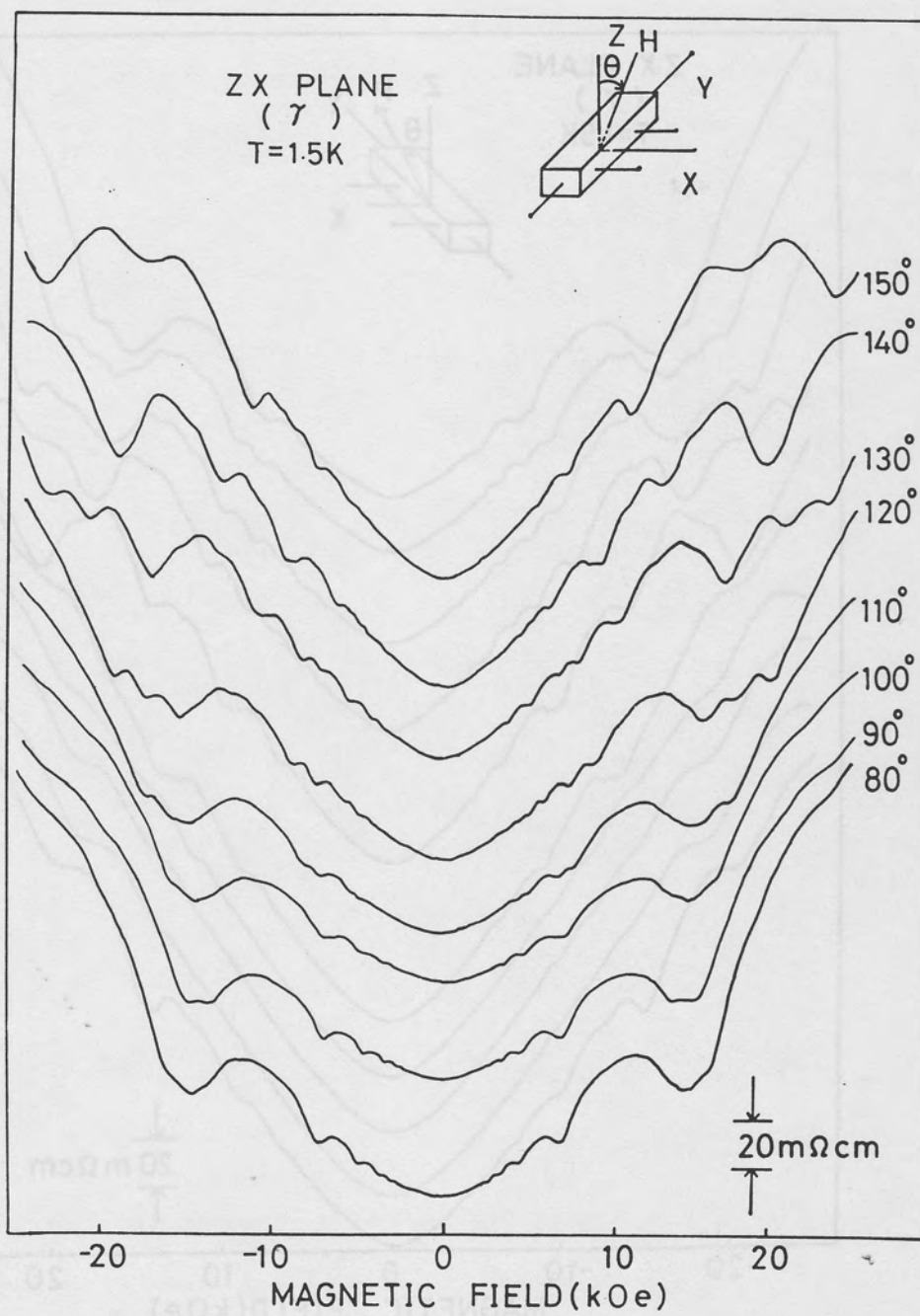


Fig. 3.31 (b)

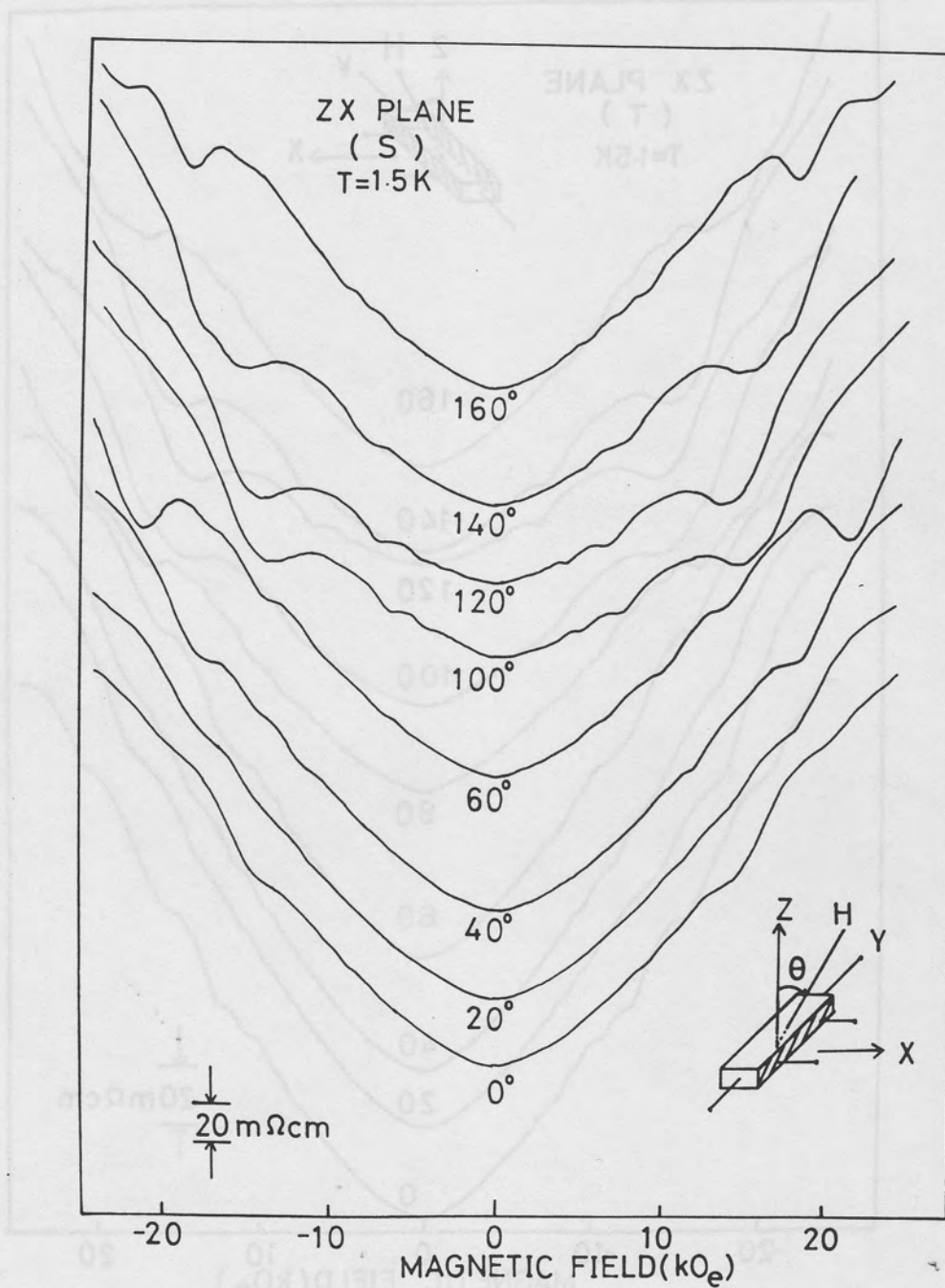


Fig. 3.32

The magnetic field dependence of $R_{YY}(H)$ measured in the X probe ($T = 1.5 \text{ K}$). Magnetic field direction is in the ZX plane. (# S).

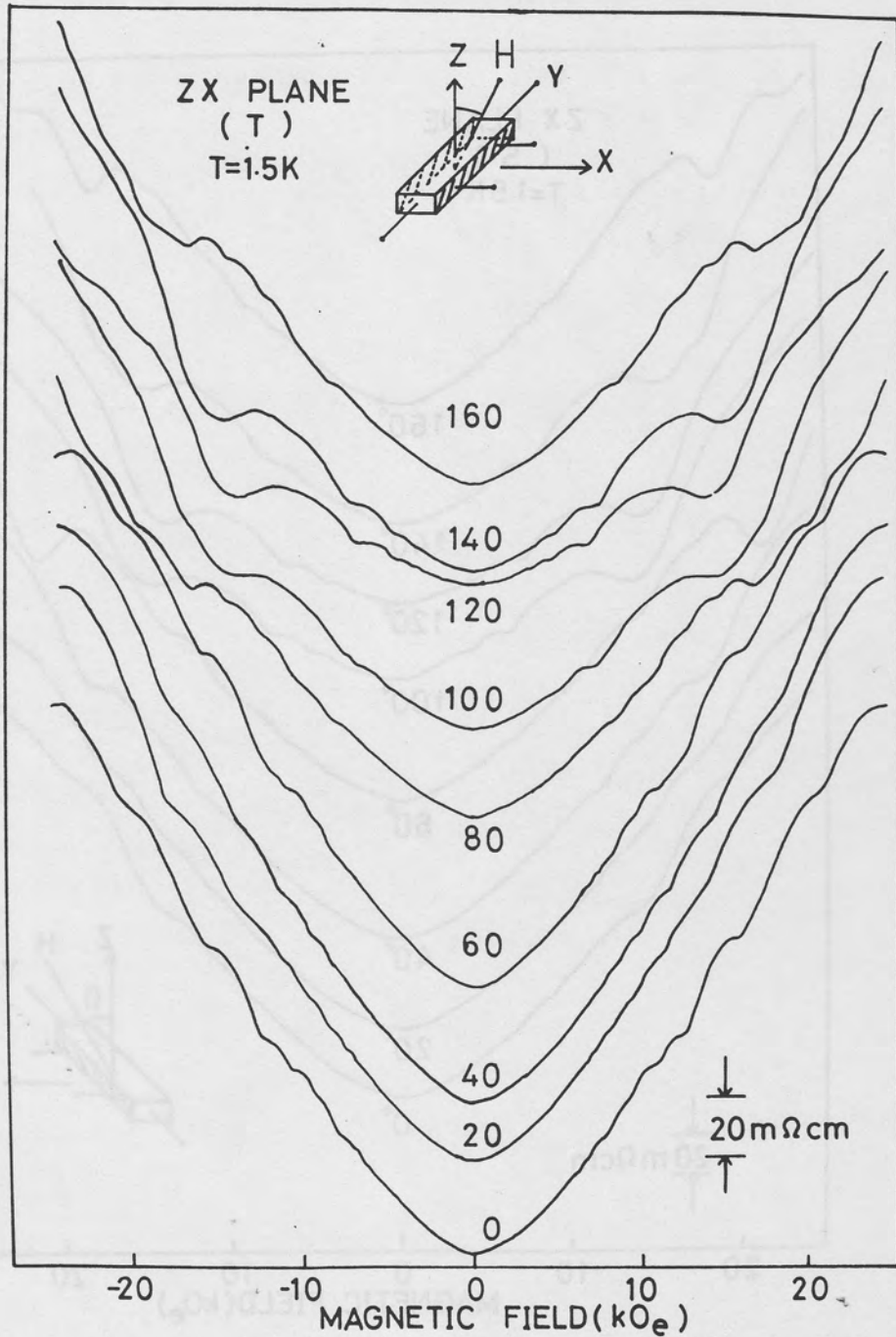


Fig. 3.33:

The magnetic field dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the X probe ($T = 1.5 \text{ K}$). Magnetic field direction is in the ZX plane. (# T).

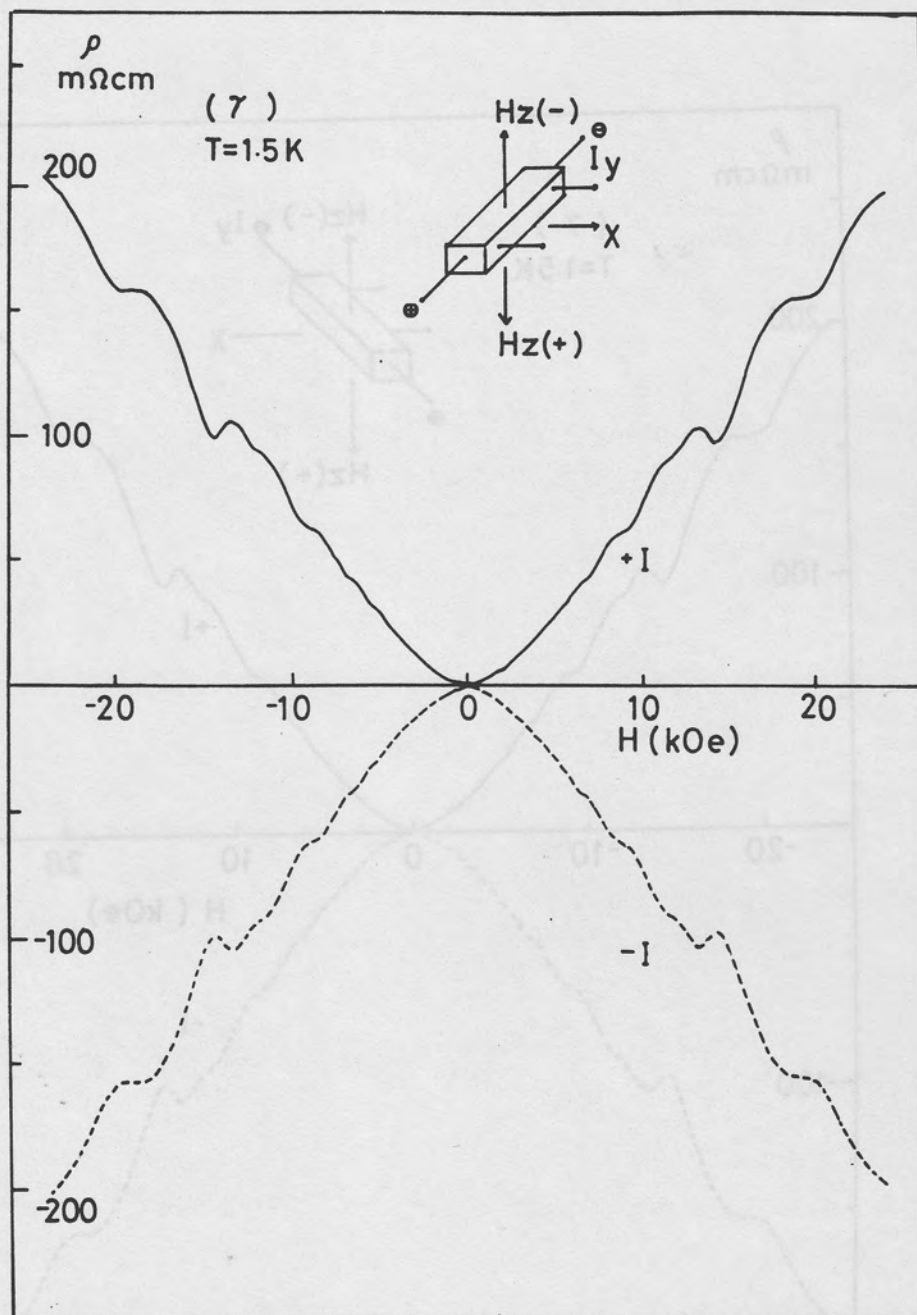


Fig. 3.34:

The magnetic field dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the (+ X) probe ($T = 1.5 K$). $H \parallel Z$ ($\# \gamma$). The solid line and the dotted line correspond to the case of $I > 0$ and the case of $I < 0$, respectively.

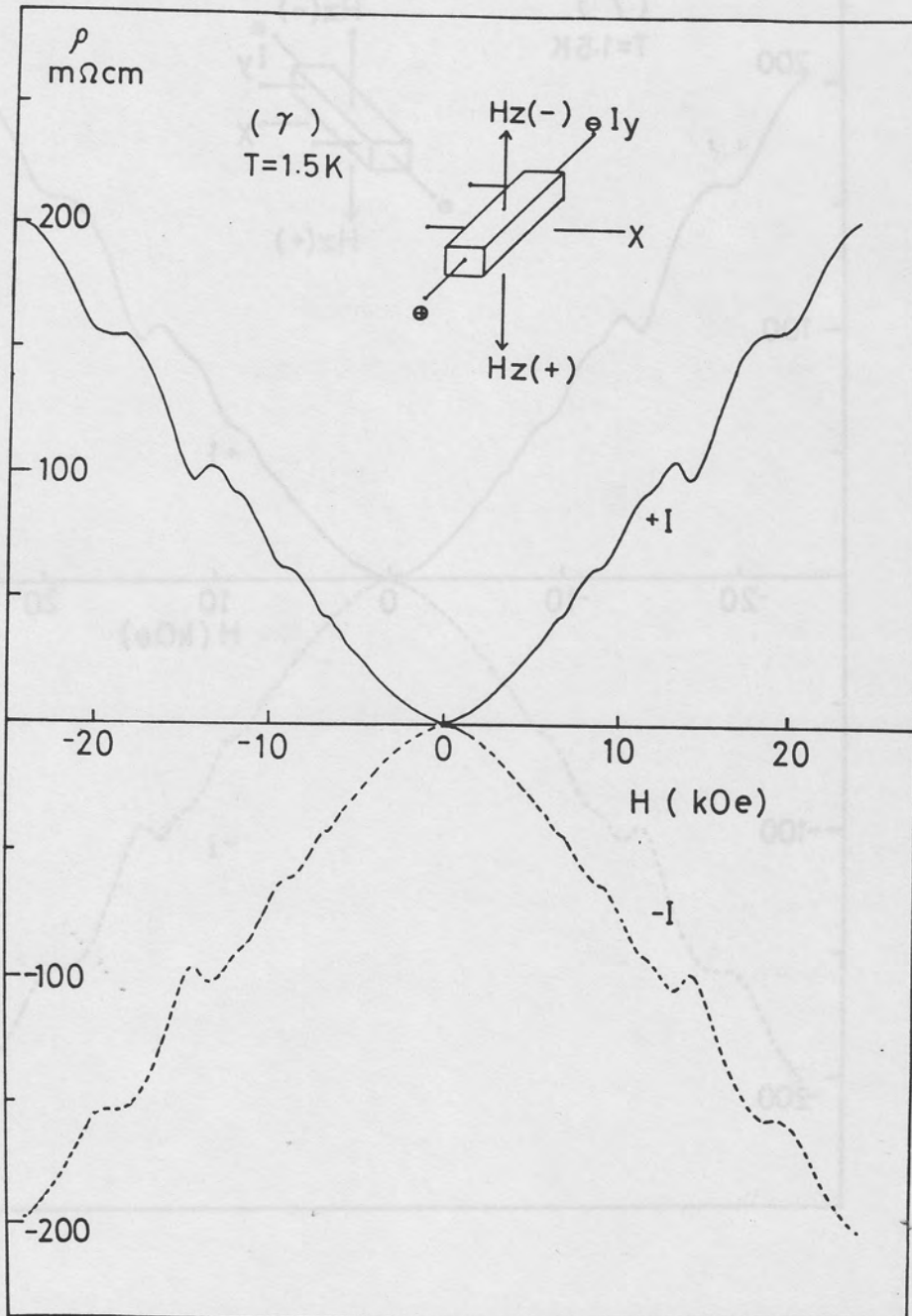


Fig. 3.35:

The magnetic field dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the $(-X)$ probe ($T = 1.5\text{K}$). $H // Z$ ($\neq \gamma$).

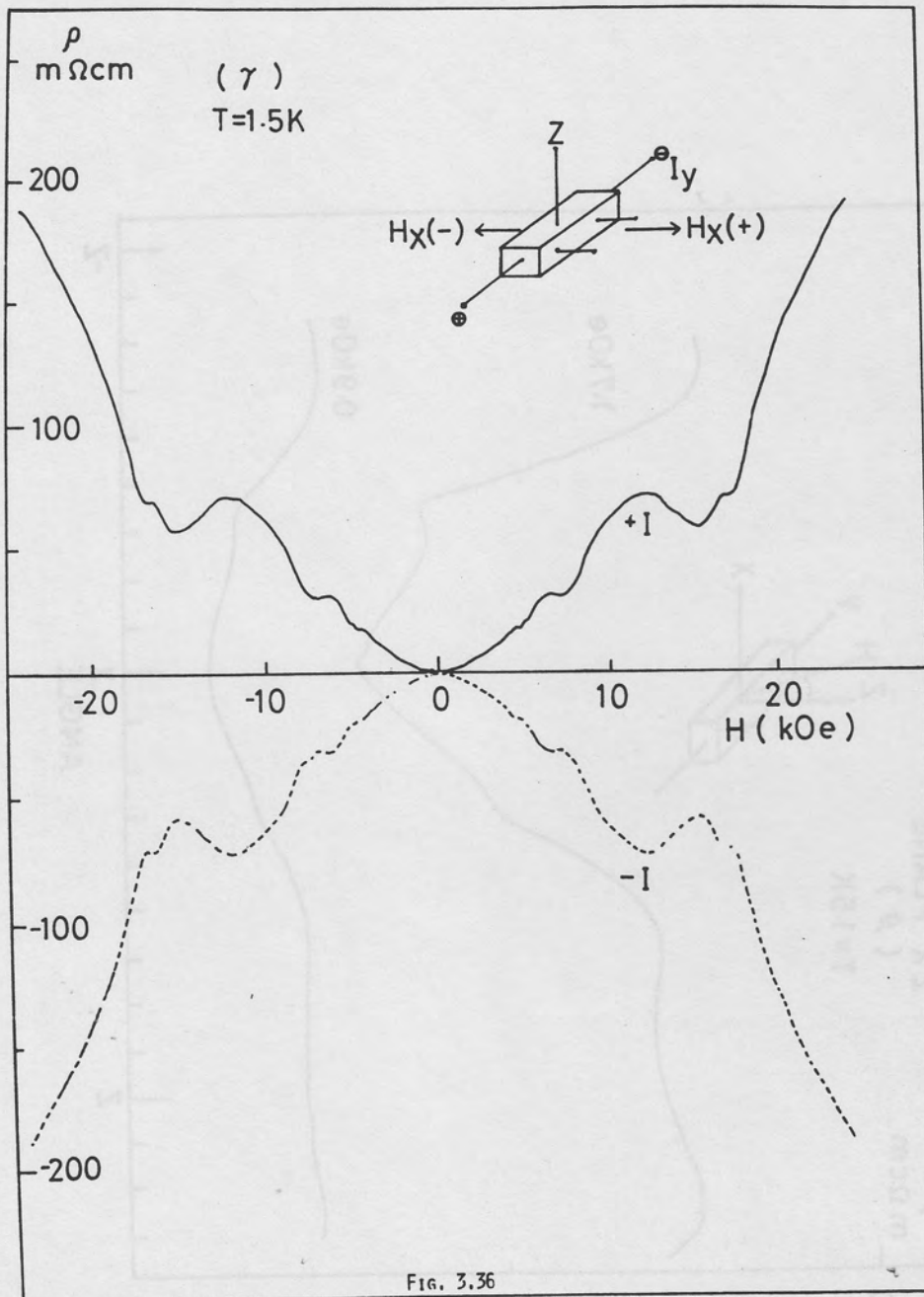


Fig. 3.36

The magnetic field dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the (+) probe ($T = 1.5 \text{ K}$). $H \parallel Y$ ($\# \gamma$).

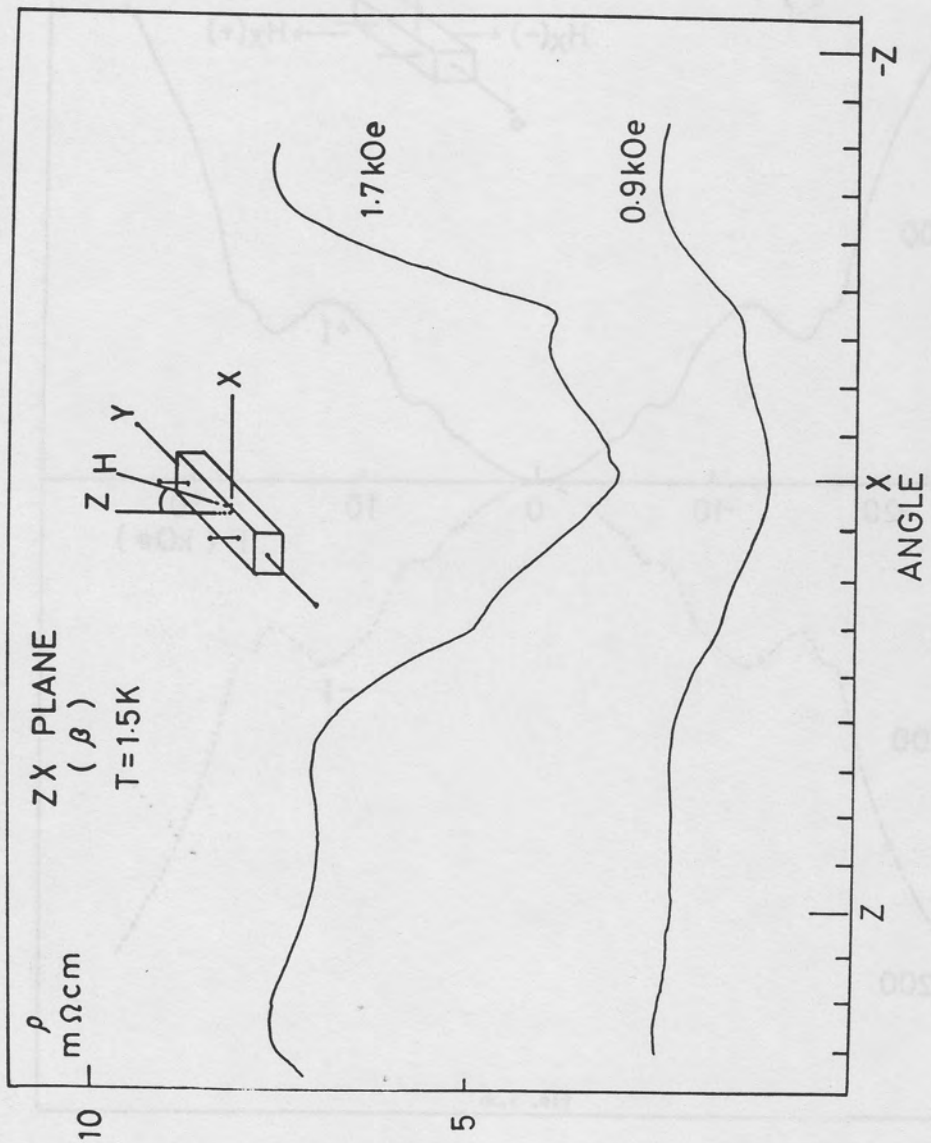


Fig. 3.37 (a)

Fig. 3.37 (a) and (b) : The angular dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the Z probe ($T = 1.5 K$). Magnetic field direction is in the ZX plane. ($\# \beta$).

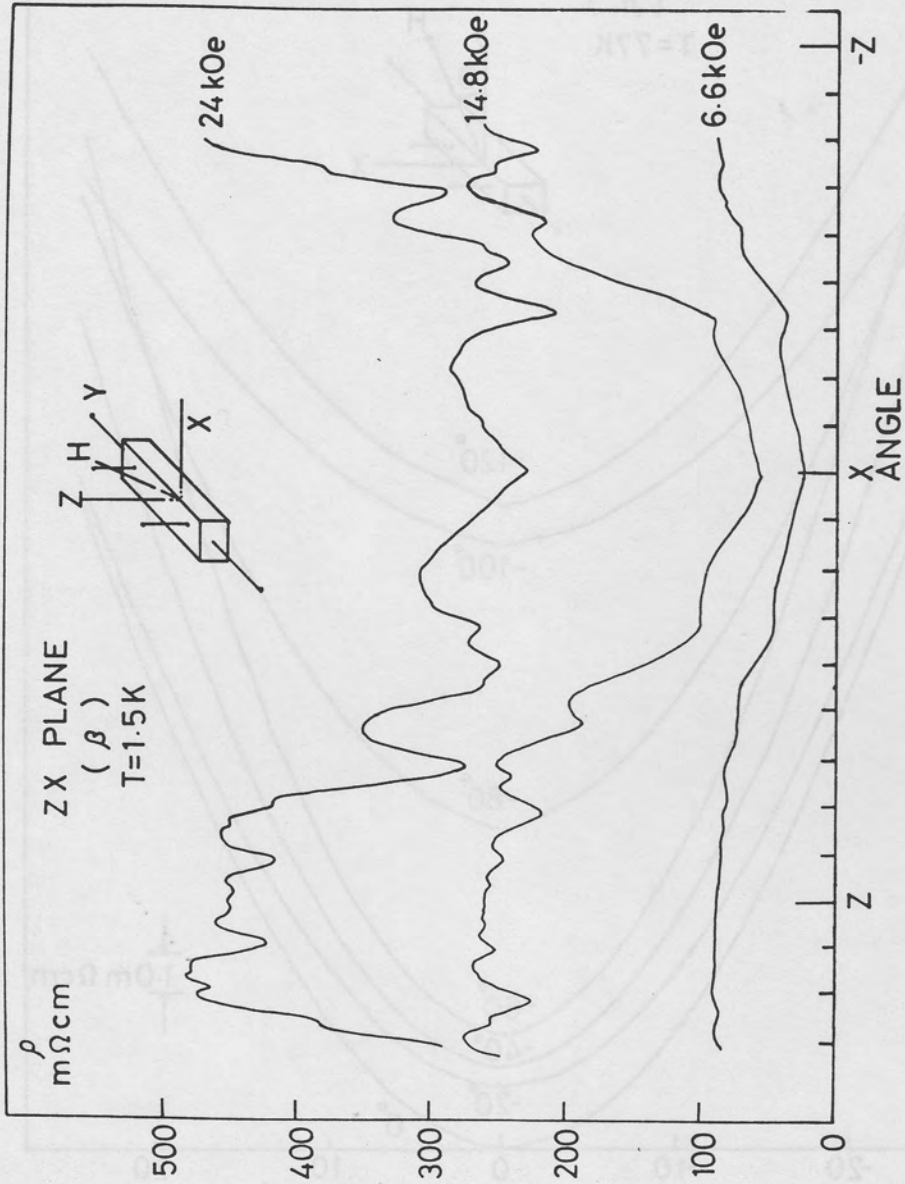


Fig. 3.37 (b)

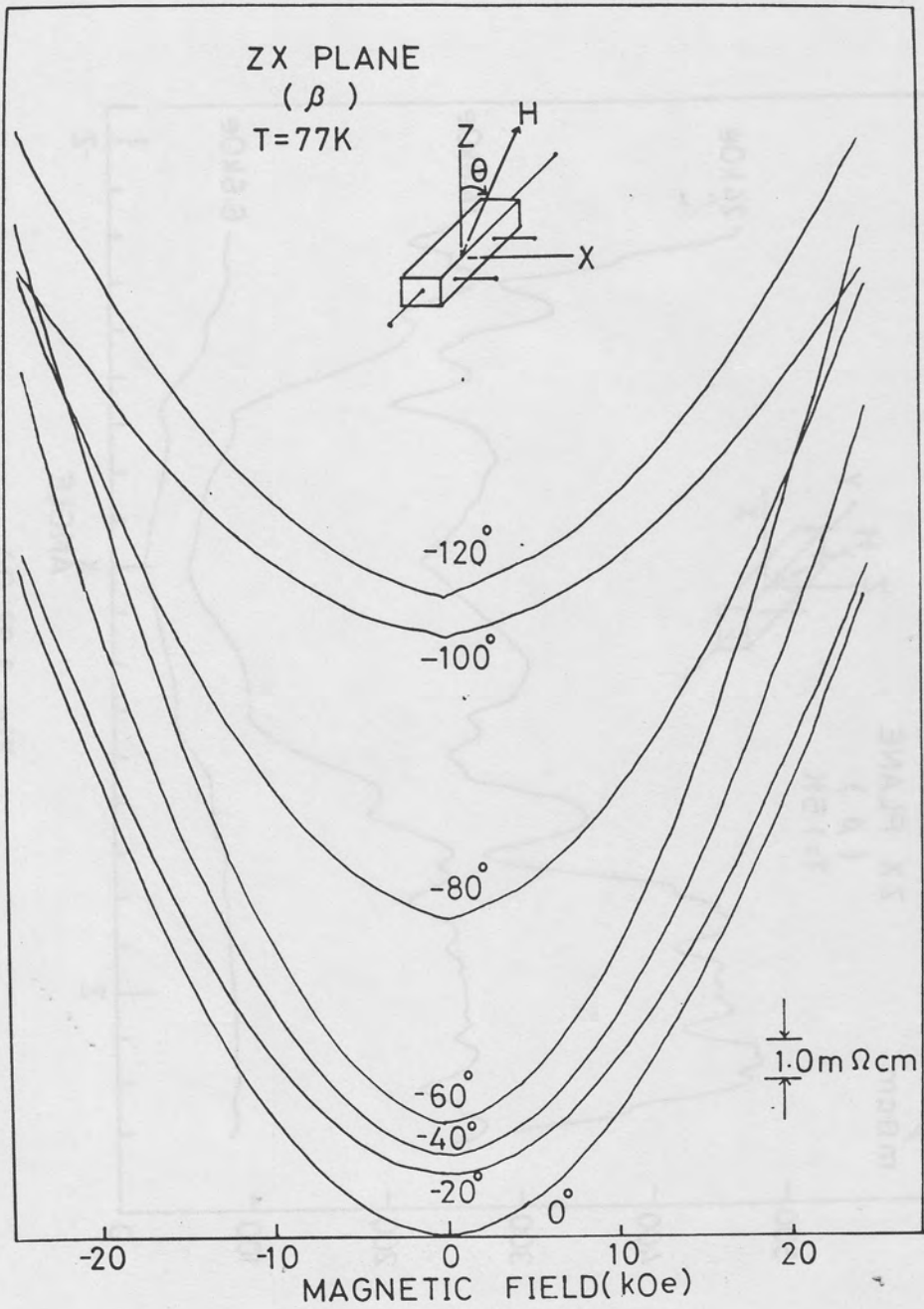


Fig. 3.38

The magnetic field dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the X probe ($T = 77\text{ K}$). Magnetic field direction is in the ZX plane. (β).

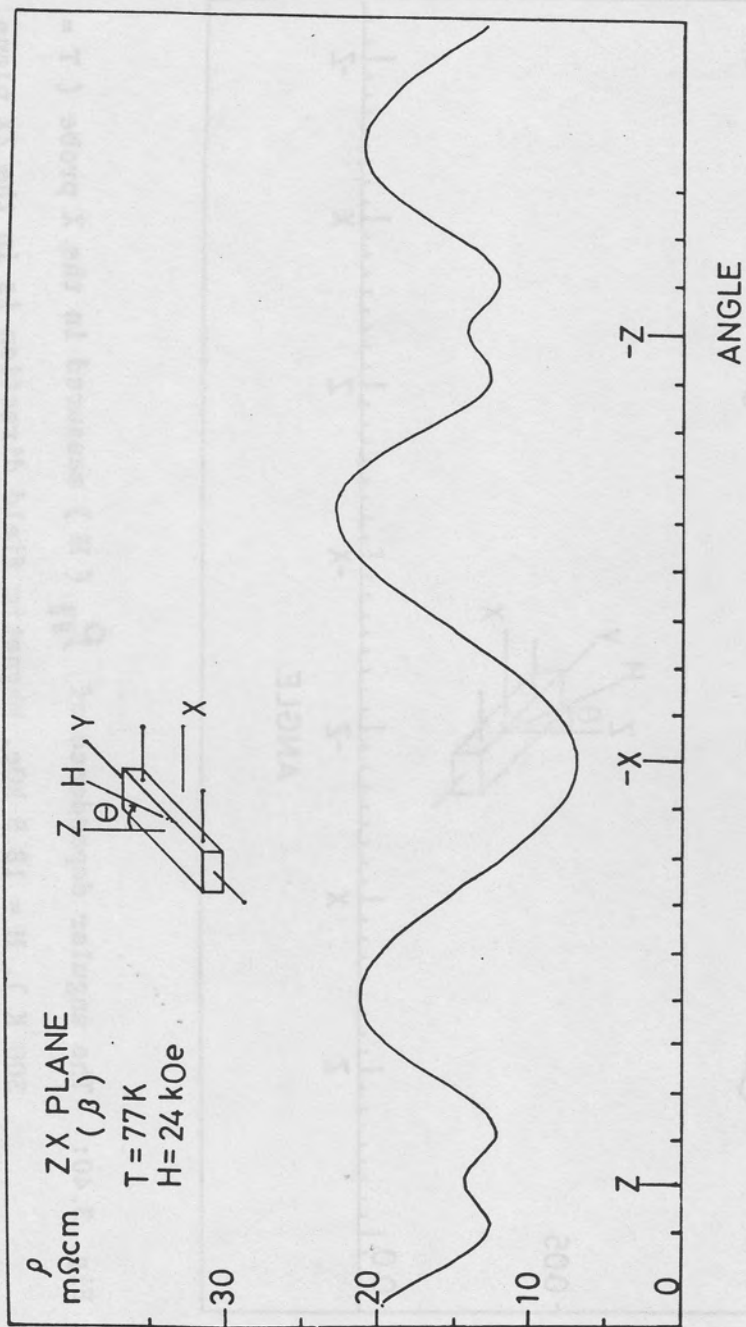


Fig. 3.39: The angular dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the X probe ($T = 77 K$). $H = 24 kOe$. Magnetic field direction is in the ZX plane. ($\# \beta$).

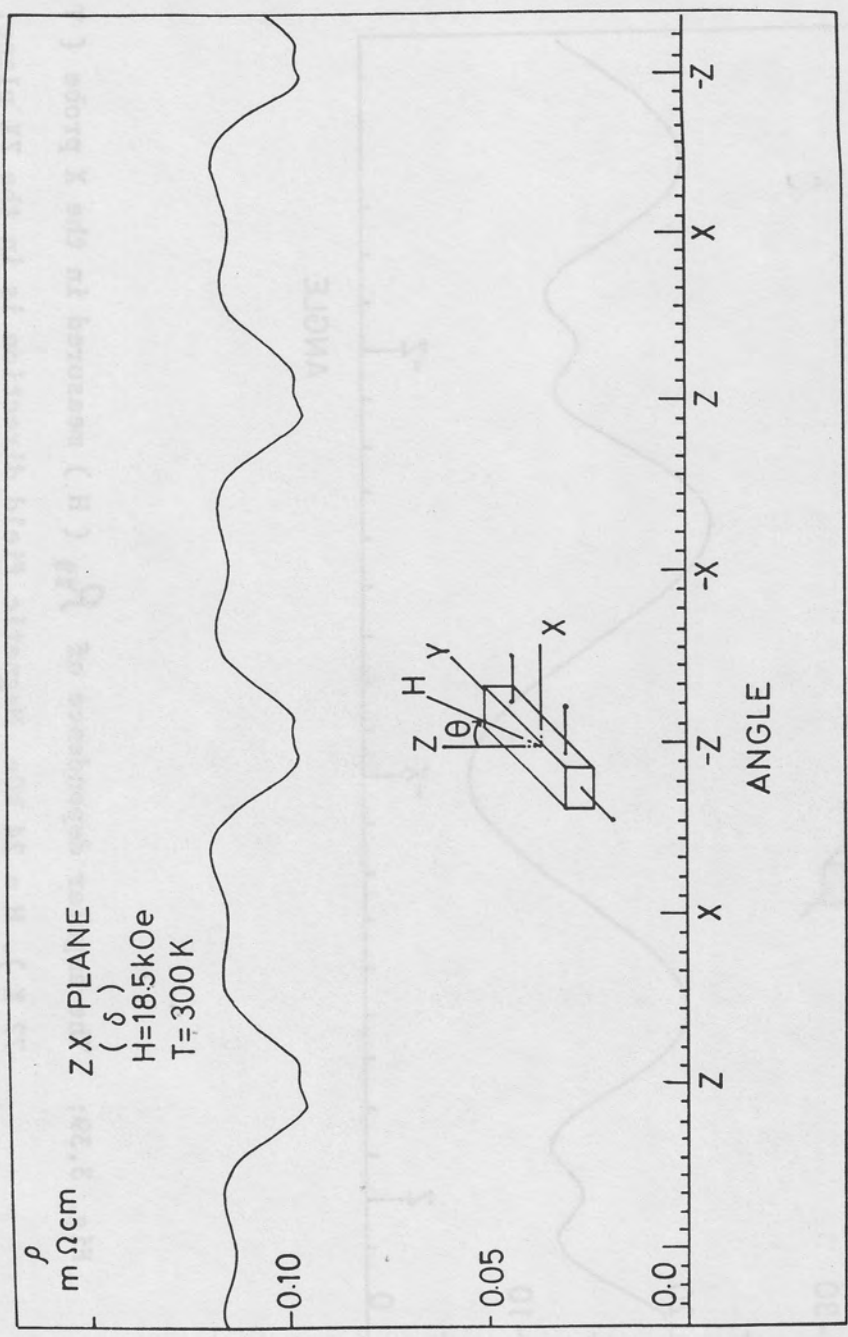


Fig. 3.40: The angular dependence of ρ_{yy} (H) measured in the X probe (T = 300 K). H = 18.5 kOe. Magnetic field direction is in the ZX plane. (δ).

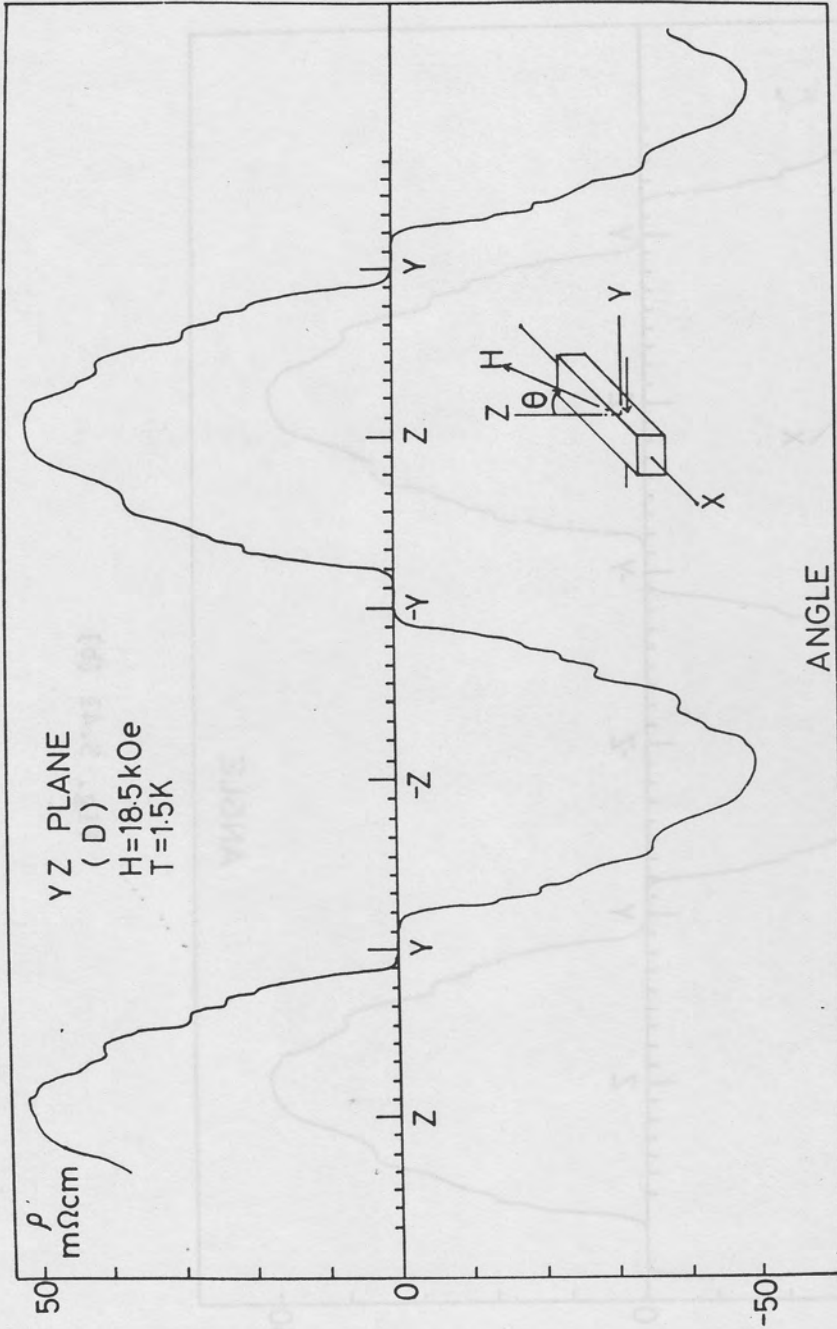


Fig. 3.41 (a)

Fig. 3.41 (a) and (b)

: The angular dependence of $\rho_{yx}(H)$ (# D, T = 1.5 K, H = 18.5 kOe).
Magnetic field direction is in the YZ plane. (a): + I , (b): - I .

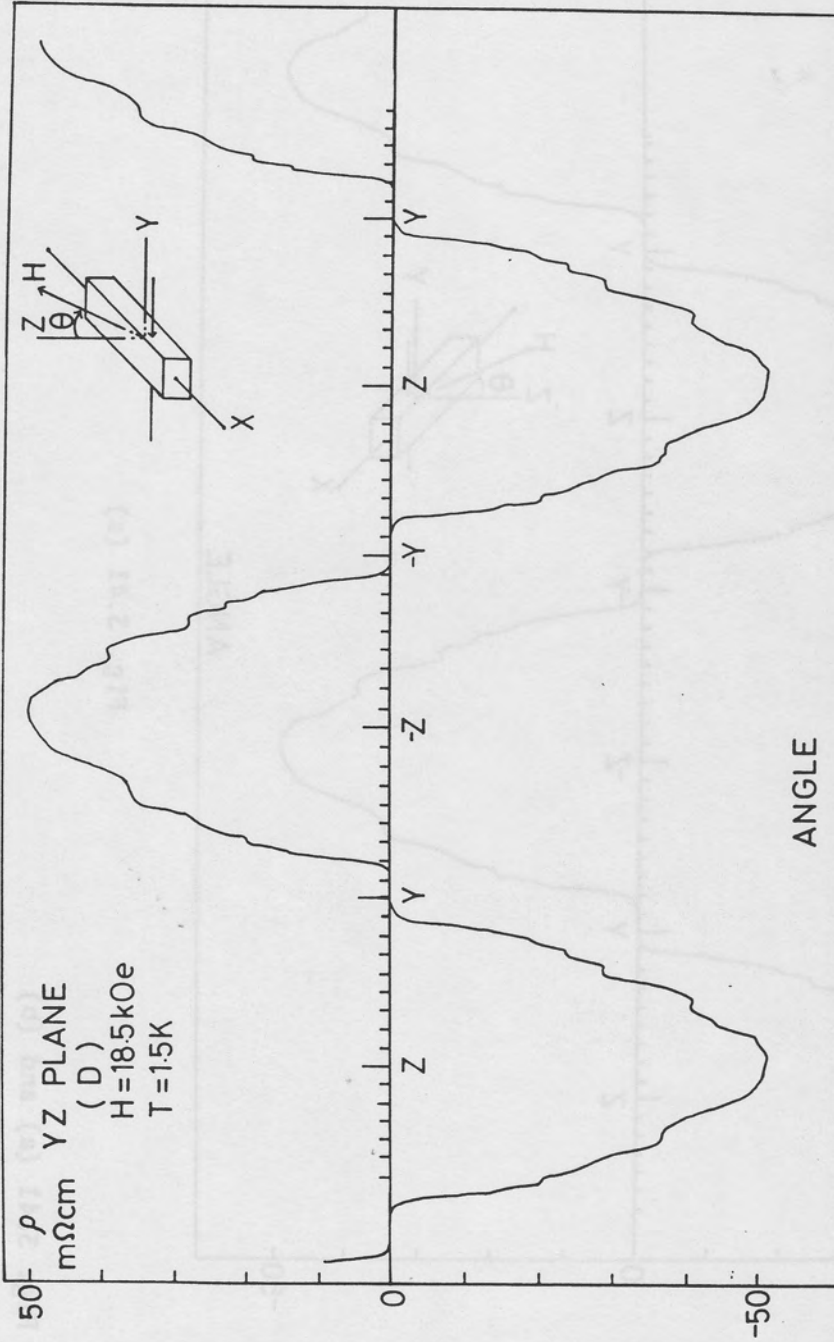


Fig. 3.41 (b)

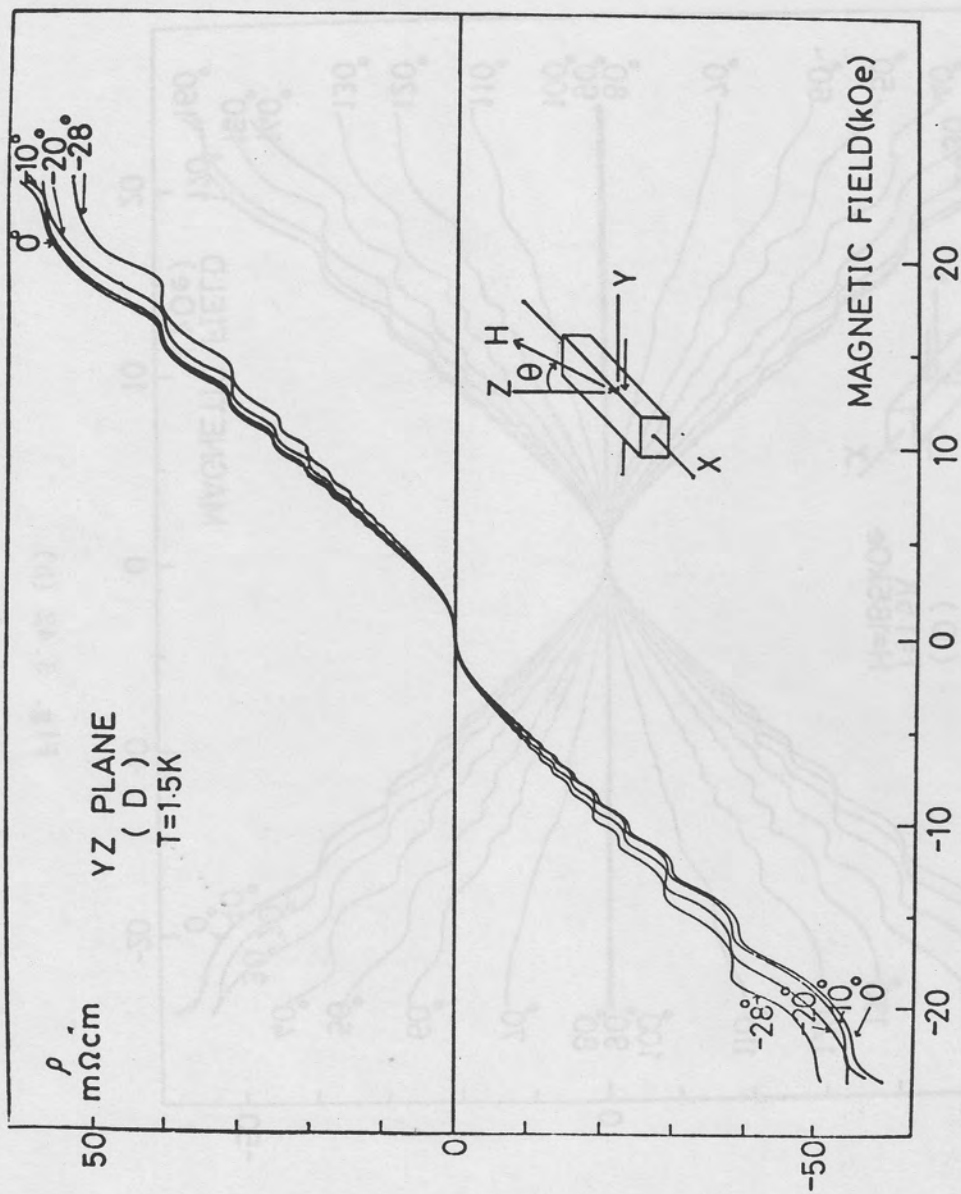


Fig. 3.42 (a)

Fig. 3.42 (a) and (b)

: The magnetic field dependence of $\int_{yz} \rho_{yx}(H)$ ($\# D, T = 1.5\text{K}$).
 Magnetic field direction is in the YZ plane.

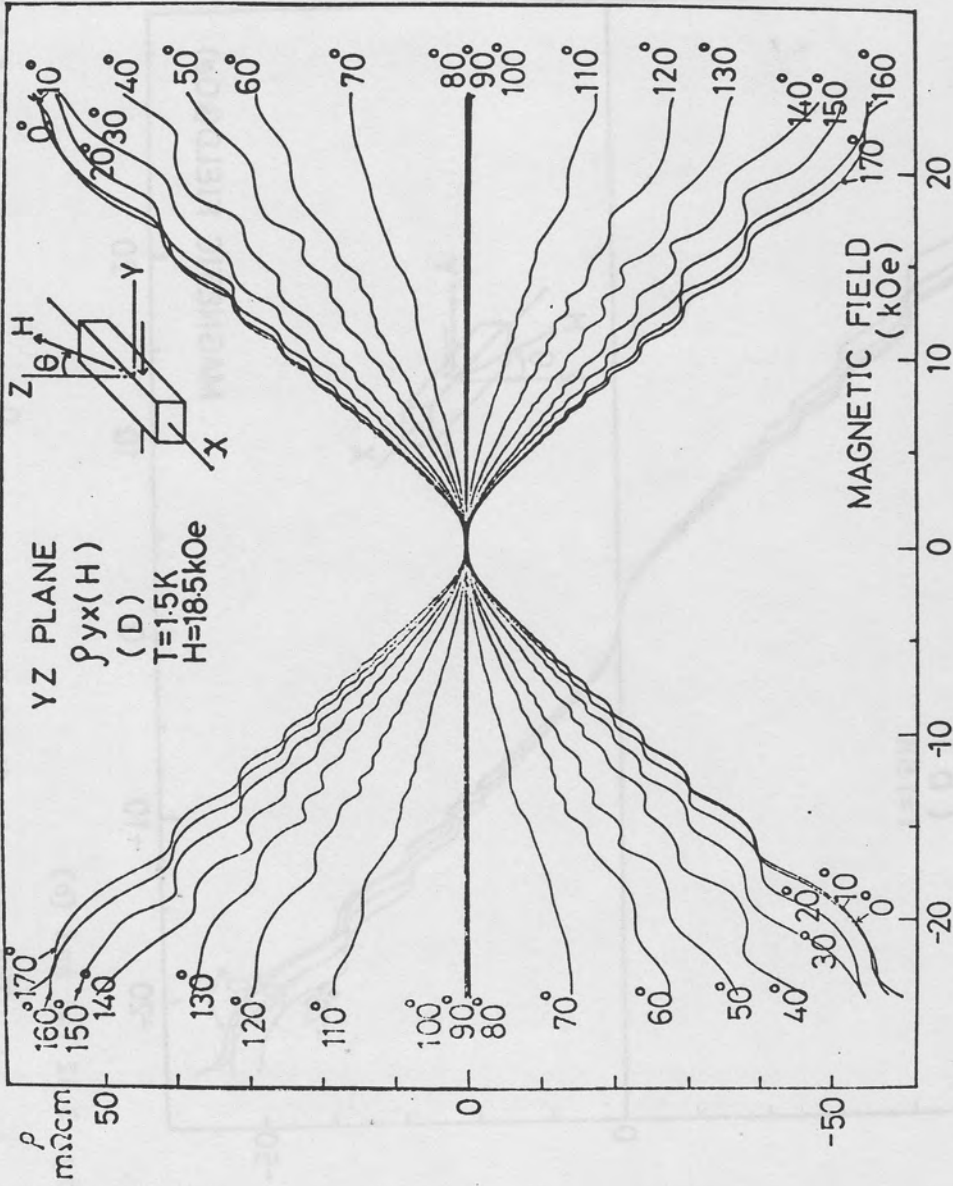


Fig. 3.42 (b)

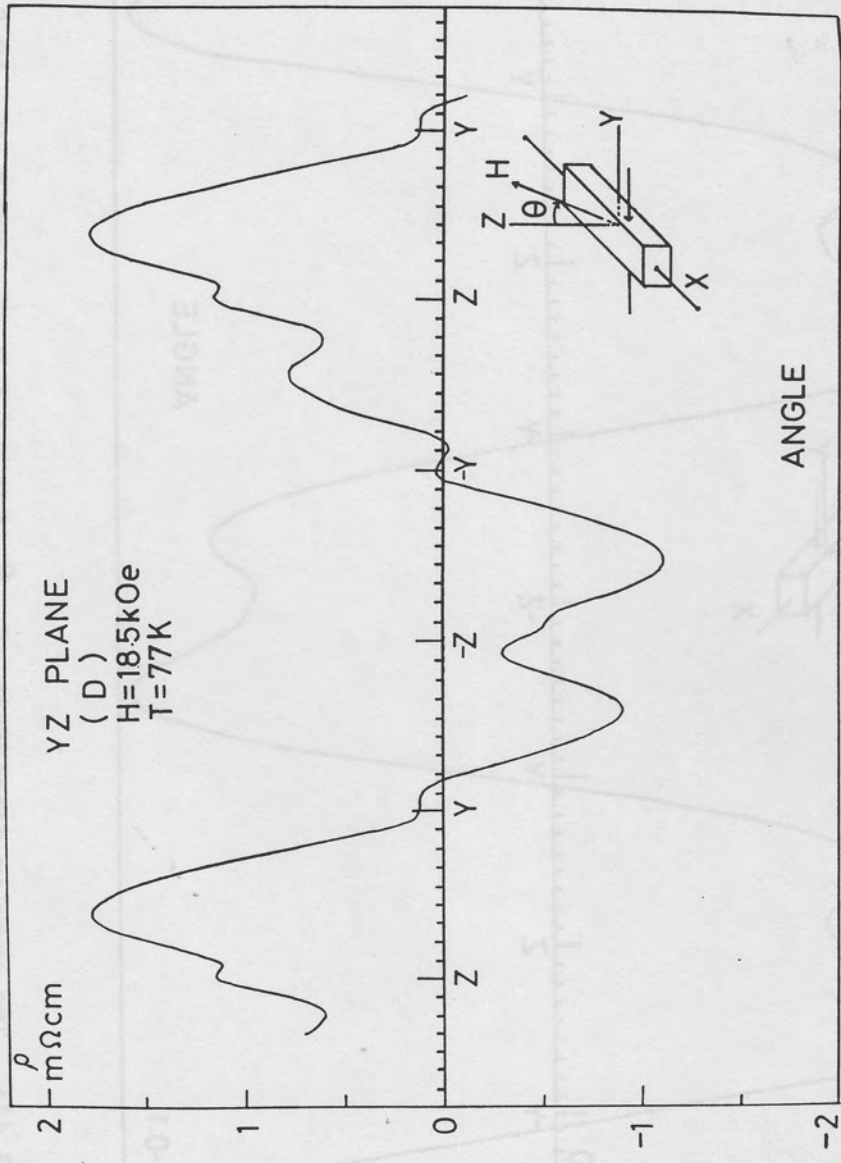


Fig. 3.43: The angular dependence of $\rho_{yx}(H)$ (# D, T = 77 K, H = 18.5 kOe).
Magnetic field direction is in the YZ plane.

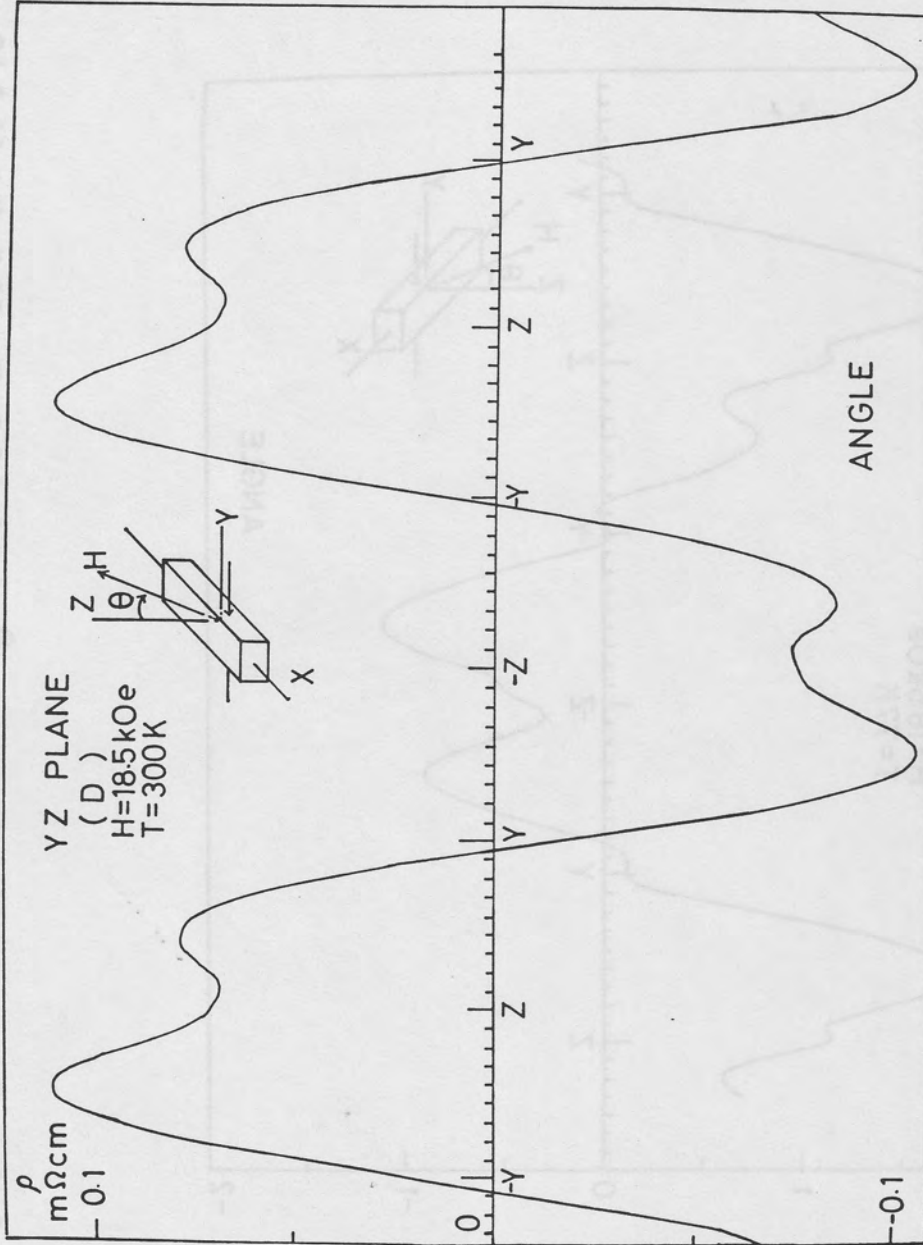


Fig. 3.44: The angular dependence of $\rho_{yx}(H)$ ($\# D$, $T = 300$ K, $H = 18.5$ kOe).
Magnetic field direction is in the YZ plane

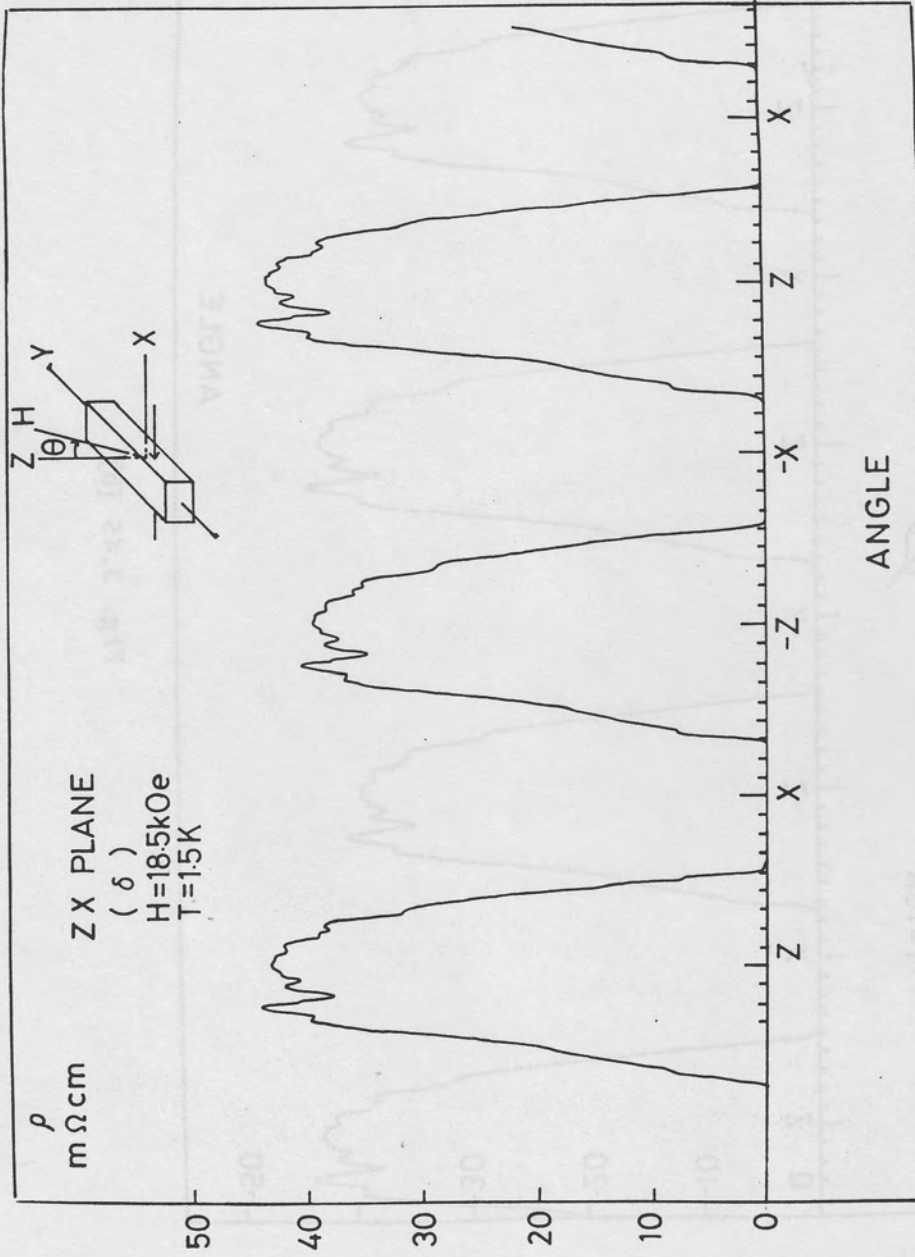


Fig. 3.45 (a)

Fig. 3.45 (a) and (b)

: The angular dependence of $\rho_{xy}(H)$ ($\# \delta$, $T = 1.5$ K, $H = 18.5$ kOe).
Magnetic field direction is in the ZX plane. (a) : + I , (b) : - I .

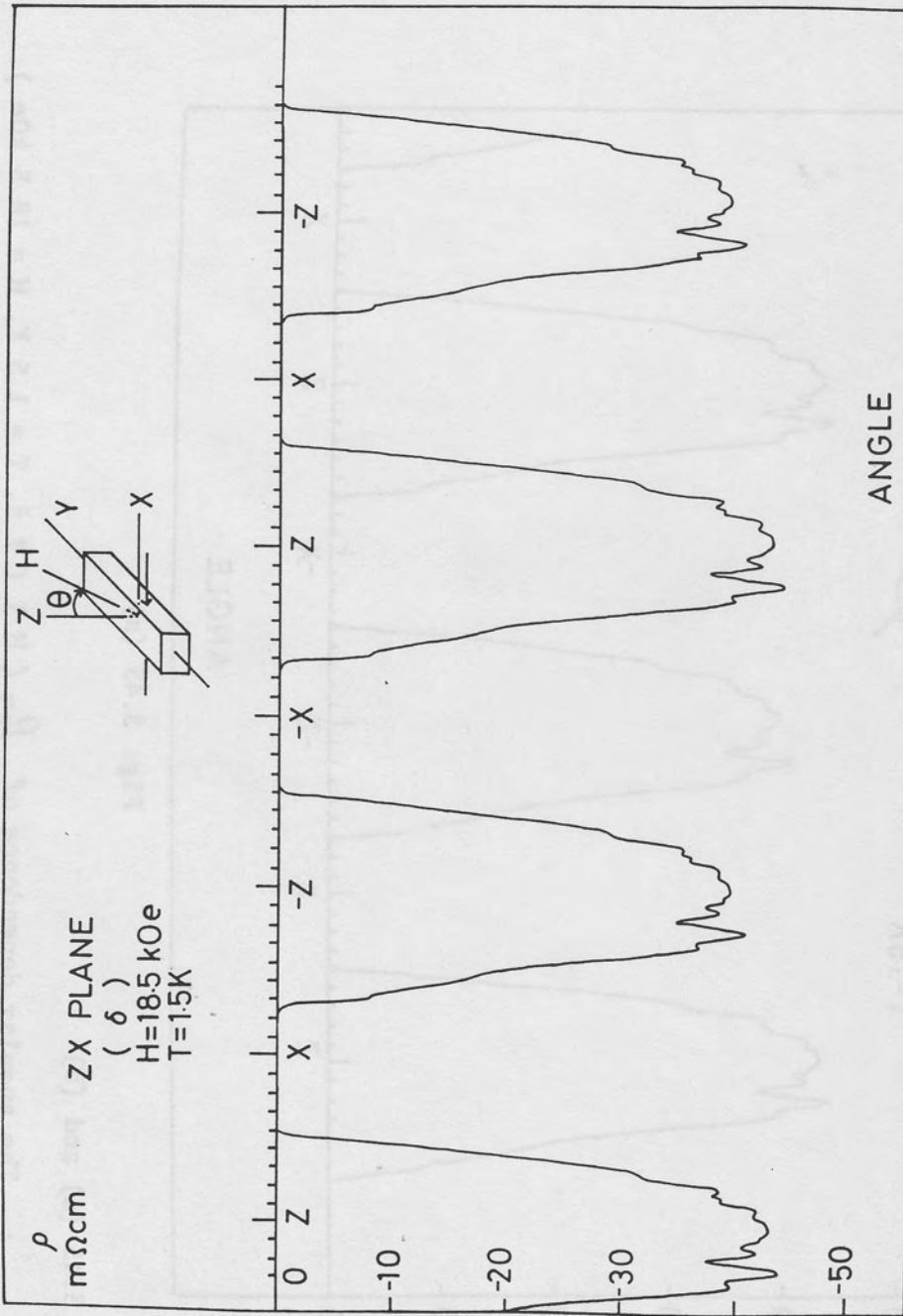


Fig. 3.45 (b)

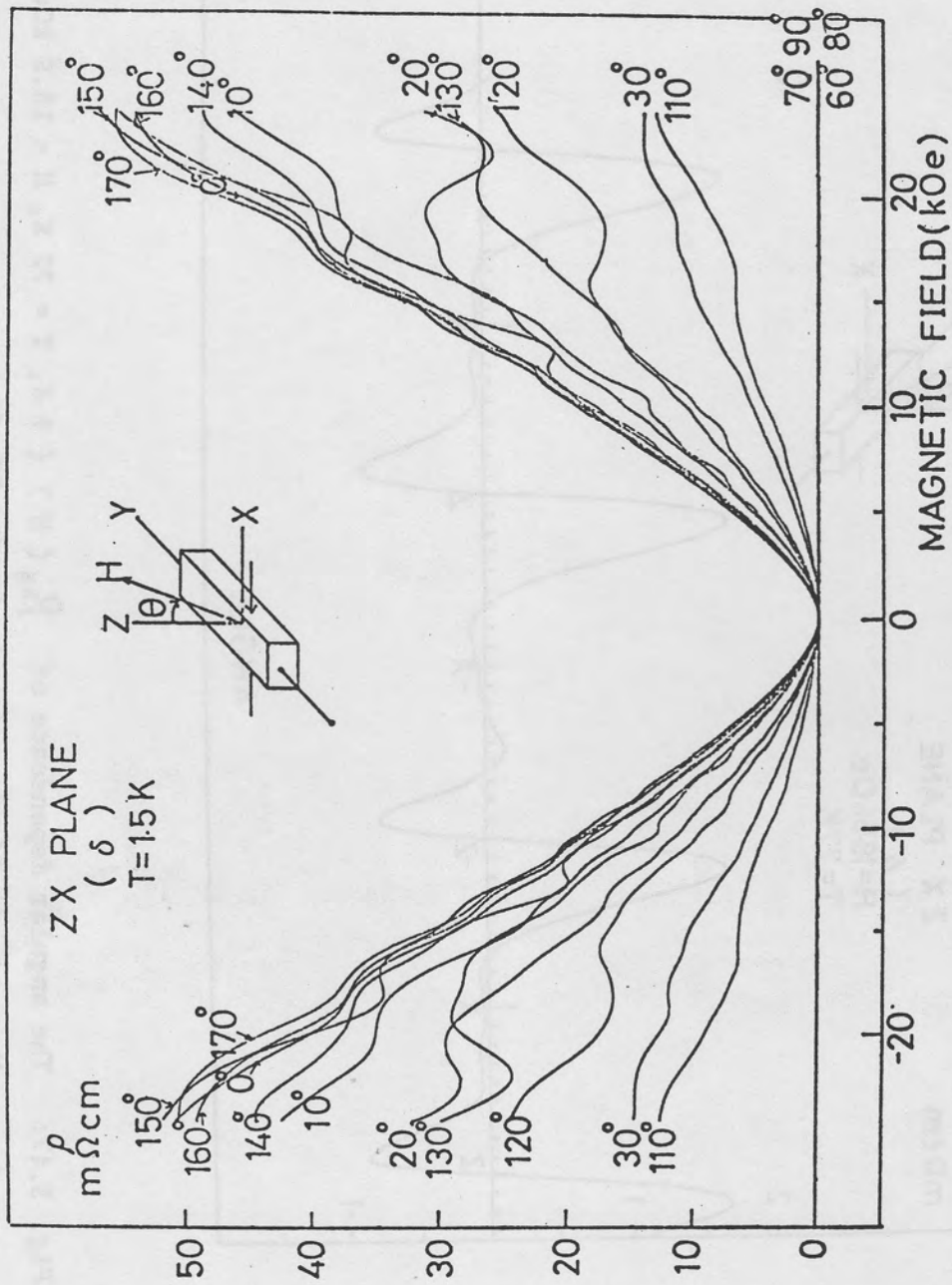


Fig. 3.46: The magnetic field dependence of $\rho_{xy}(H)$ ($\# \delta$, $T = 1.5 K$).
Magnetic field direction is in the ZX plane.

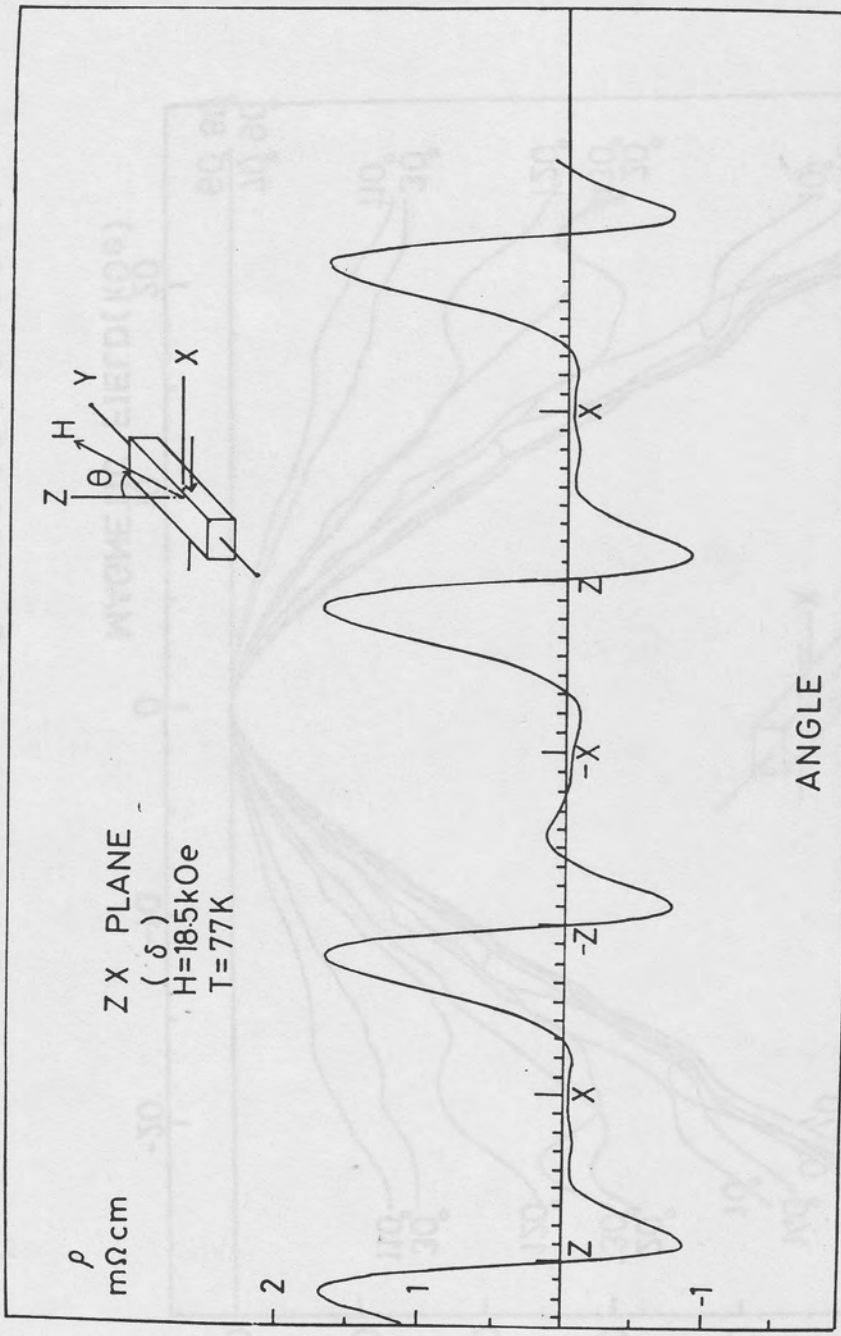


Fig. 3.47: The angular dependence of $\rho_{xy}(H)$ (# δ , T = 77 K, H = 18.5 kOe). Magnetic field direction is in the ZX plane.

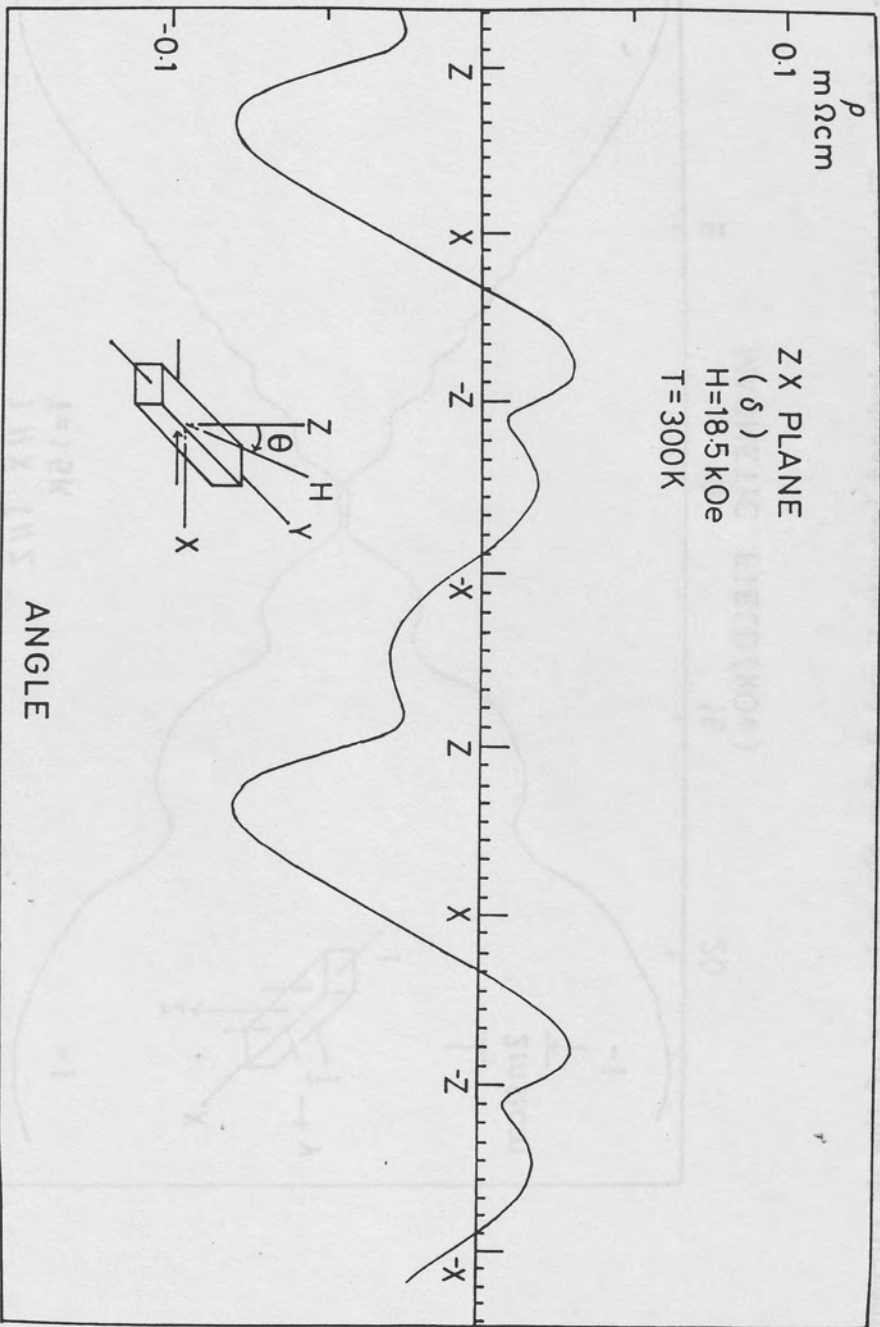


Fig. 3.48: The angular dependence of $\rho_{xy}(H)$ ($\# \delta$, $T = 300 \text{ K}$, $H = 18.5 \text{ kOe}$)
 Magnetic-field direction is in the ZX plane.

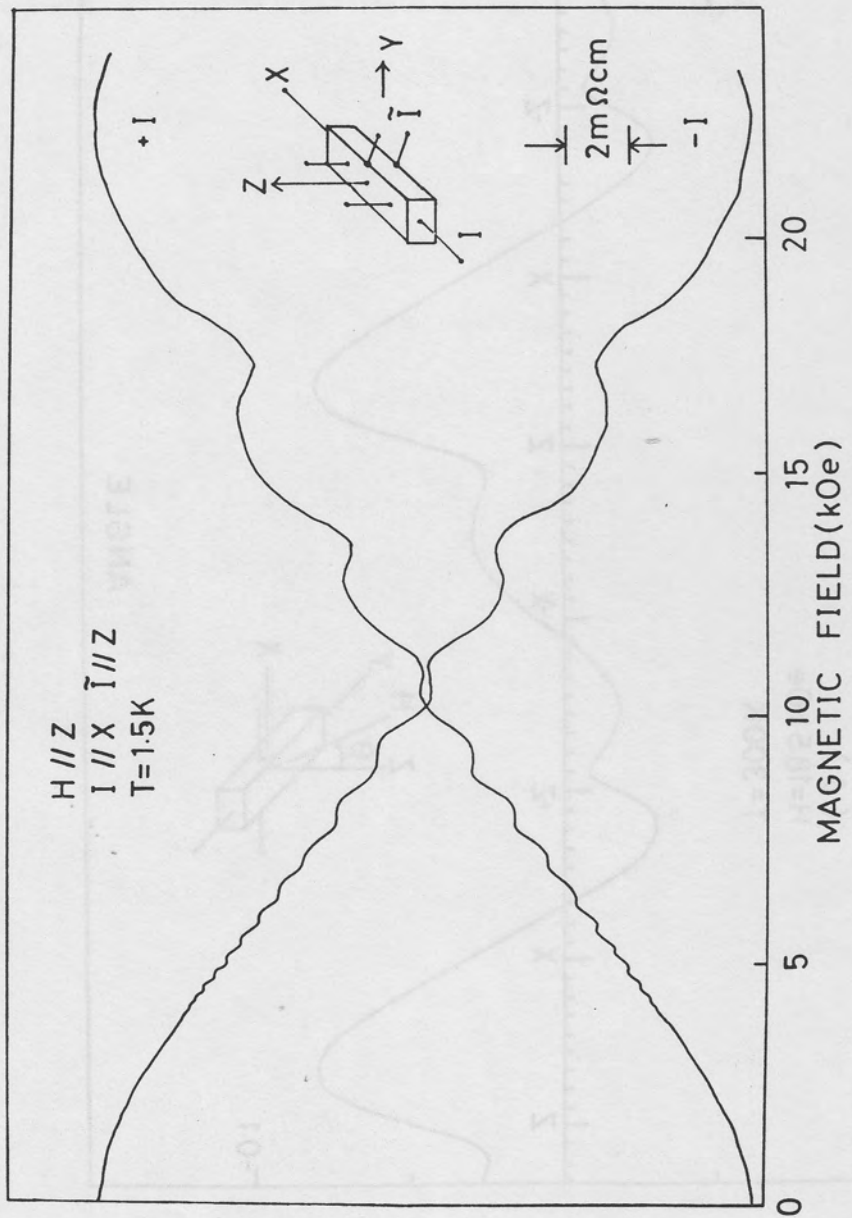


Fig. 3.49: The voltage induced between C and D when the polarity of the dc current is reversed ($H // Z$, $I // X$, $\tilde{I} // Z$, $T = 1.5\text{ K}$).

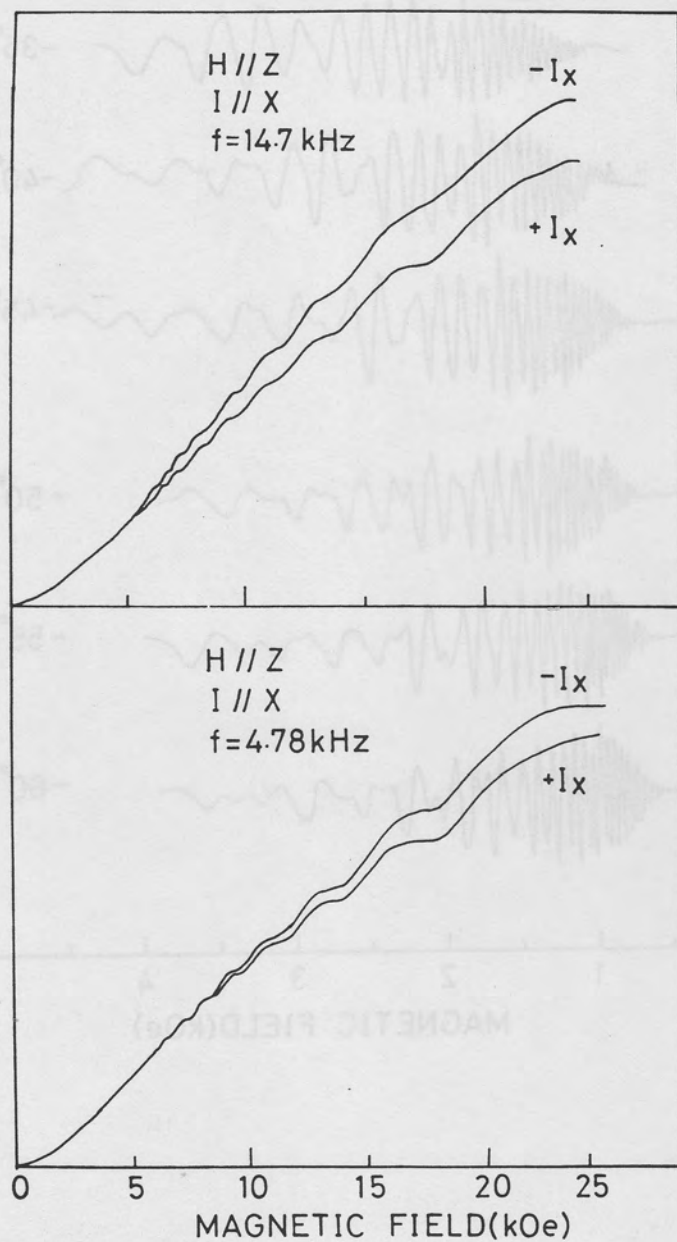


Fig. 3.50:

The output of the lock-in amplifier when the ac voltage induced across A and B is phase-sensitive-detected with respect to the ac current fed through A and B with the polarity of the dc current reversed ($H \parallel Z$, $I \parallel \underline{\uparrow} X$, $\tilde{I} \parallel Z$, $T = 1.5 \text{ K}$). (a): $f = 14.7 \text{ kHz}$, (b): $f = 4.78 \text{ kHz}$.

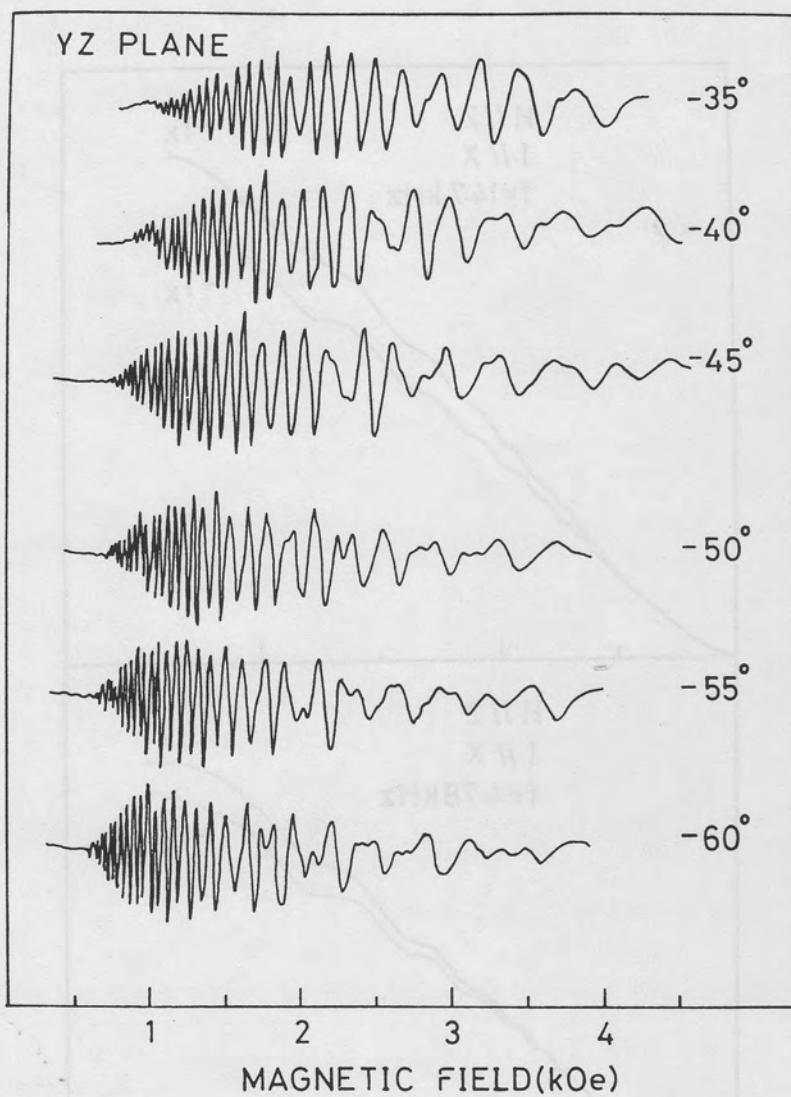


Fig. 3.51:

The de Haas van Alphen effect of Bismuth in the YZ plane ($T = 1.5 \text{ K}$).

This corresponds to $\frac{\partial^2 M}{\partial H^2}$.

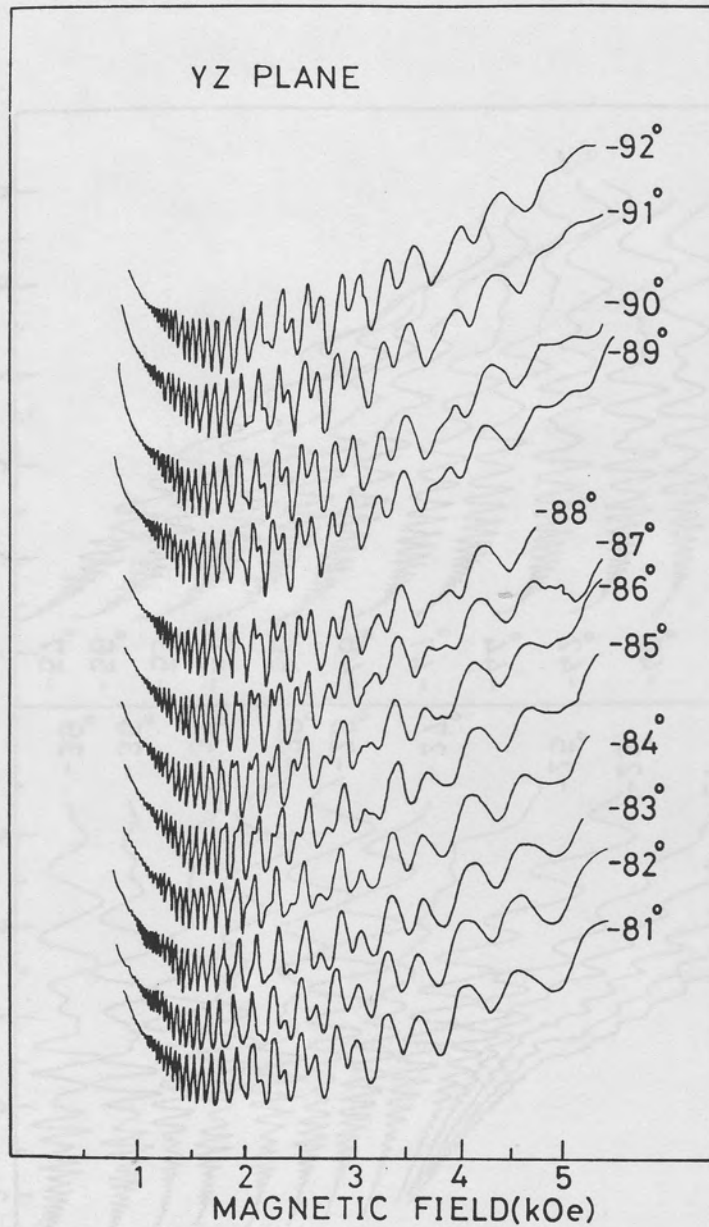


Fig. 3.52:

The de Haas van Alphen effect of Bismuth in vicinity of the-Y axis in the YZ plane ($T = 1.5 \text{ K}$). This corresponds to $\partial M / \partial H$.

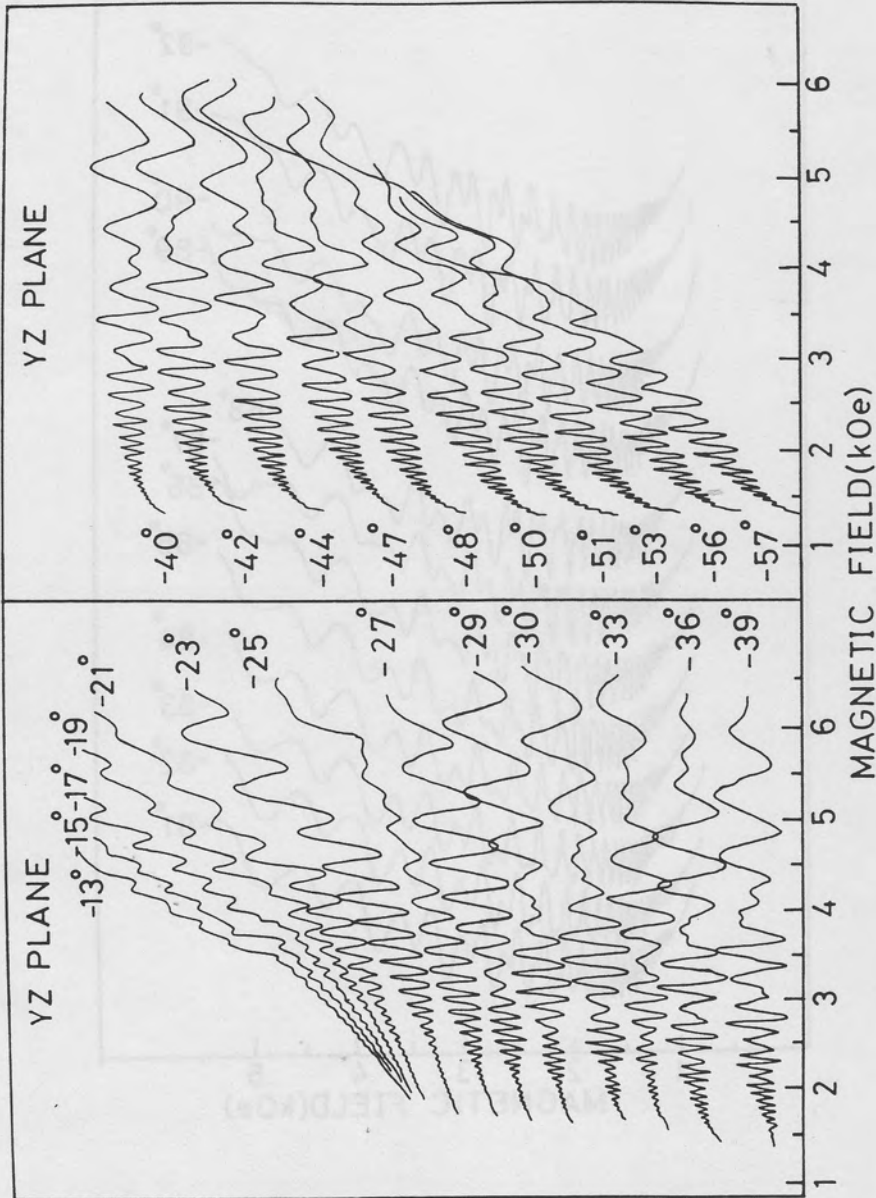


Fig. 3.53:

The de Haas van Alphen effect of Bismuth in the YZ plane ($T = 1.5 \text{ K}$).

This corresponds to $\partial M / \partial H$.

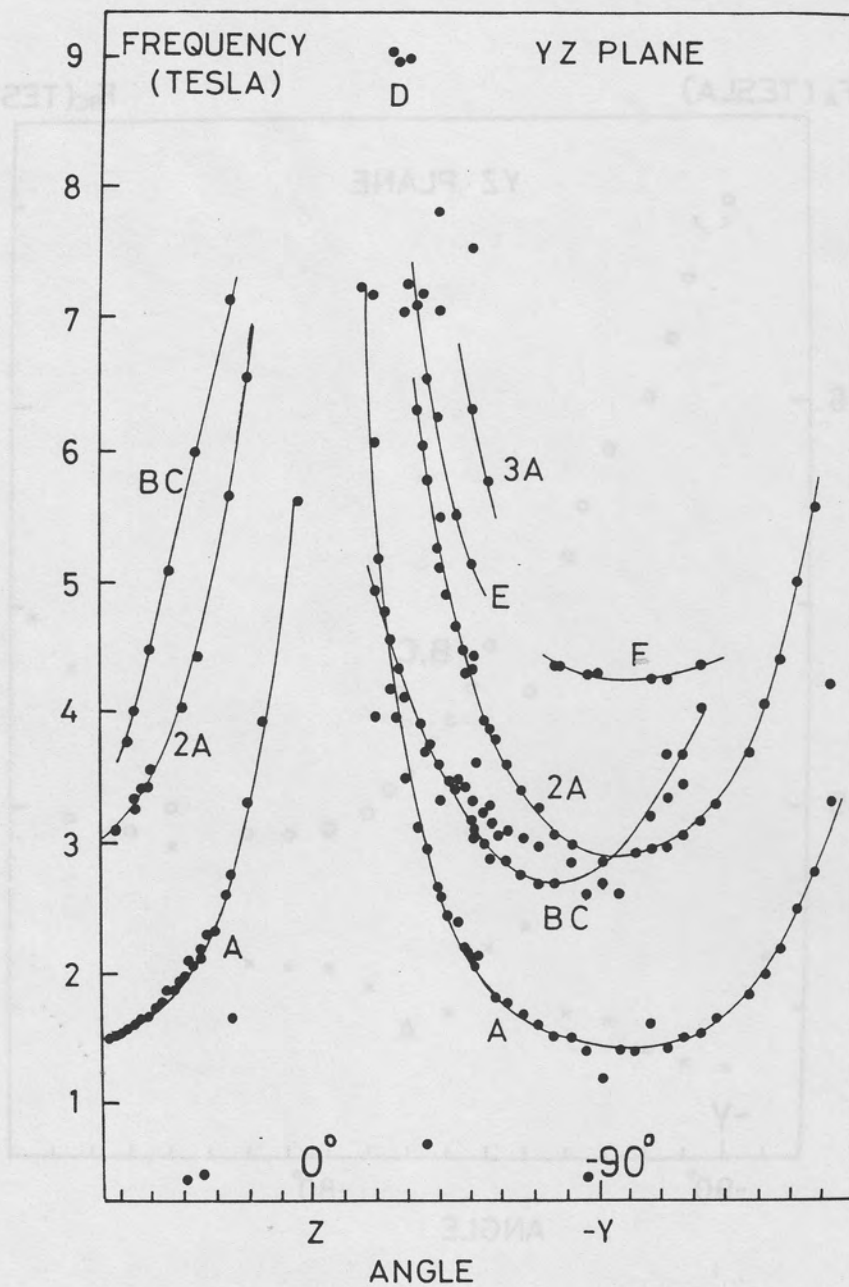


Fig. 3.54:

The angular dependence of the extremal cross section in the YZ plane.

A, B, C correspond to the a, b, c pocket, respectively.

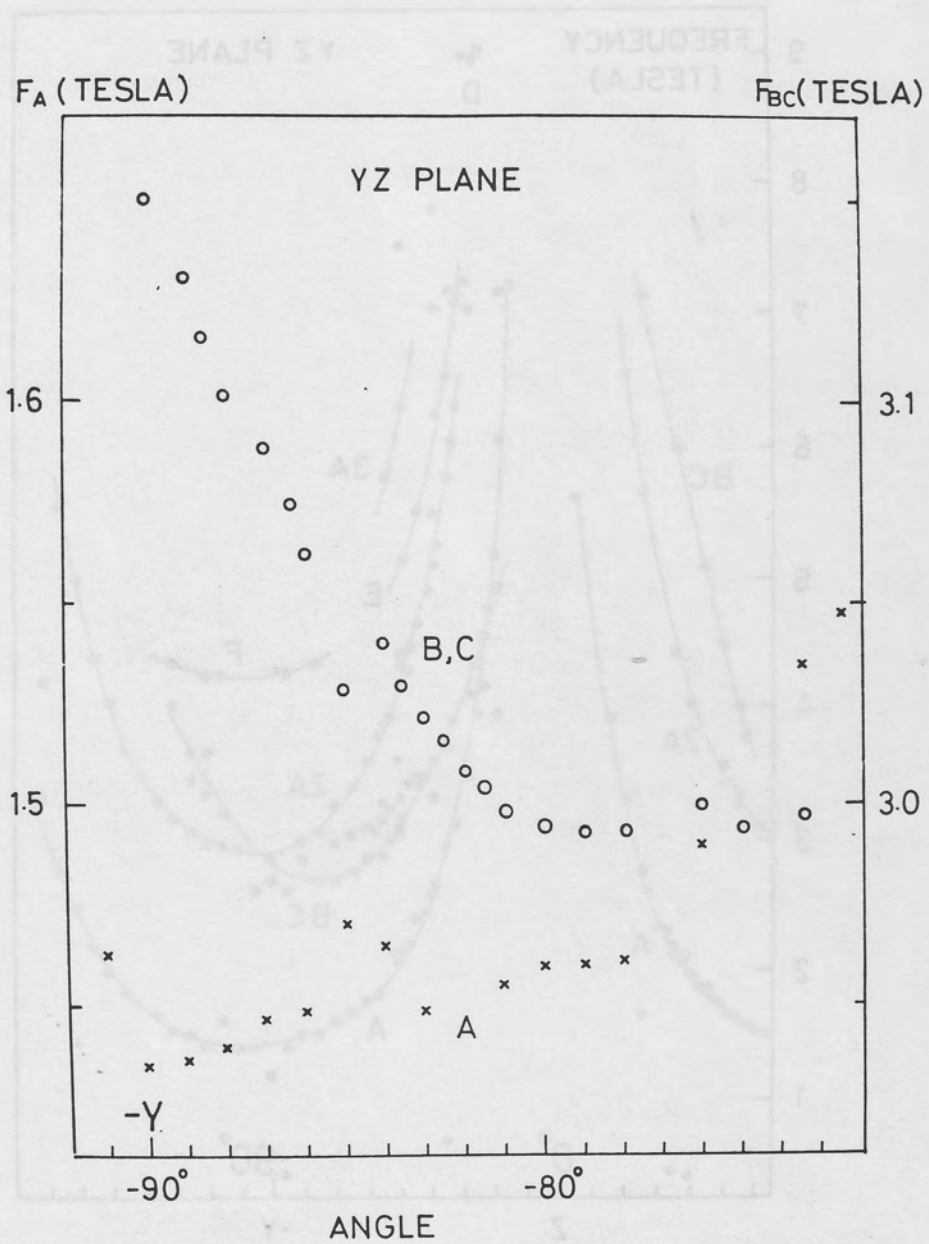


Fig. 3.55:

The angular dependence of the extremal cross section in vicinity of (-Y) axis in the YZ plane. For the a pocket, refer to the left side scale and for the b and c, to the right scale.

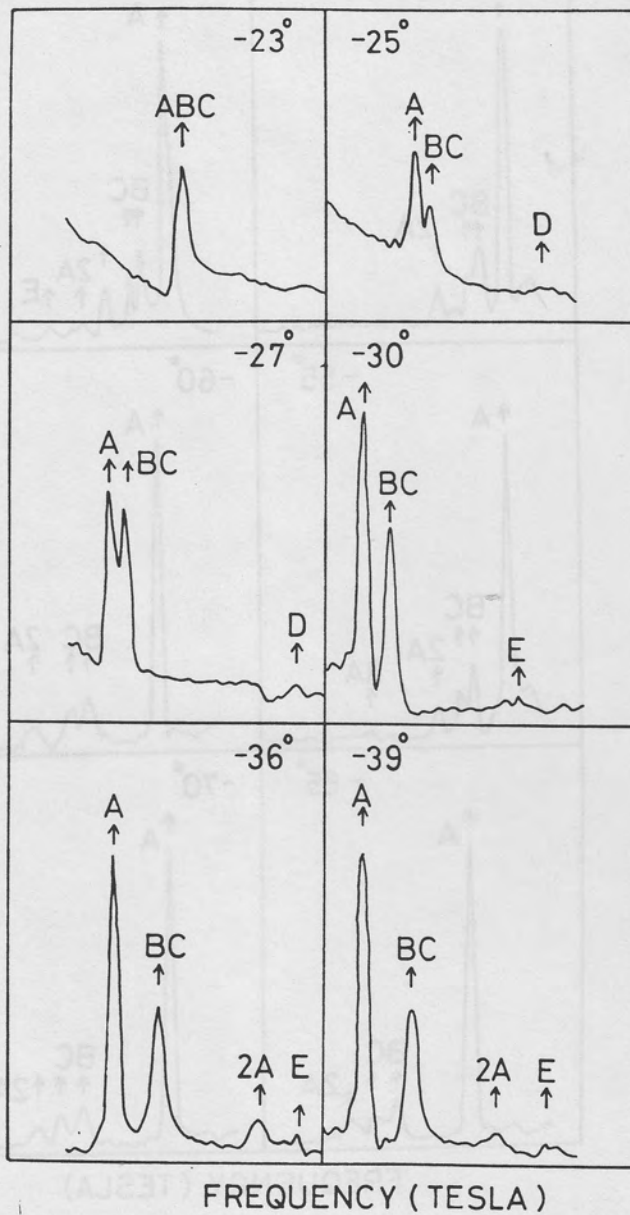


Fig. 3.56:

The Fourier spectrum of the de Haas van Alphen oscillation (1).

The angle in the figure shows the magnetic field direction in the YZ plane. The Z axis corresponds to 0° .

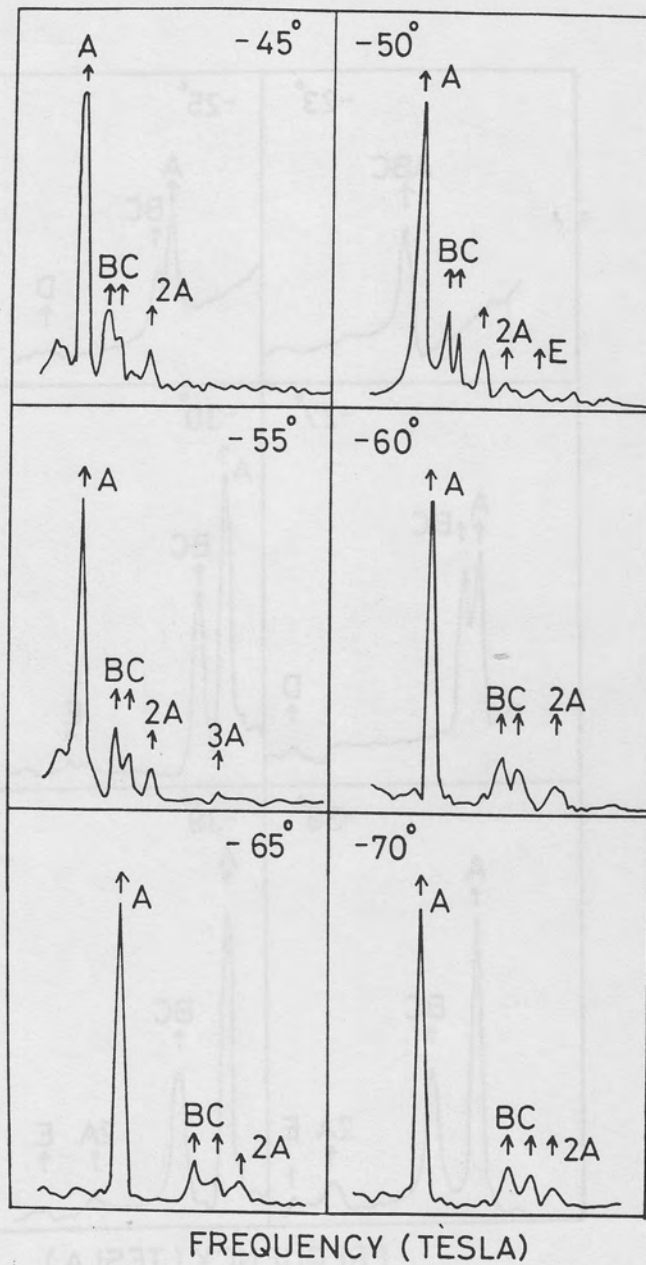


Fig. 3.57:

The Fourier spectrum of the de Haas van Alphen oscillation (2).
Magnetic field direction is in the YZ plane.

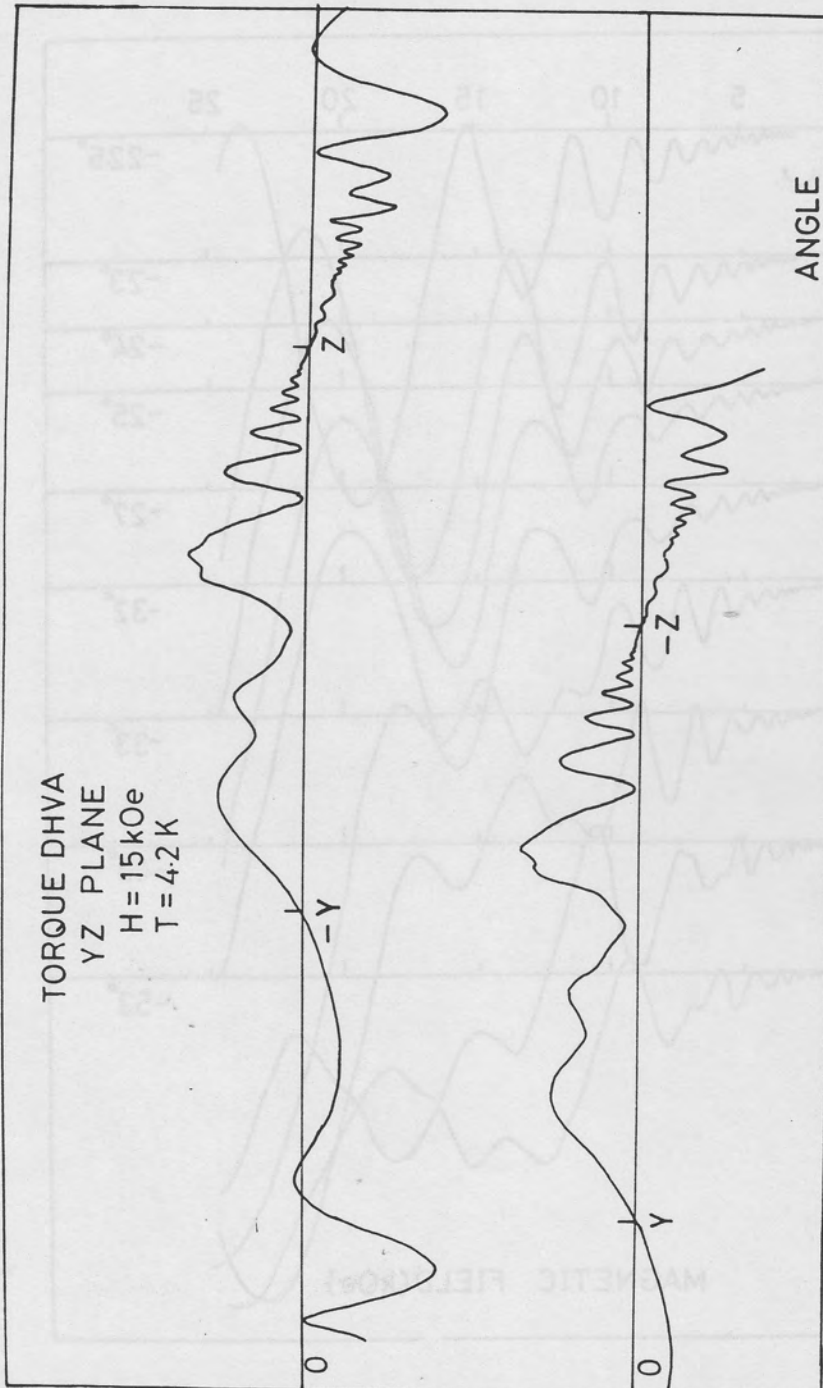


Fig. 3.58:

The angular dependence of the torque de Haas in the YZ plane. The torque is zero at the symmetry axis.

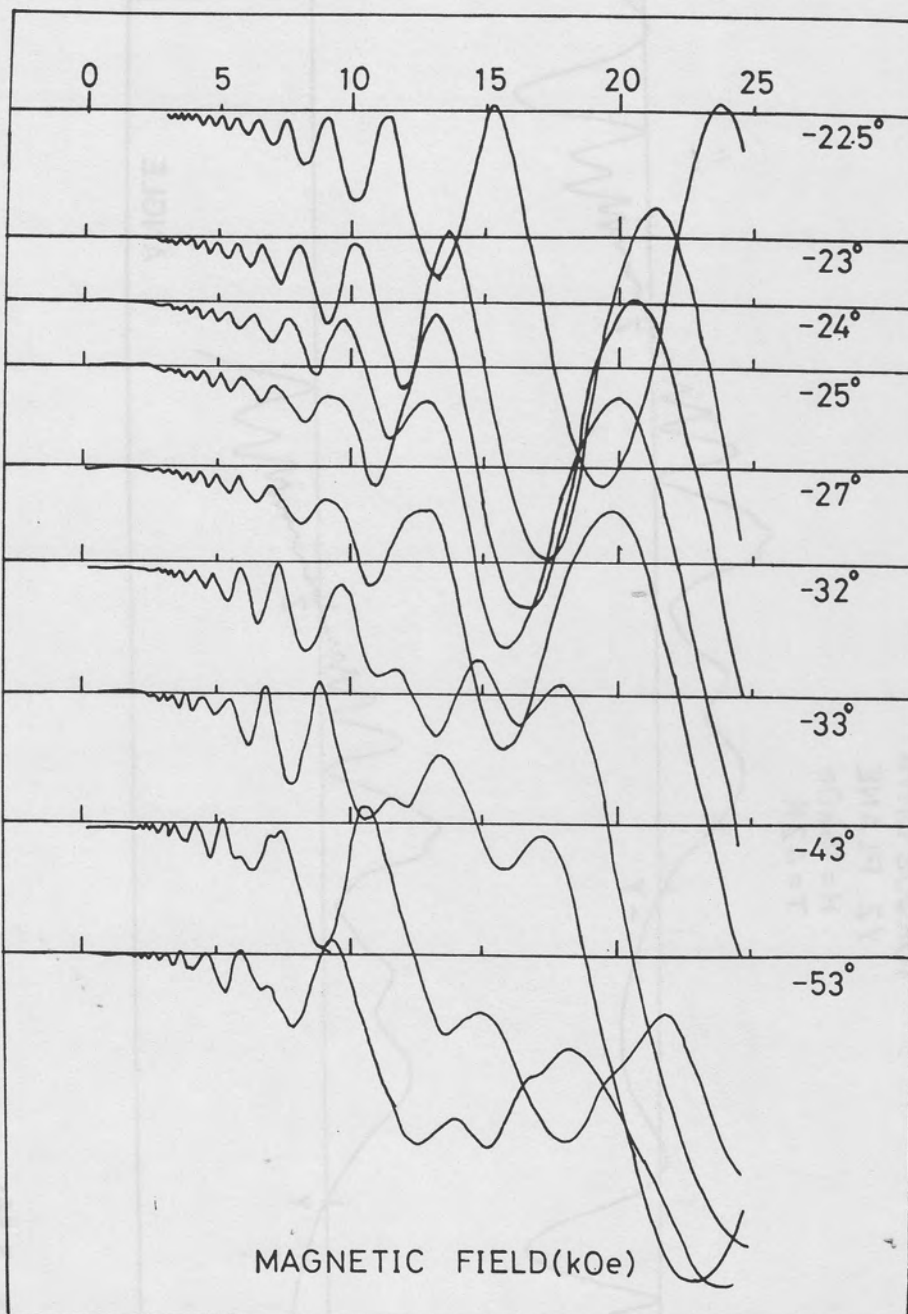


Fig. 3.59 (a)

The torque de Haas in the YZ plane. (1).

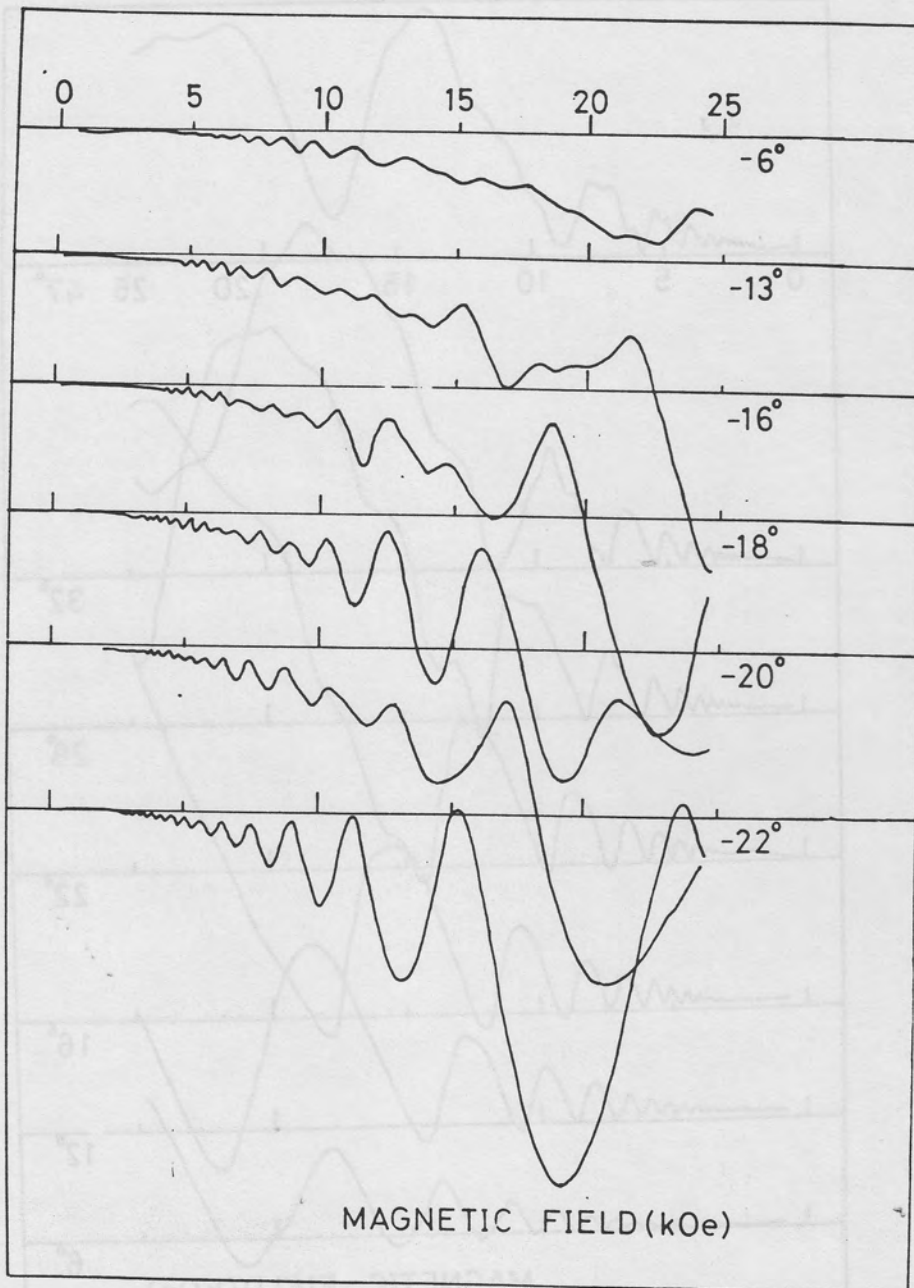


Fig. 3.59 (b)

The torque de Haas in the YZ plane (2).

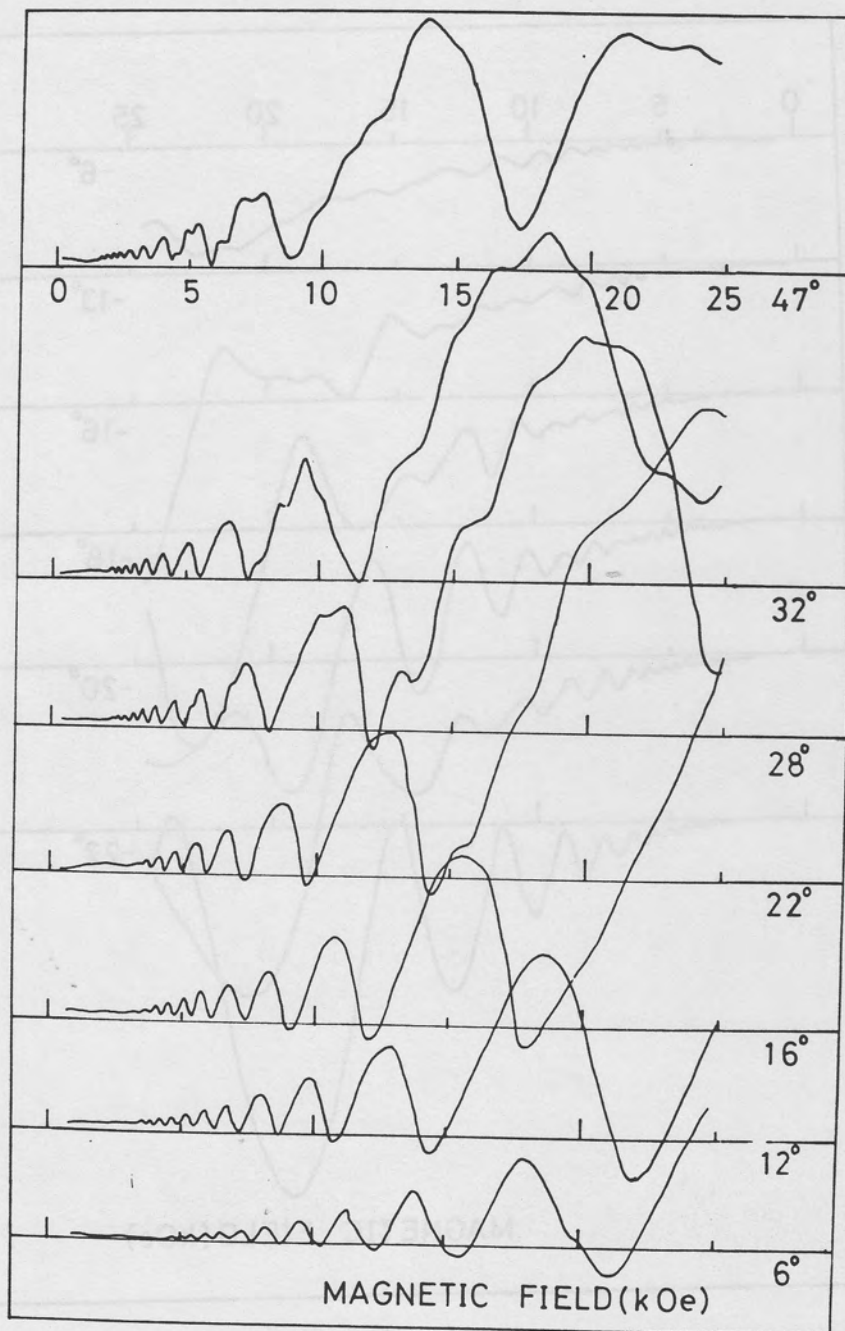


Fig. 3.59 (C)

The torque de Haas in the YZ plane (3).

| F | T_D |
|--------|--------|
| 30 kHz | 1.93 K |
| 25 | 1.93 |
| 15 | 2.12 |
| 9 | 2.0 |
| 7 | 1.9 |
| 0.5 | 1.7 |

Table 4.1

| T_D (真) | T_D (みかけ) |
|-----------|-------------|
| 0.2 K | 0.4 K |
| 0.4 | 0.77 |
| 0.7 | 0.9 |
| 1.0 | 1.2 |
| 1.5 | 1.8 |
| 2.0 | 2.0 |
| 2.5 | 2.5 |

Table 4.2

Table 4.1

: Dingle temperature (frequency dependence).

Table 4.2

: Dingle temperature.

| θ° | P_{1+} | P_{1-} | P_{2+} | P_{2-} | ΔP_+ | ΔP_- |
|----------------|----------|----------|----------|----------|--------------|--------------|
| -20 | 1.73 | 1.73 | 0.73 | 0.73 | 1.00 | 1.00 |
| -10 | 1.74 | 1.74 | 0.75 | 0.75 | 0.99 | 0.99 |
| 0 | 1.75 | 1.75 | 0.76 | 0.76 | 0.99 | 0.99 |
| 10 | 1.70 | 1.70 | 0.70 | 0.70 | 1.00 | 1.00 |
| 20 | 1.72 | 1.72 | 0.73 | 0.73 | 0.99 | 0.99 |
| 30 | | | | | | |
| 40 | 1.78 | 1.30 | 0.73 | 0.75 | 1.05 | 0.55 |
| 50 | | | | | | |
| 60 | 1.74 | 1.30 | 0.61 | 0.73 | 1.13 | 0.57 |
| 70 | | | | | | |
| 80 | 1.66 | 1.28 | 0.43 | 0.56 | 1.23 | 0.72 |
| 90 | | 1.58 | | 0.59 | | 0.99 |
| 100 | 1.74 | | 0.51 | | 1.23 | |
| 110 | | | | | | |
| 120 | 1.54 | 1.42 | 0.55 | 0.77 | 0.99 | 0.65 |
| 130 | 1.50 | | 0.61 | | 0.89 | |
| 140 | 1.58 | 1.42 | 0.68 | 0.77 | 0.90 | 0.65 |
| 150 | 1.73 | 1.73 | 0.76 | 0.78 | 0.97 | 0.95 |

Table 4.3:

The angular dependence of p in the YZ plane. p_1 and p_2 correspond to the p -value in the low magnetic field and in the high magnetic field, respectively. p_+ means the p -value in $H > 0$. $\Delta p = p_1 - p_2$.

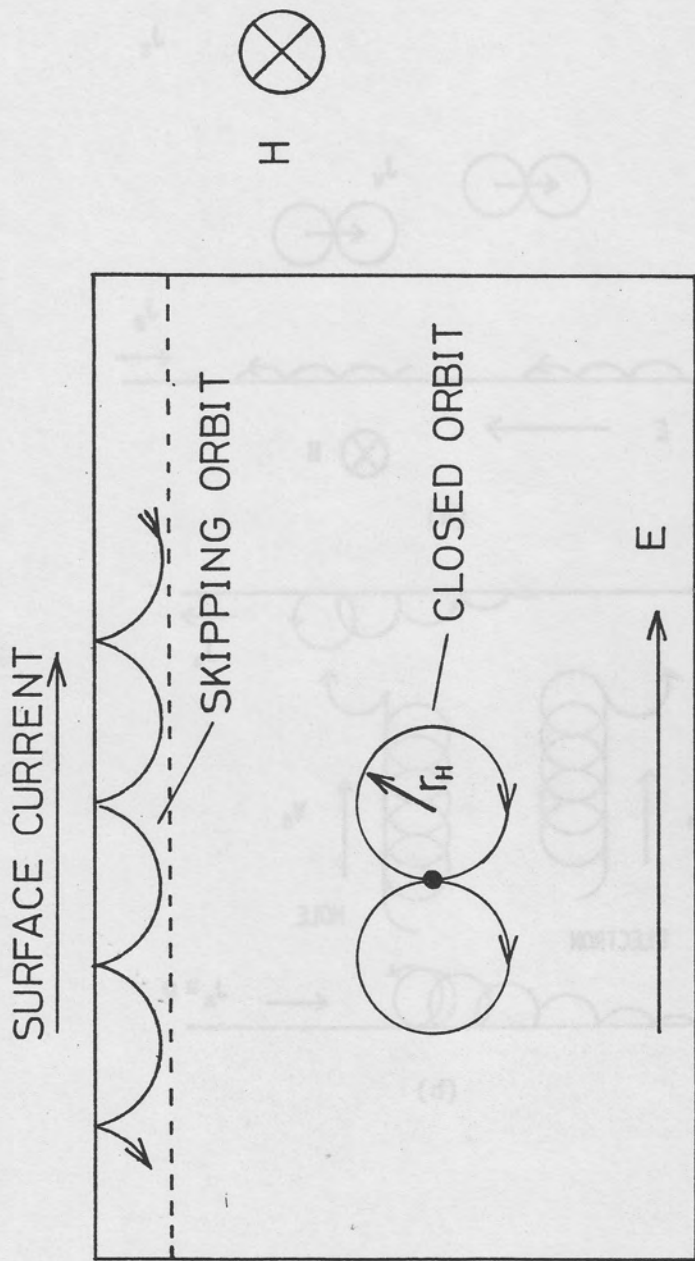


Fig. 4.1: The interpretation of the static skin effect.

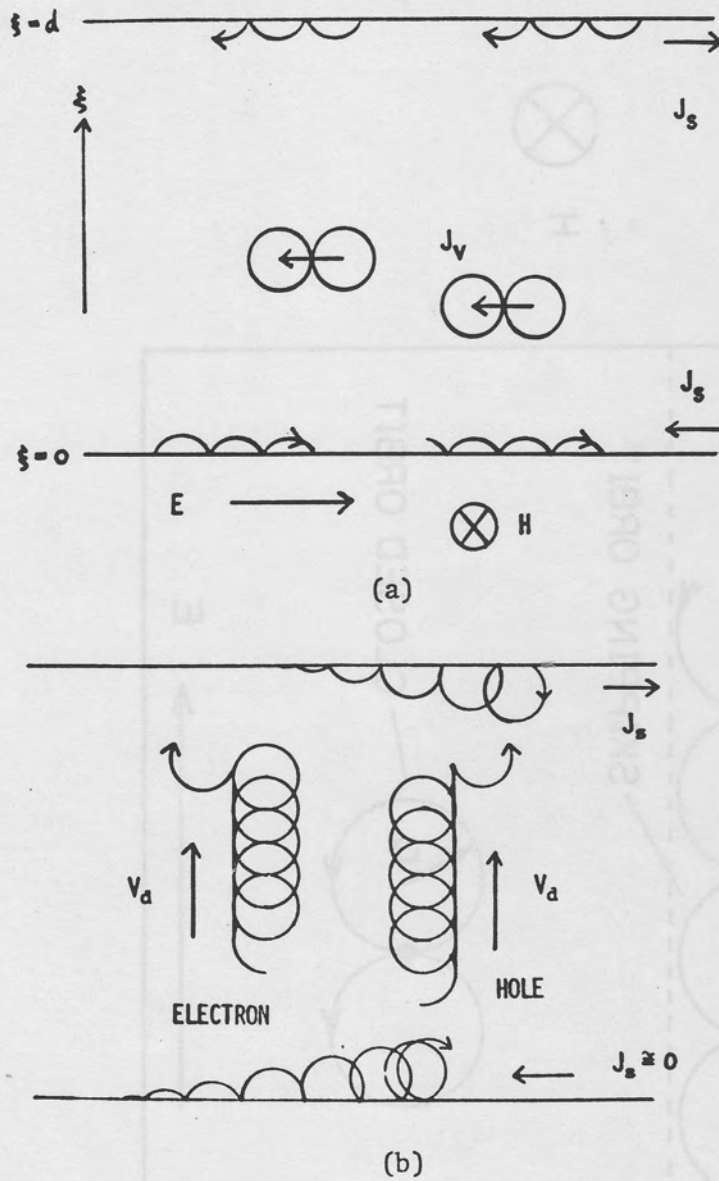


Fig. 4.2 (a):

The static skin effect neglecting the effect of the electric field.

Fig. 4.2 (b):

The static skin effect taking account of the electric field.

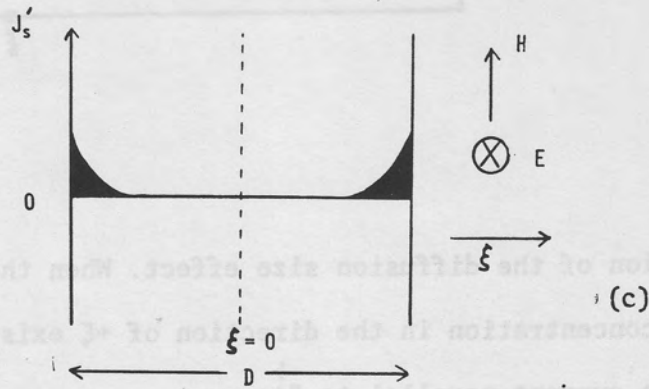
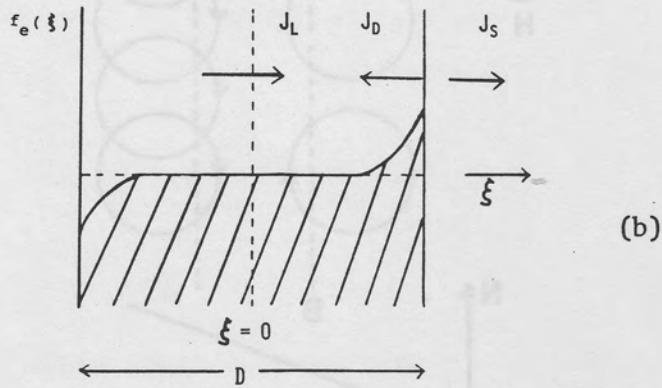
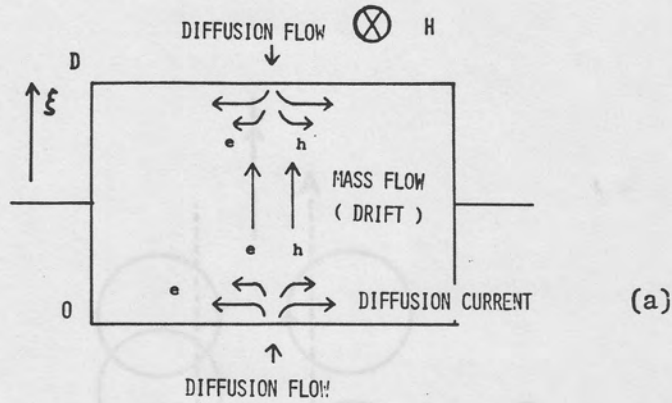


Fig. 4.3 (a):

: The interpretation of the diffusion size effect.

Fig. 4.3 (b):

: The distribution of the gradient of the carrier concentration

Fig. 4.3 (c):

: The distribution of the diffusion current.

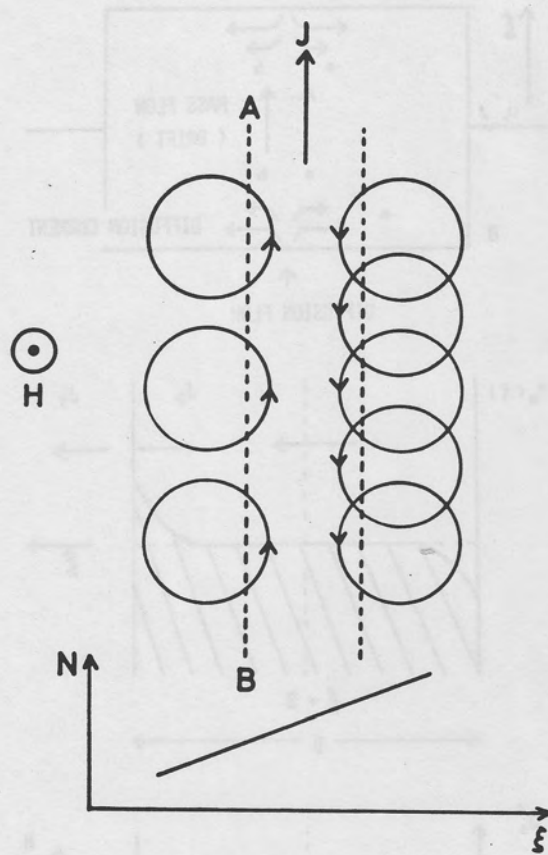
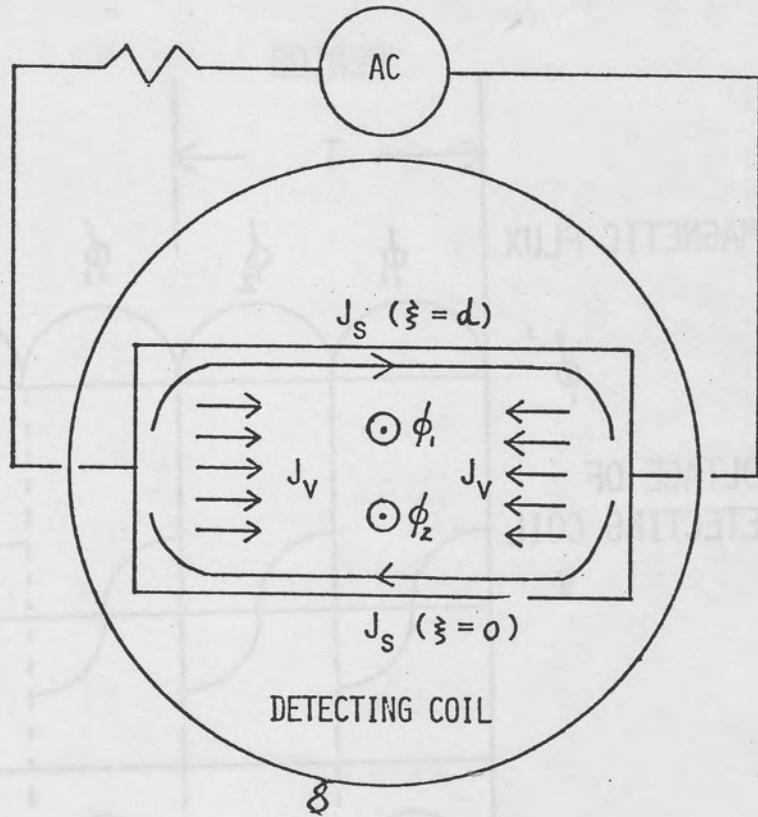
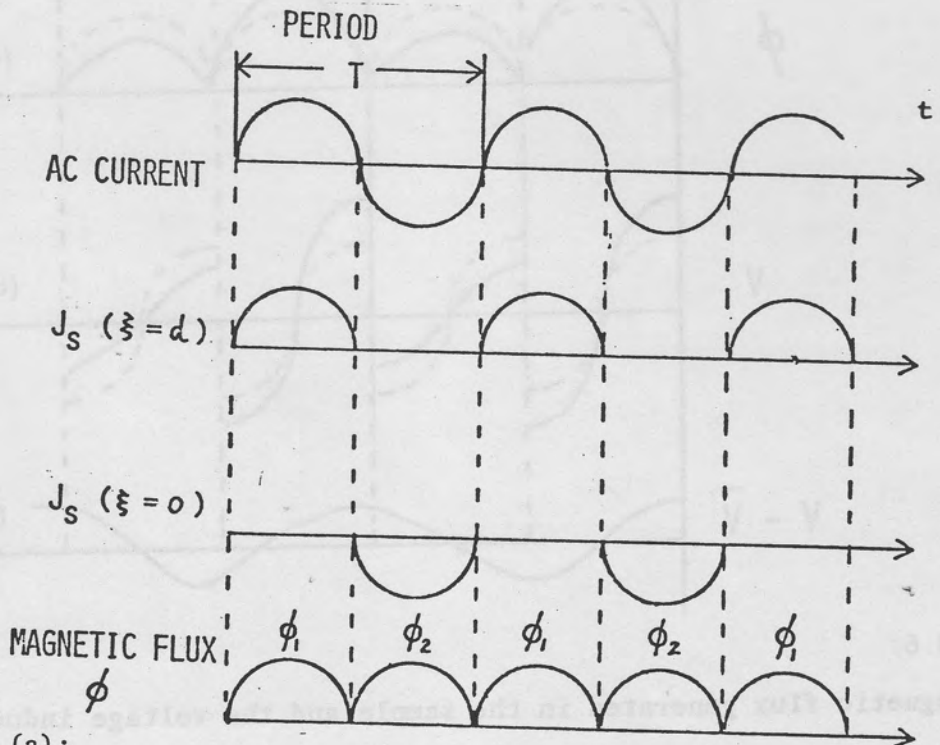


Fig. 4.4:

The explanation of the diffusion size effect. When the gradient of the carrier concentration in the direction of $+\xi$ exists, there exists the effective current parallel to \overrightarrow{BA} .



(a)



(b)

Fig. 4.5 (a):

: The surface current flowing in the sample.

Fig. 4.5 (b):

: The time variation of the magnetic flux generated in the sample

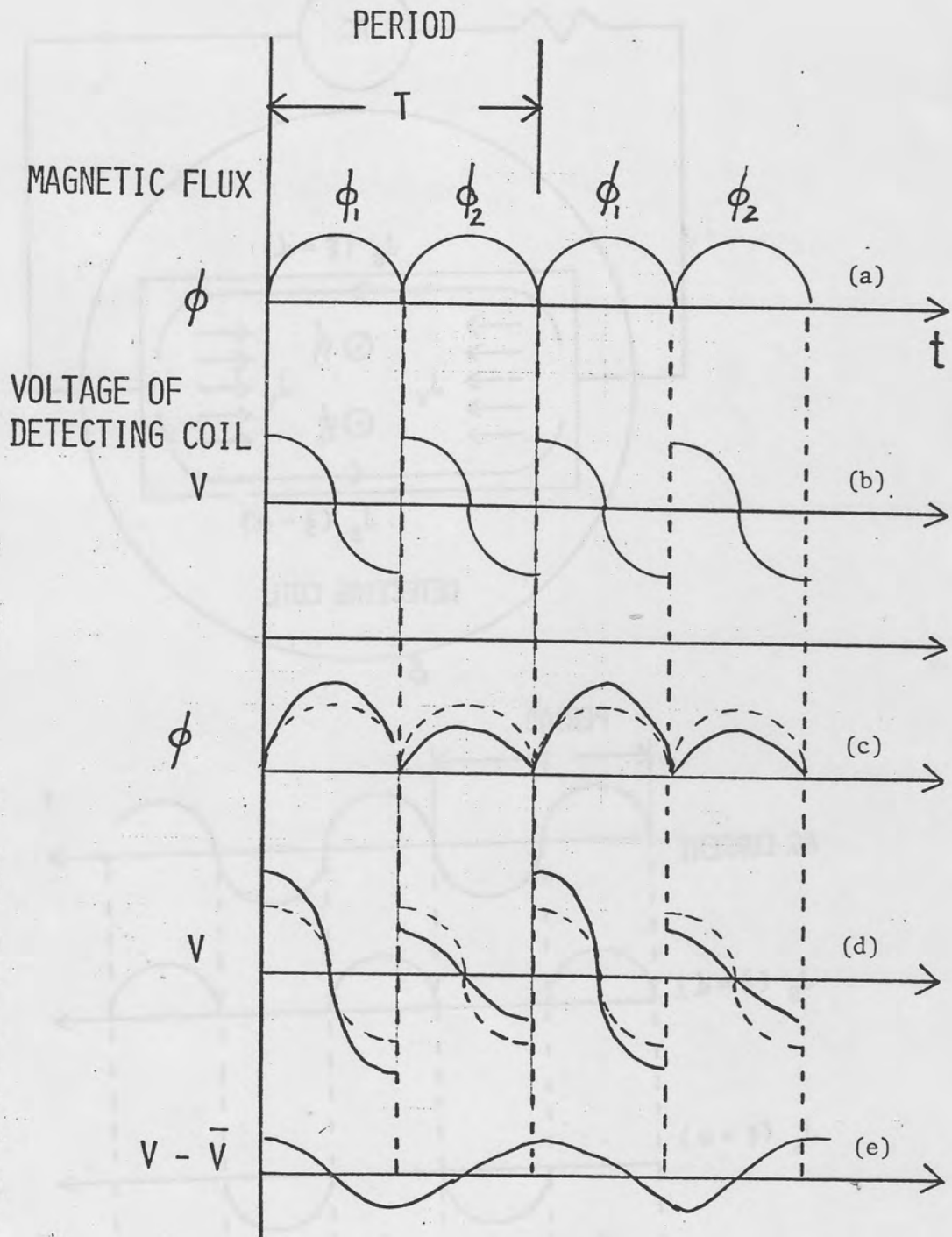


Fig. 4.6:

The magnetic flux generated in the sample and the voltage induced in the detecting coil. (a) is the time variation of the magnetic flux in case of $\phi_1 = \phi_2$. (b) is the time variation of the voltage induced in the detecting coil in case of $\phi_1 = \phi_2, \bar{V}$. (c) is the time variation of magnetic flux in case of $\phi_1 \neq \phi_2$. (d) is the time variation of voltage in case of $\phi_1 \neq \phi_2, V$. (e) is the time variation of $(V - \bar{V})$.

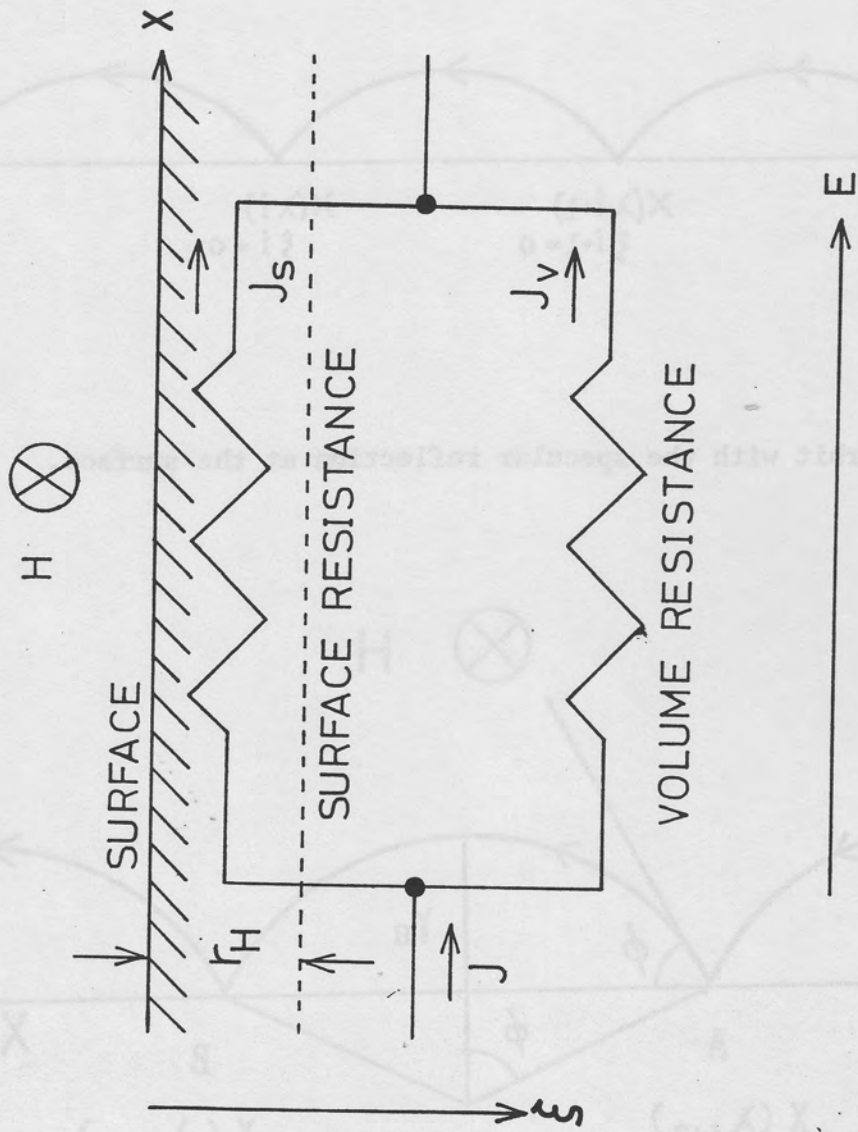


Fig. 4.7: The equivalent circuit of the bulk current and the surface current.

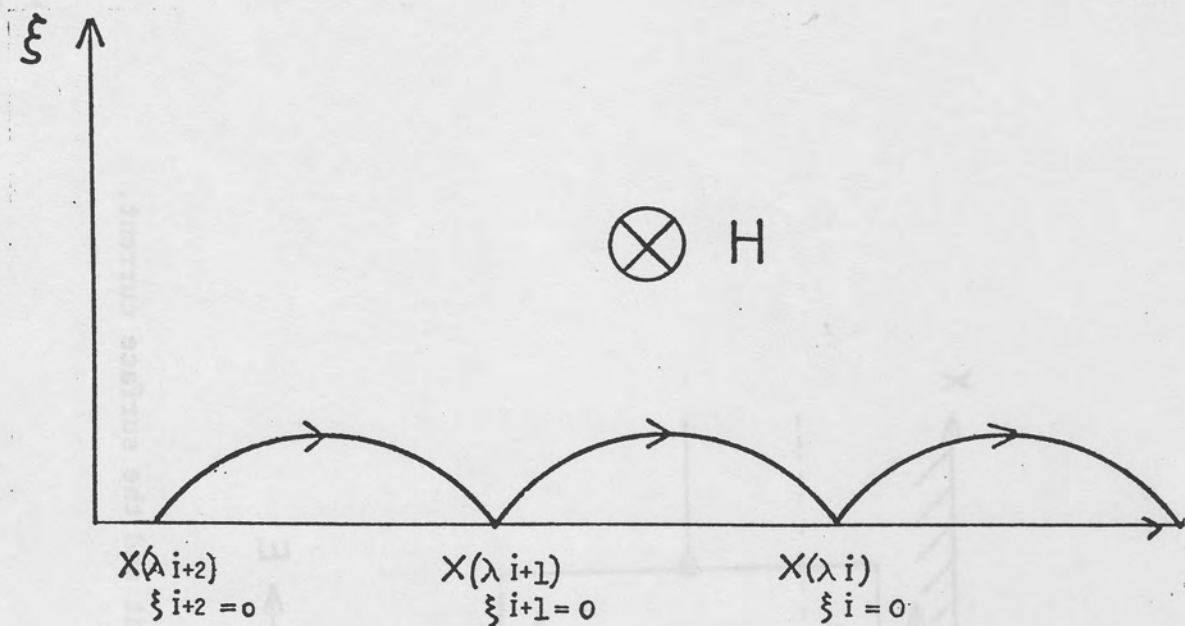


Fig. 4.8 (a):

The skipping orbit with the specular reflection at the surface.

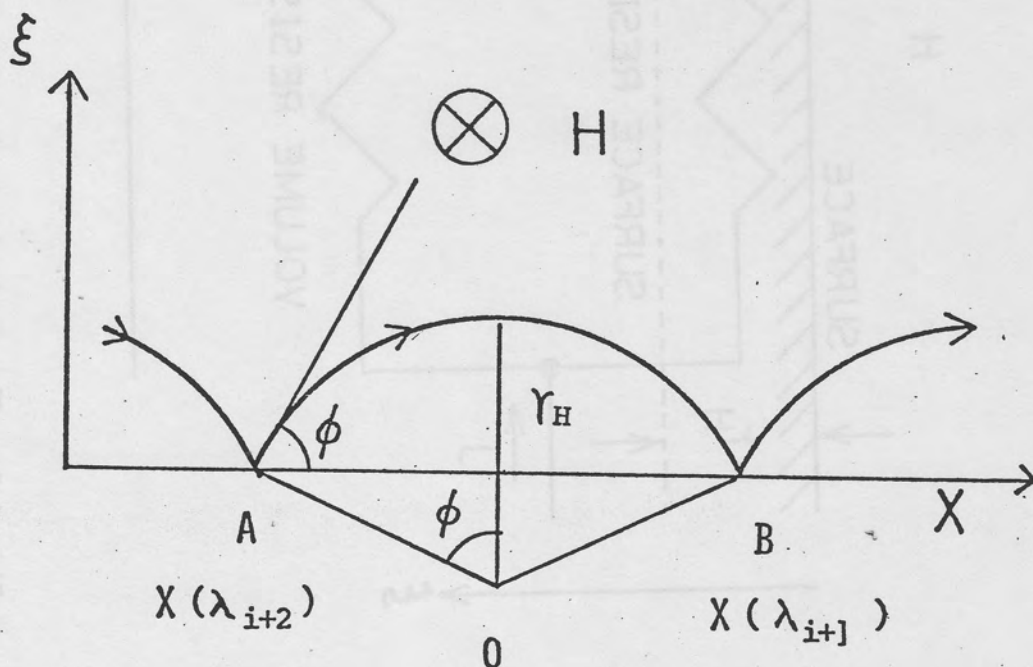


Fig. 4.8 (b):

The model adopted for the calculation of the surface current.

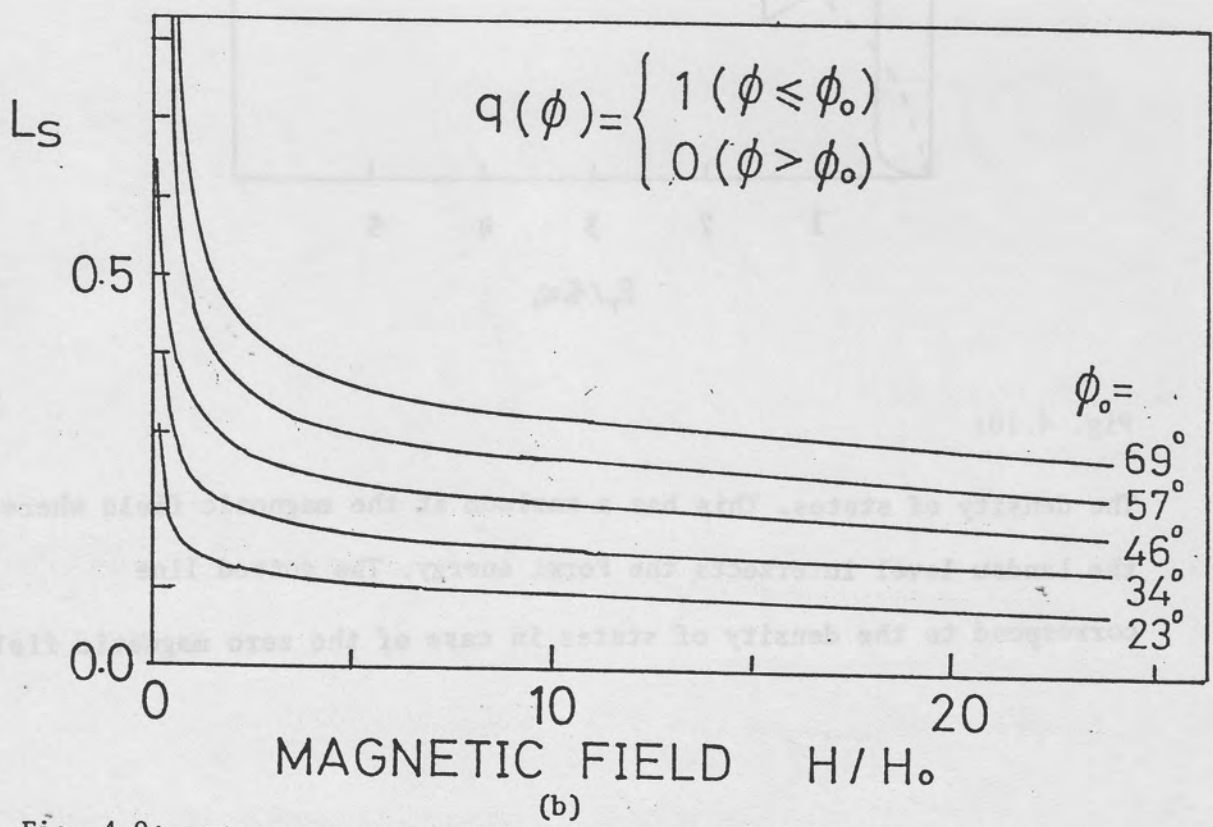
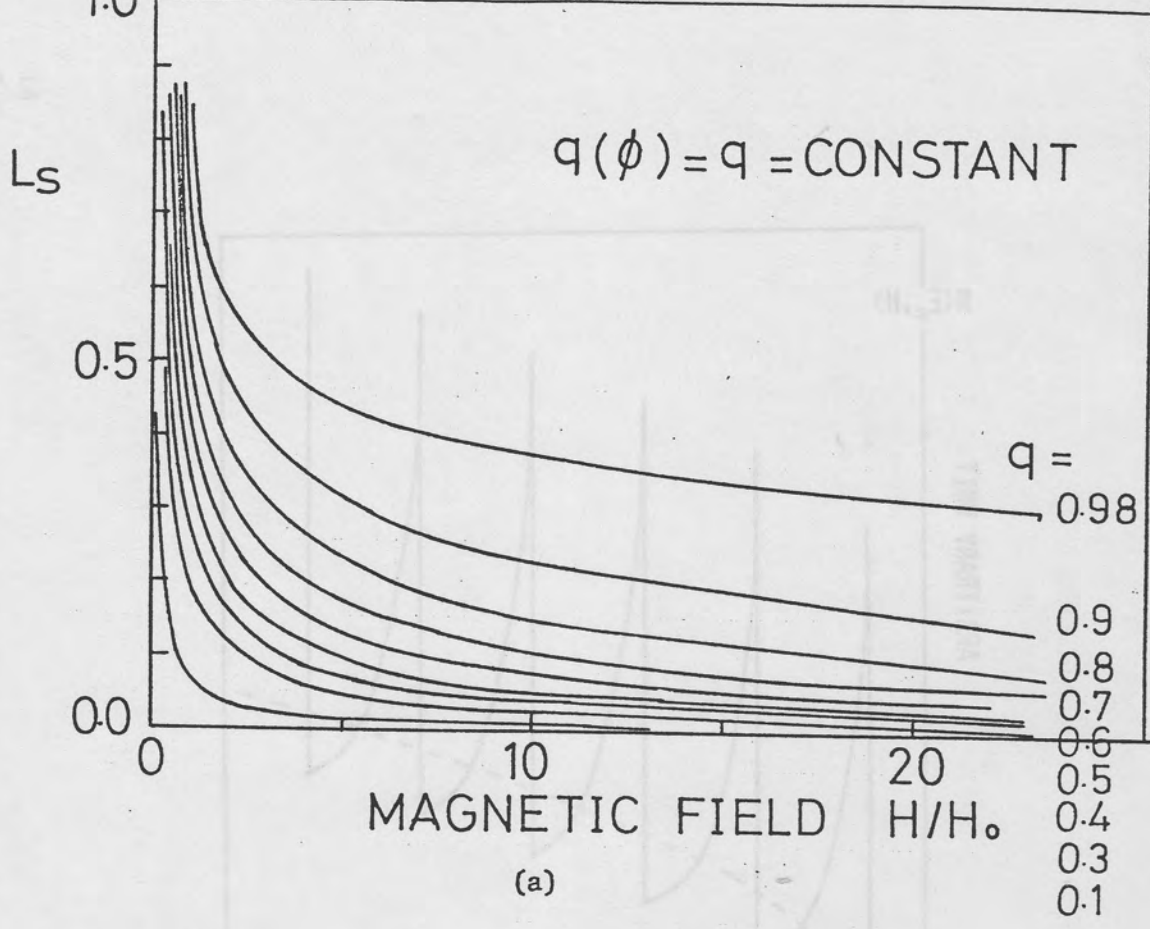


Fig. 4.9: The magnetic field dependence of the surface conductance, G_S .
 (a) in case of $q(\phi) = q = \text{constant}$.
 (b) in case of $q(\phi) = 1$ where $\phi \leq \phi_0$.

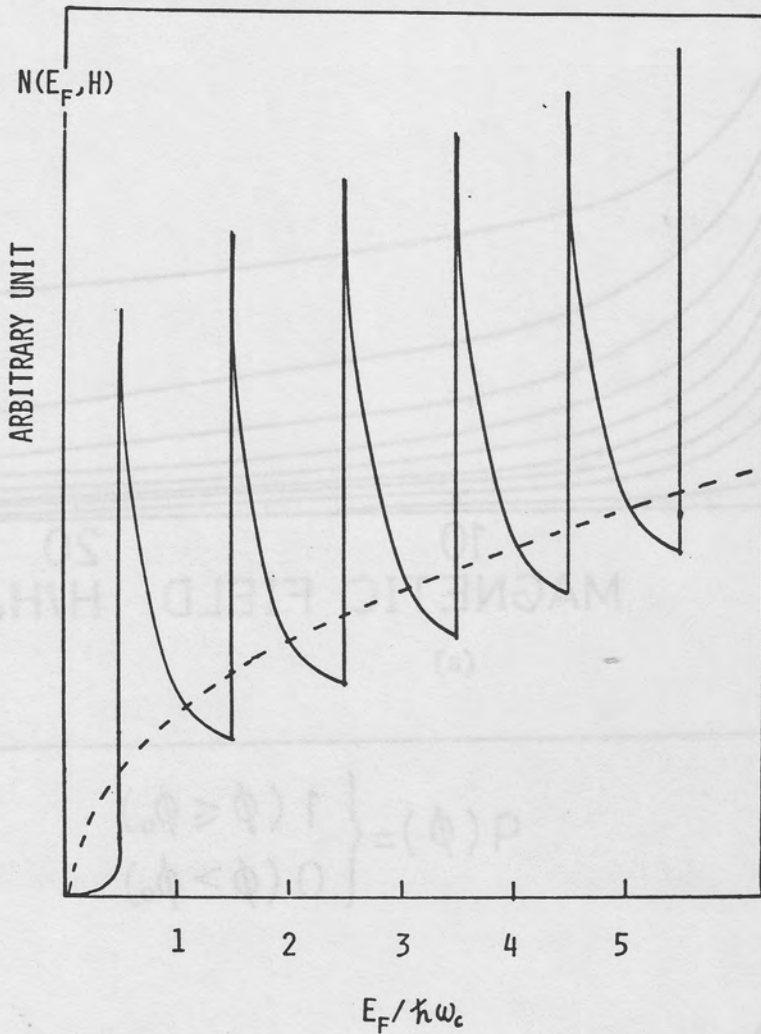


Fig. 4.10:

The density of states. This has a maximum at the magnetic field where the Landau level intersects the Fermi energy. The dotted line correspond to the density of states in case of the zero magnetic field.

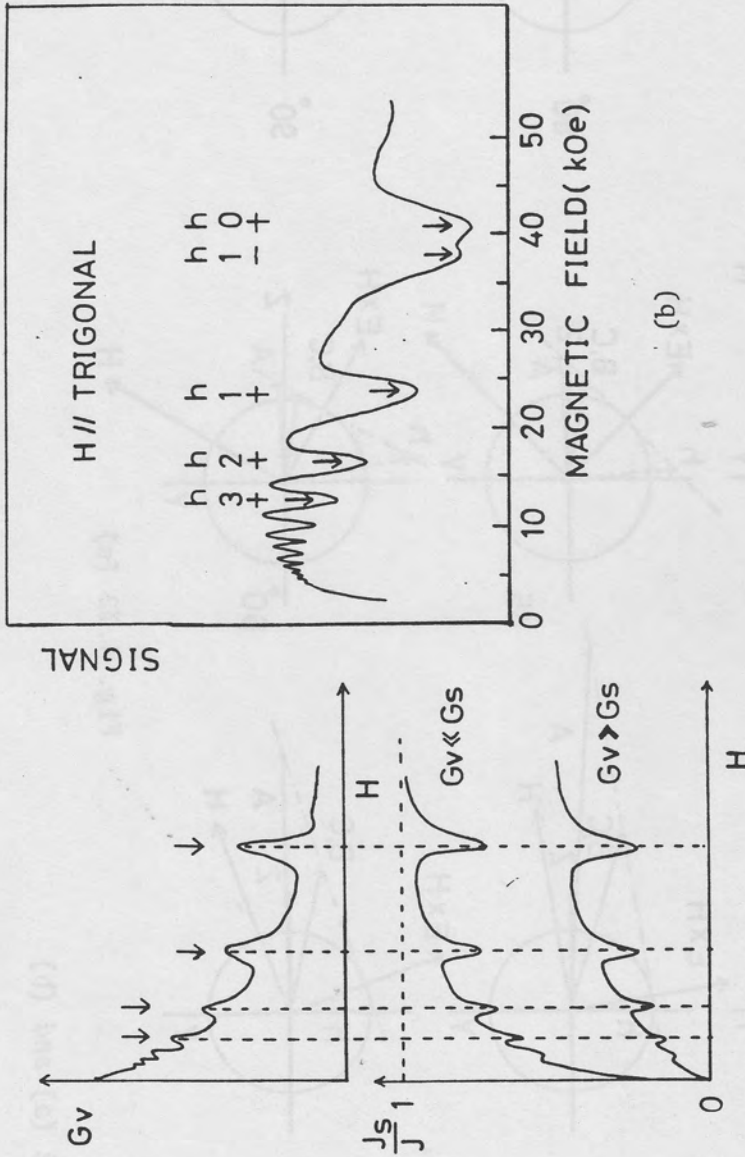


Fig. 4.11: The magnetic field dependence of the surface current. (a) is the theoretical calculation result. (b) is the experimental result (Fig. 3.3).

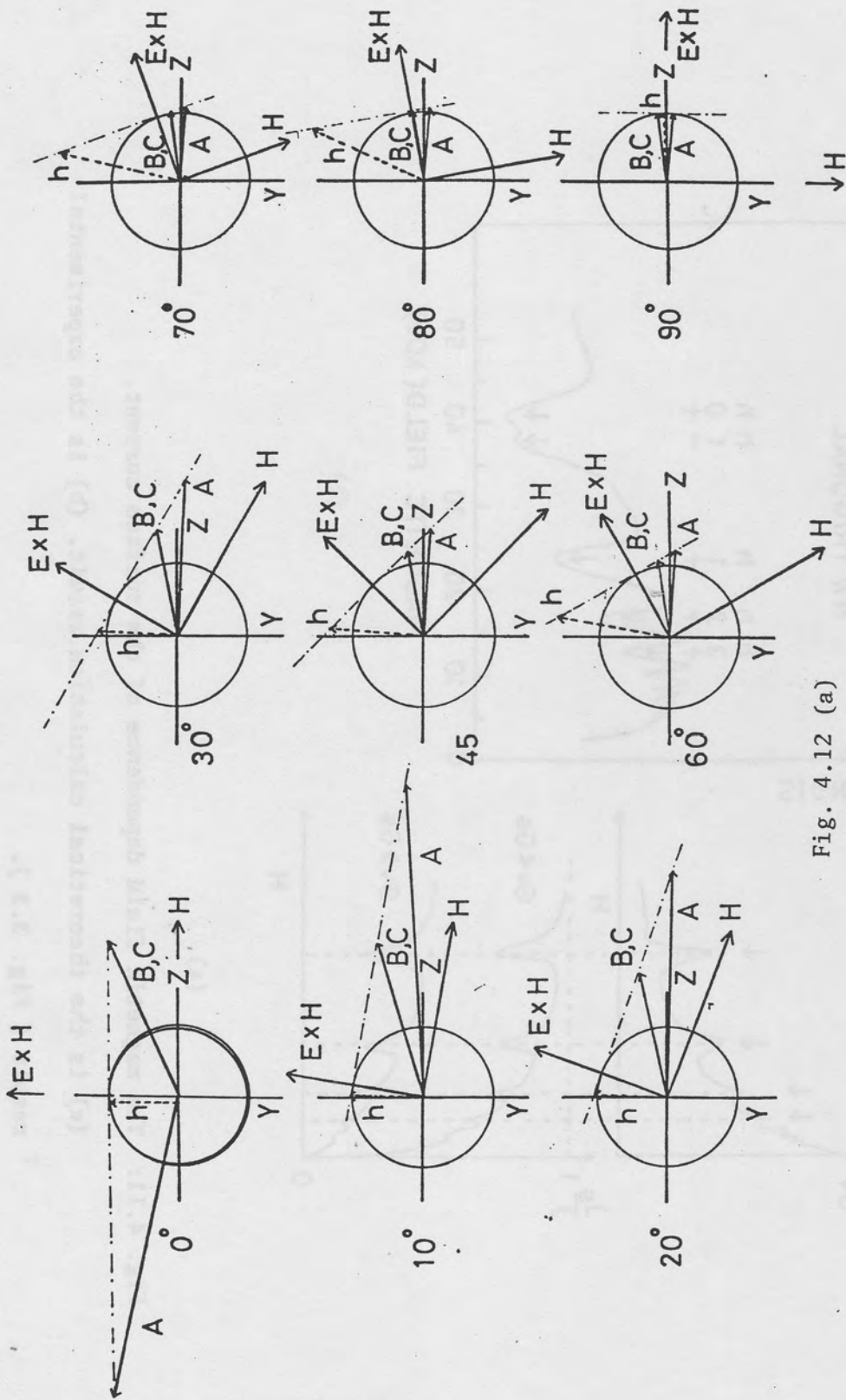


Fig. 4.12 (a)

Fig. 4.12 (a) and (b)

: The drift velocity of a, b, c and hole pocket. Magnetic field direction is in the YZ plane. The radius of the circle is $r = c E / H$.

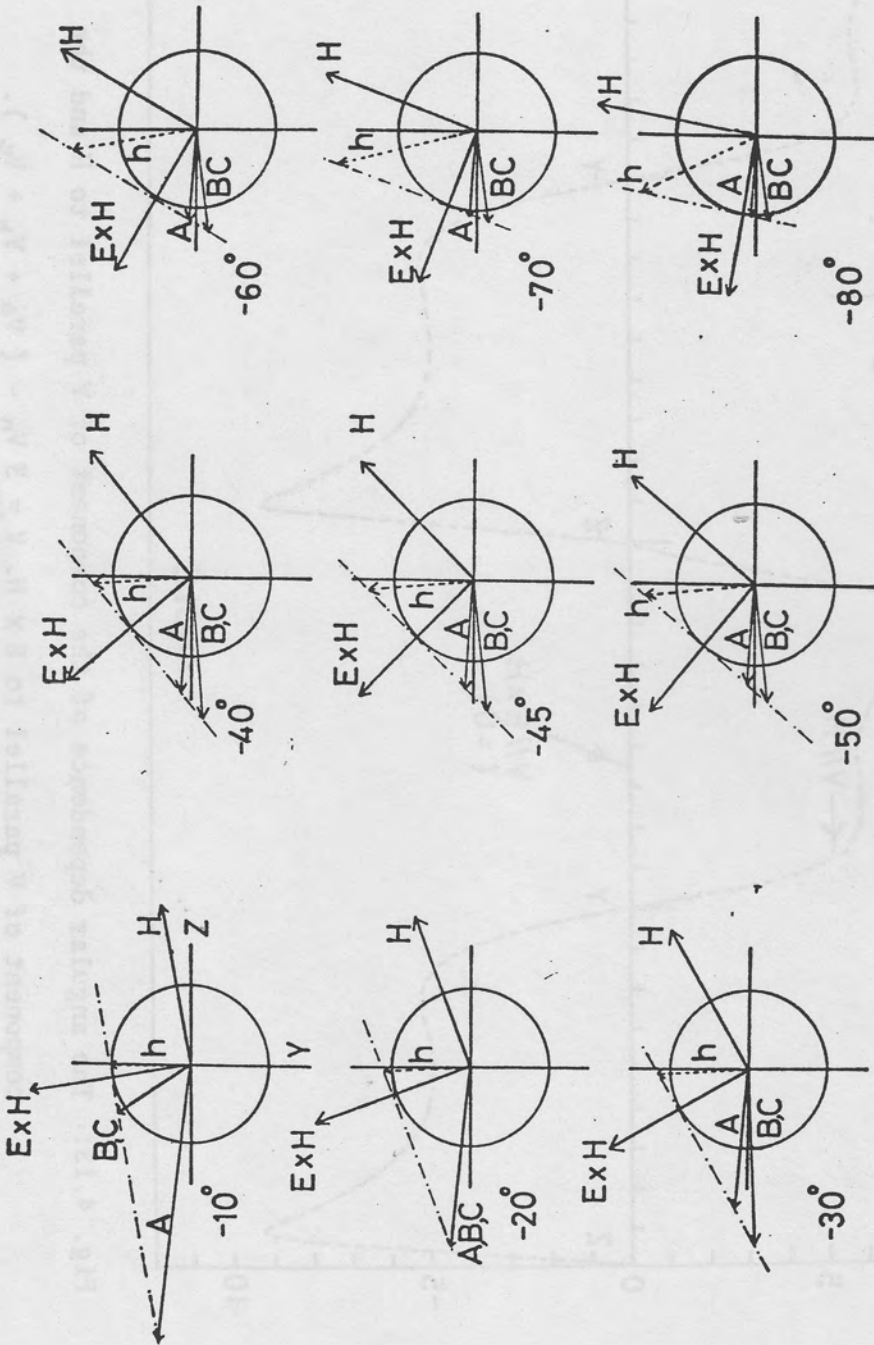


Fig. 4.12 (b)

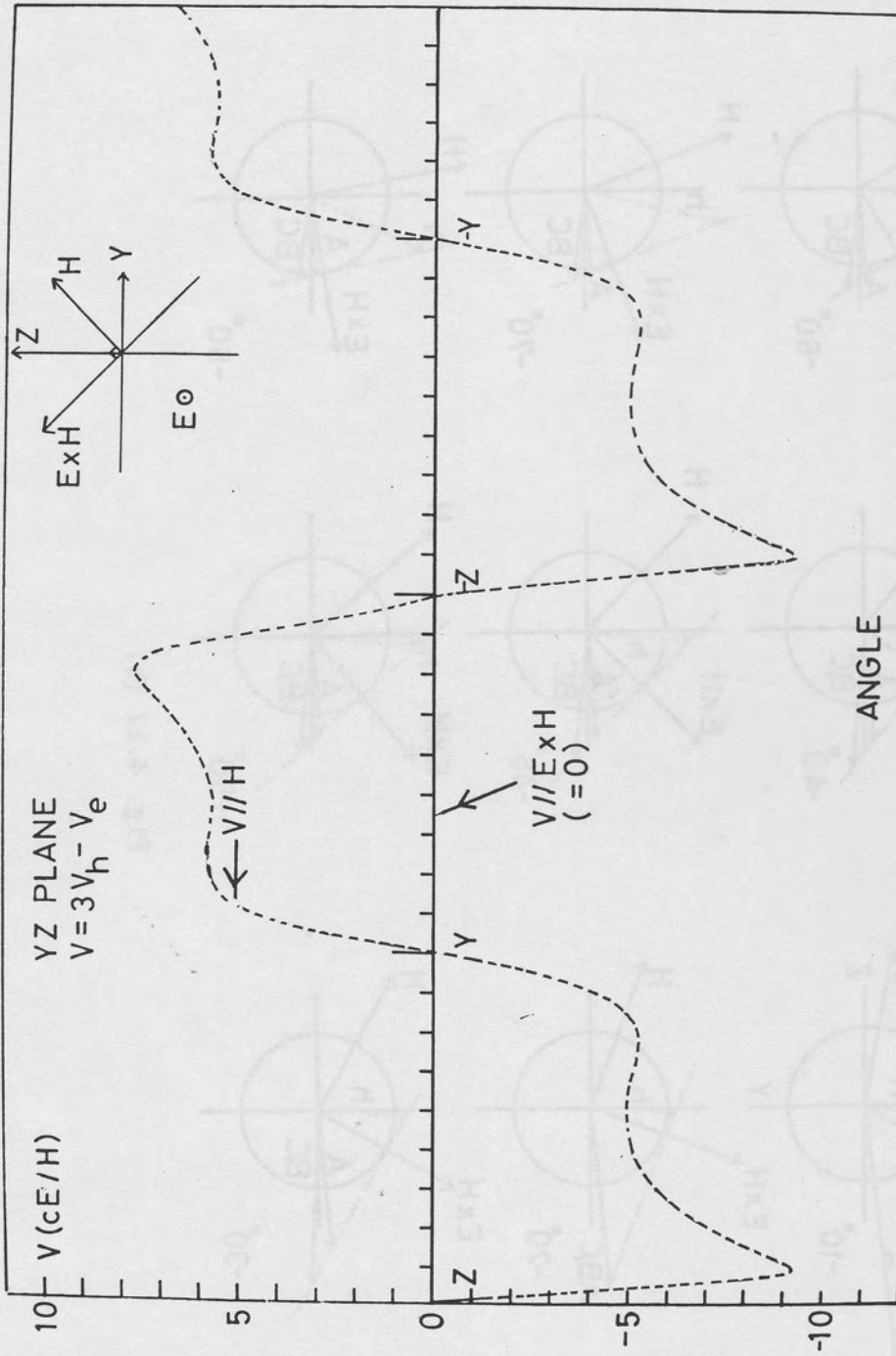


Fig. 4.13: The angular dependence of the component of V parallel to H and the component of V parallel to $E \times H$. $V = 3V_h - (V_a + V_b + V_c)$. Magnetic field direction is in the YZ plane.

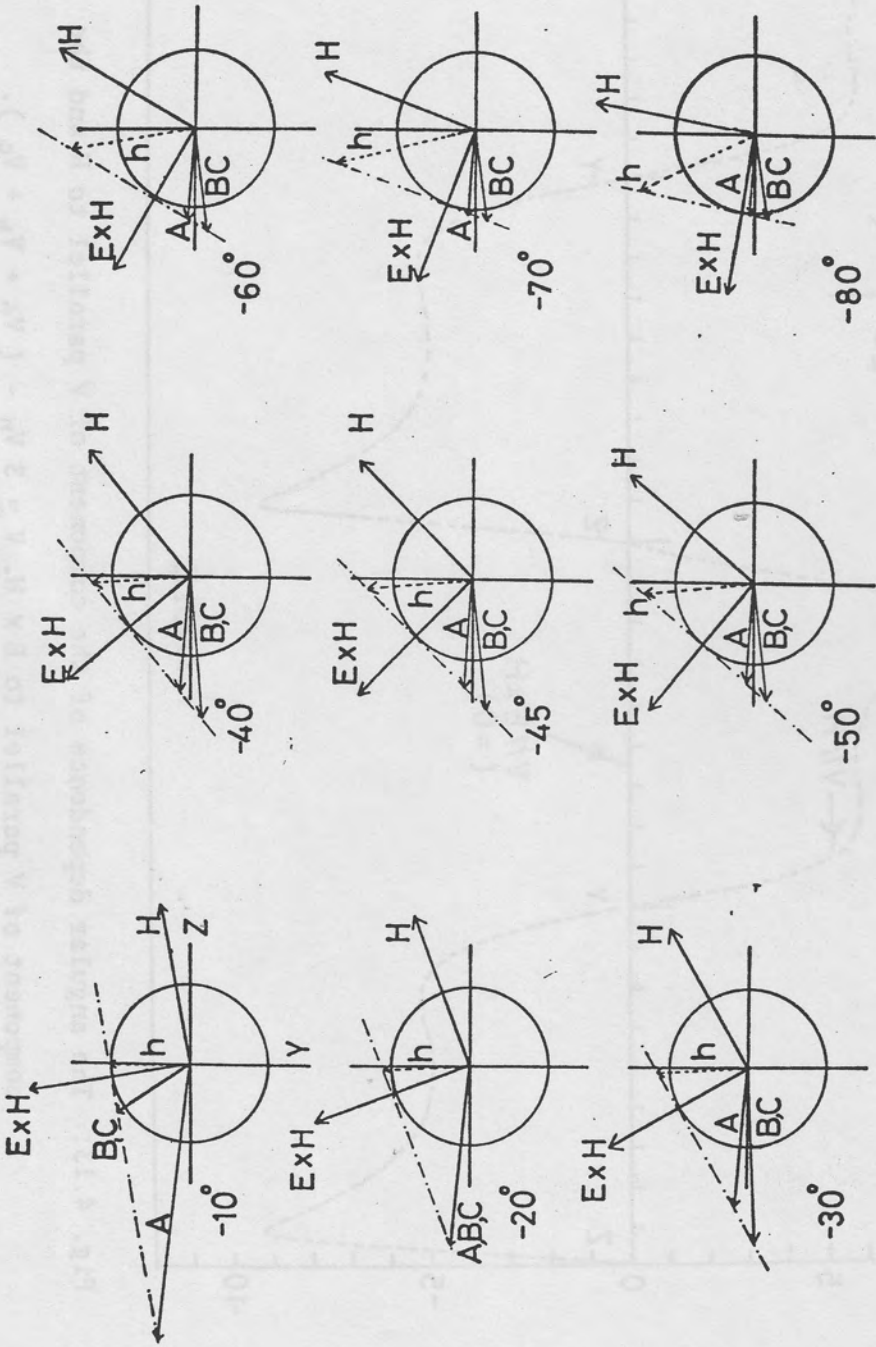


Fig. 4.12 (b)

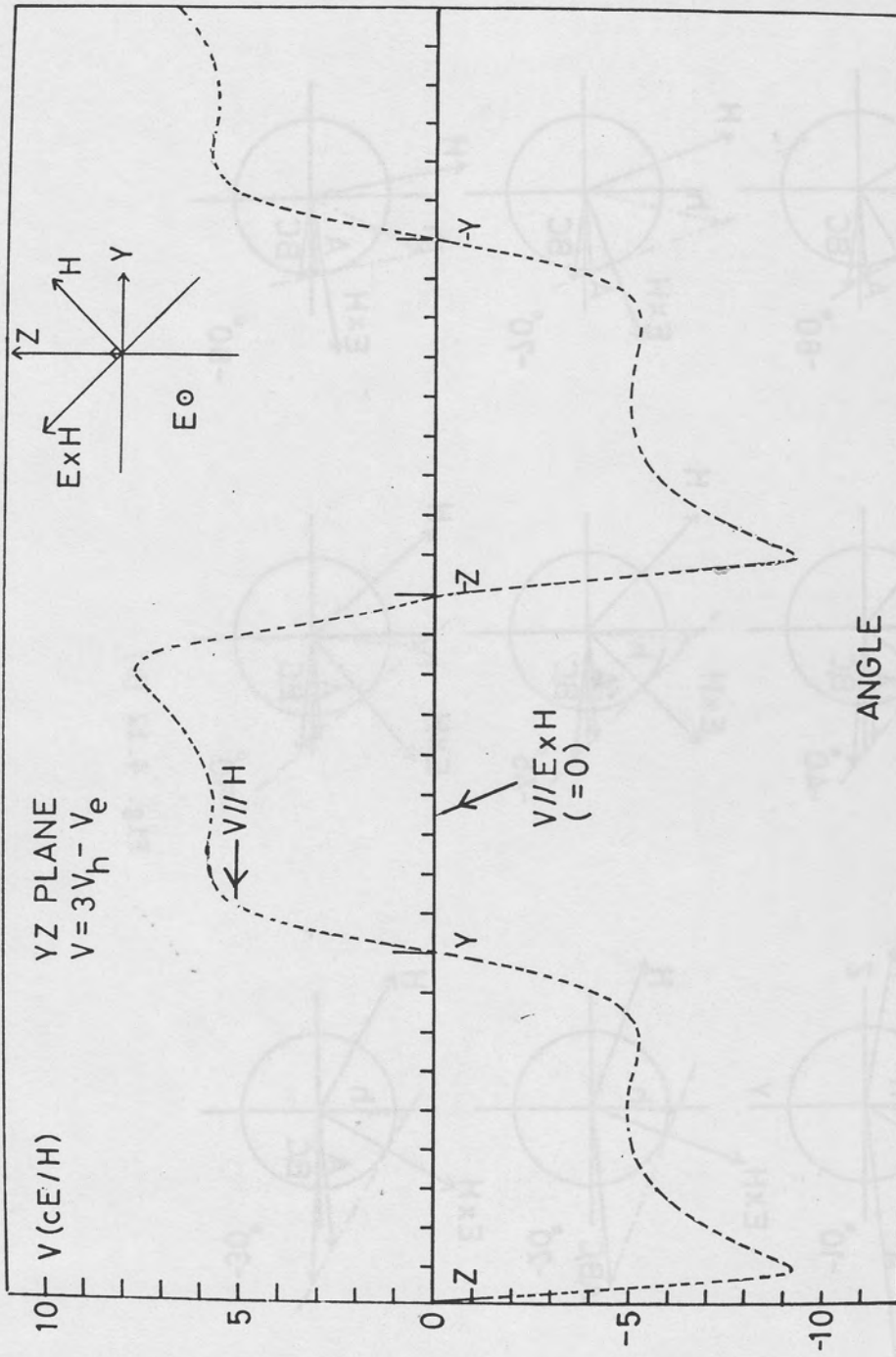


Fig. 4.13: The angular dependence of the component of V parallel to H and the component of V parallel to $E \times H$. $V = 3V_h - (V_a + V_b + V_c)$. Magnetic field direction is in the YZ plane.

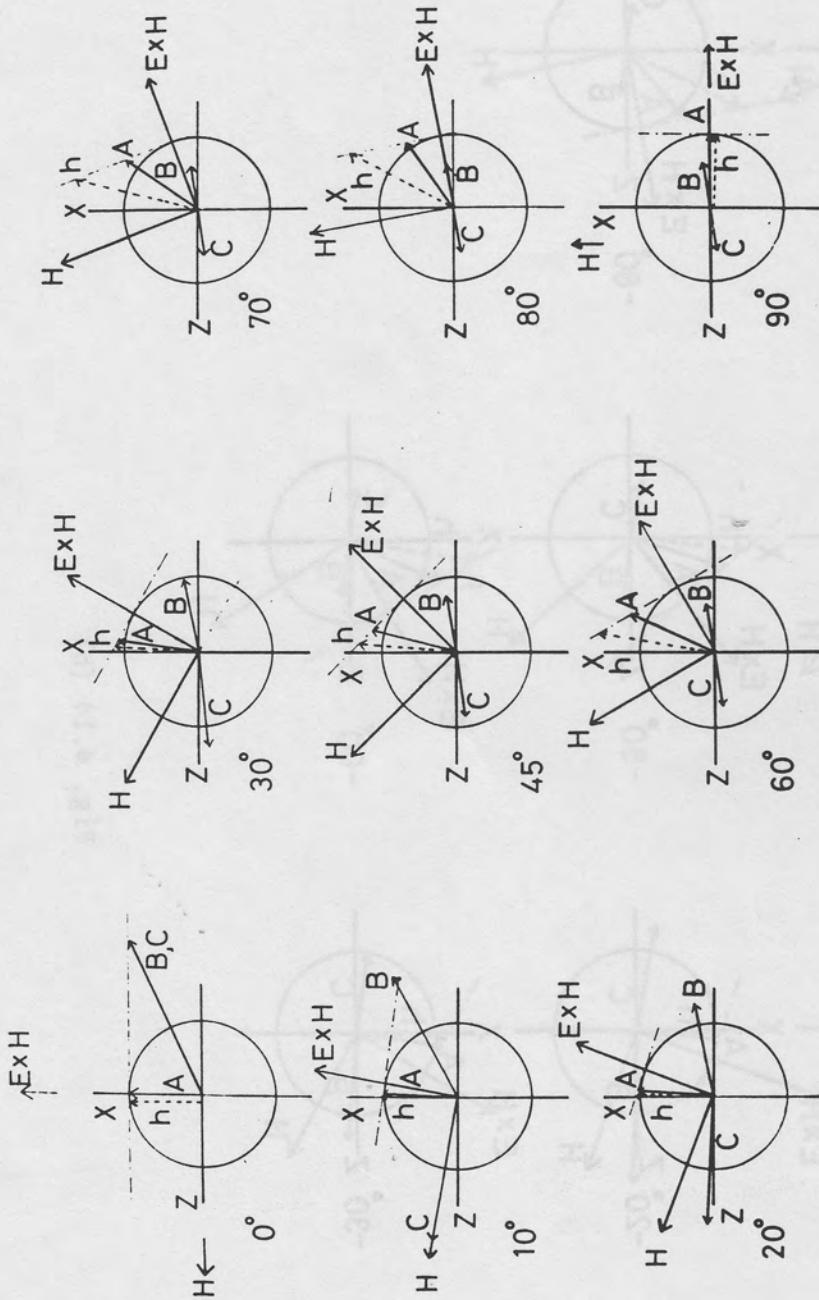


Fig. 4.14 (a)

Fig. 4.14 (a) and (b)

: The drift velocity of a, b, c and hole pocket. Magnetic field direction is in the ZX plane. The radius of the circle is $\eta = c E / H$.

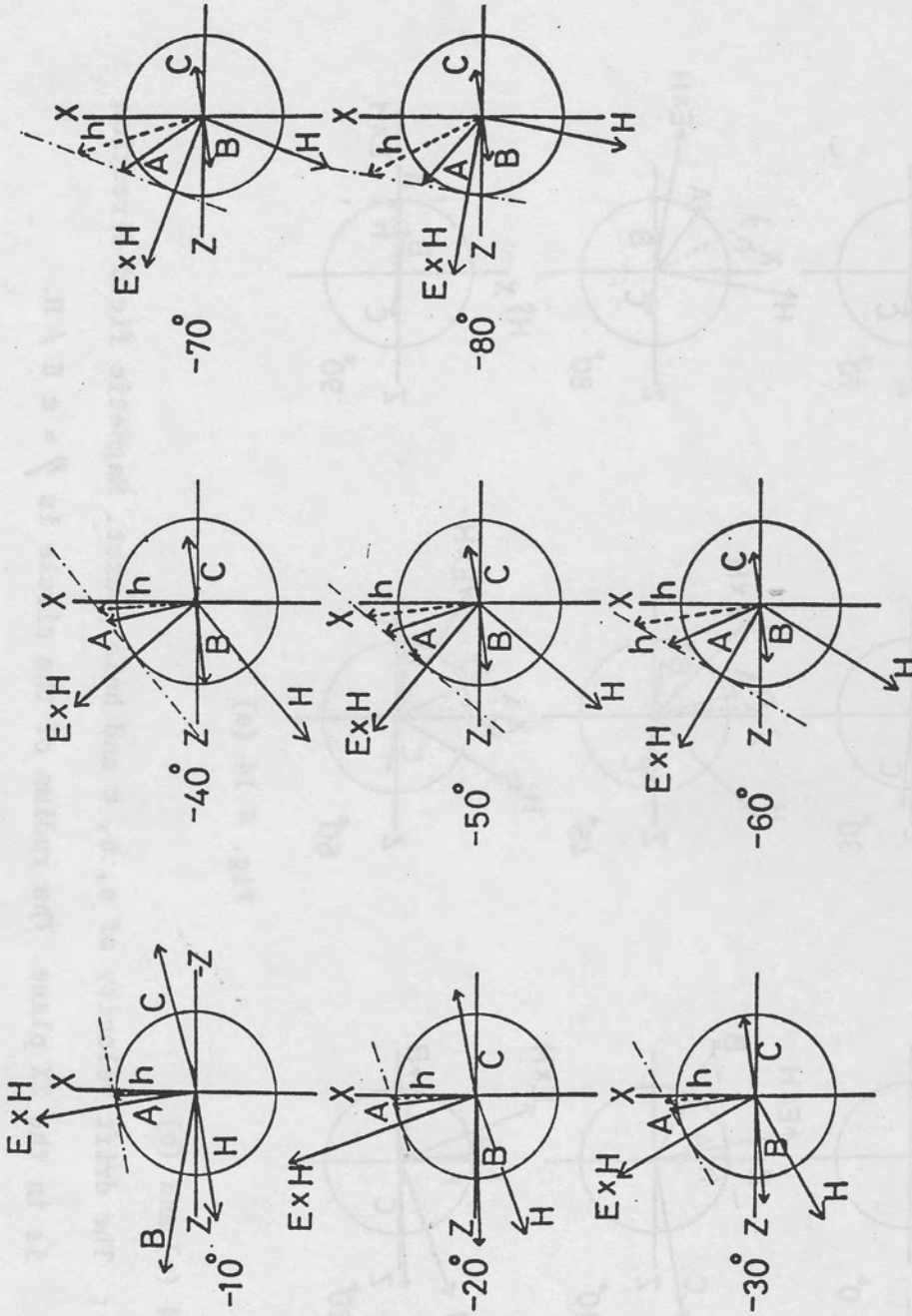


Fig. 4.14 (b)

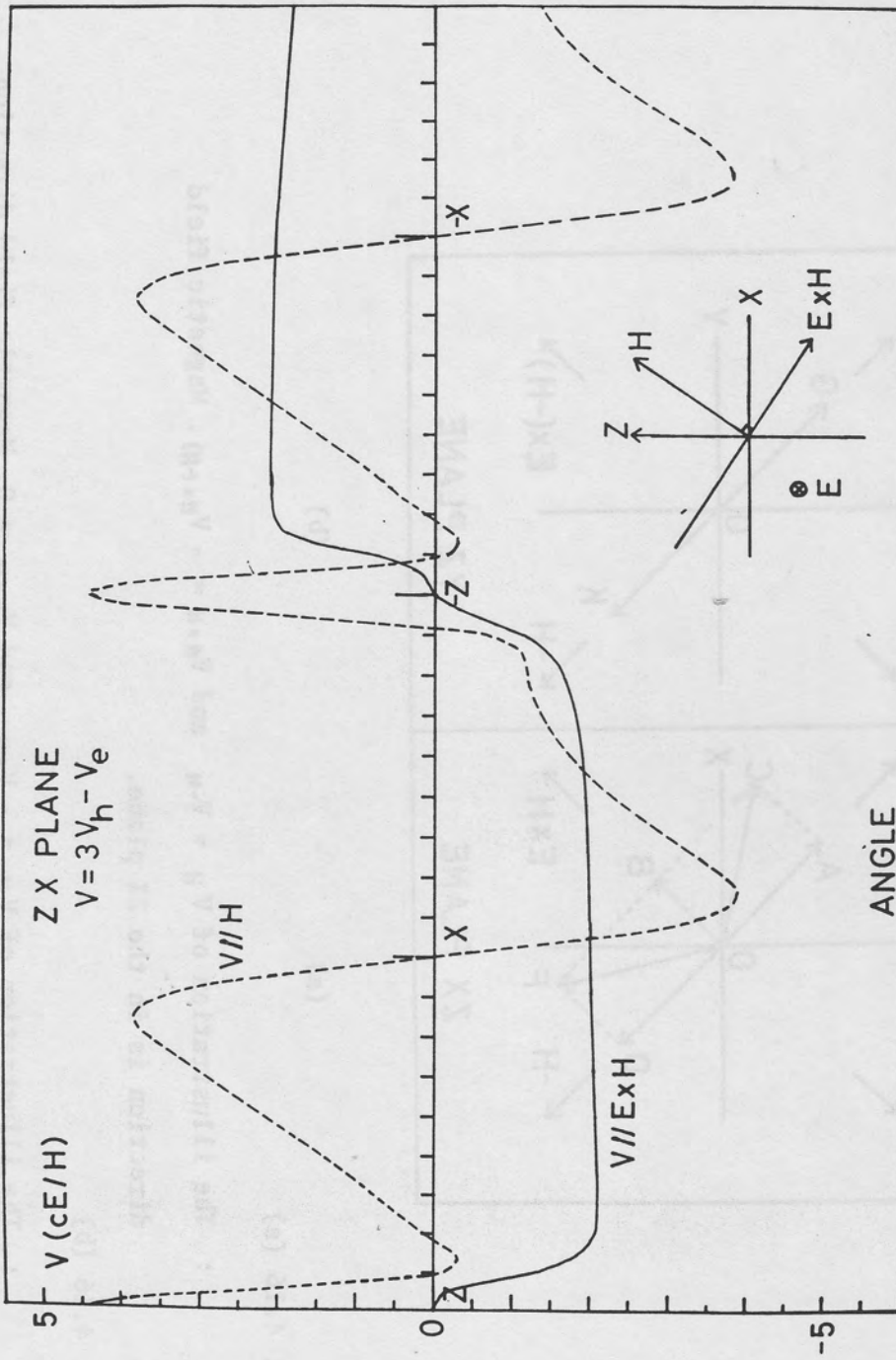
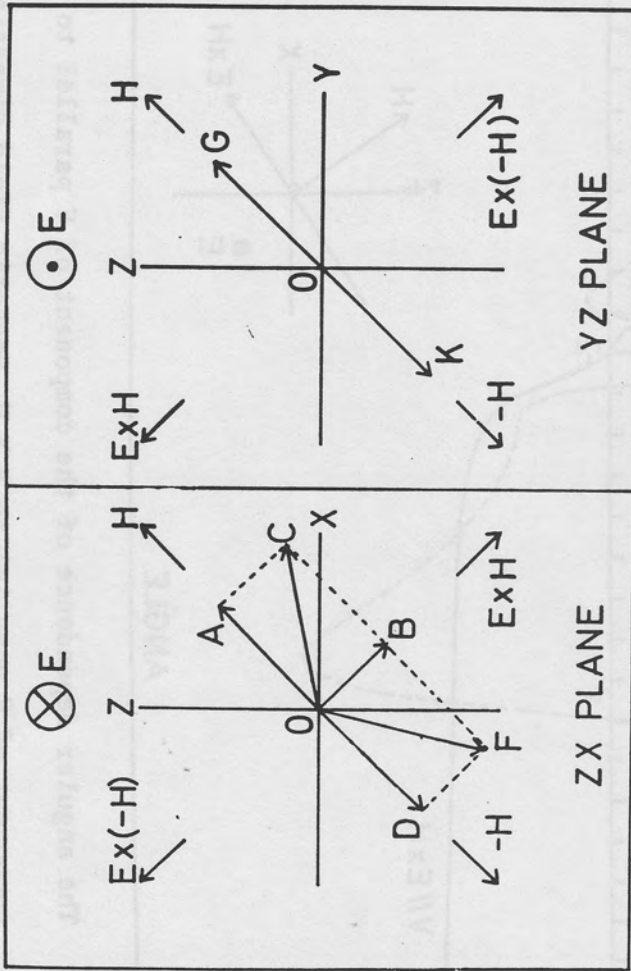


Fig. 4.15: The angular dependence of the component of V parallel to H and the component of V parallel to $E \times H$. Magnetic field direction is in the ZX plane.



(a)

(b)

Fig. 4.16 (a)

: The illustration of $V_H = V_{-H}$ and $V_{E \times H} = -V_{E \times (-H)}$. Magnetic field direction is in the ZX plane.

Fig. 4.16 (b)

: The illustration of $V_H = -V_{-H}$ and $V_{E \times H} = 0$. Magnetic field direction is in the YZ plane.

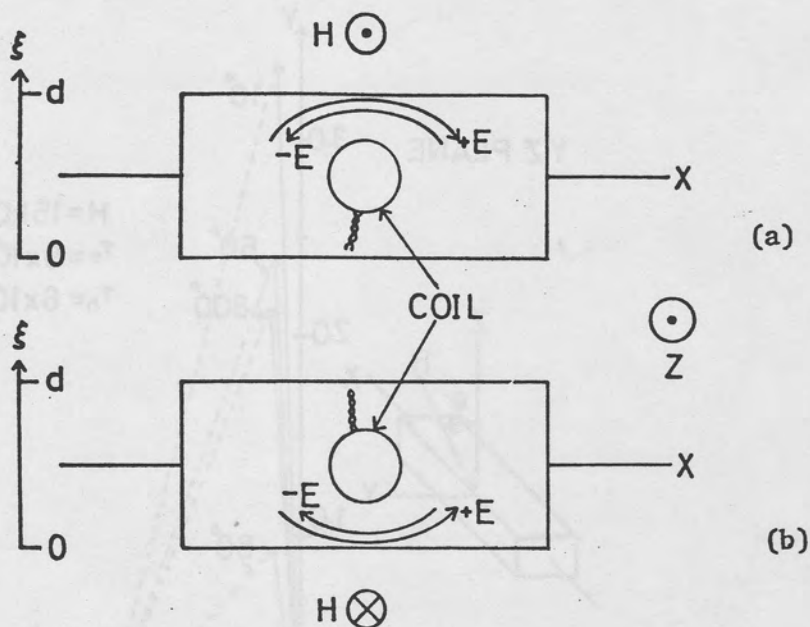


Fig. 4.17 (a) and (b):

The position and the direction of the surface current path for the reversal of the magnetic field and the electric field ($H \parallel Z$, $I \parallel X$, $T = 1.5 \text{ K}$).

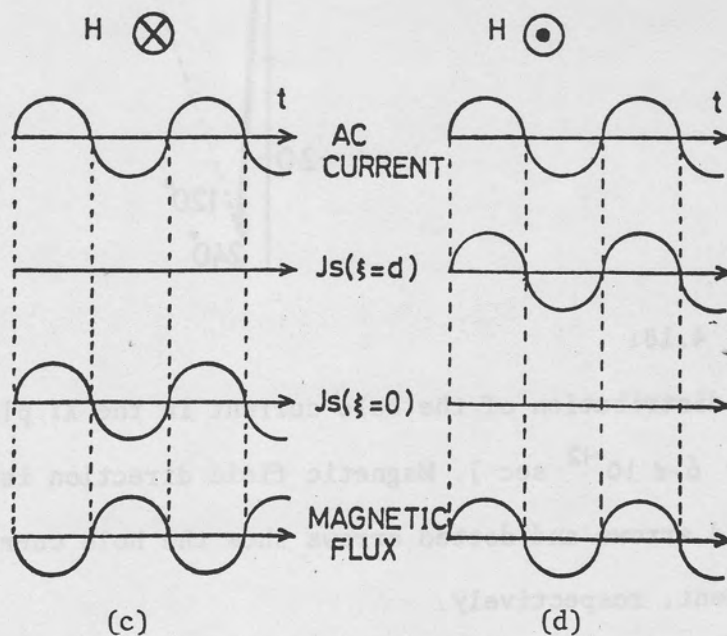


Fig. 4.17 (c) and (d):

The variation with respect to time of the magnetic flux induced in the sample. (c): $H > 0$, (d): $H < 0$.

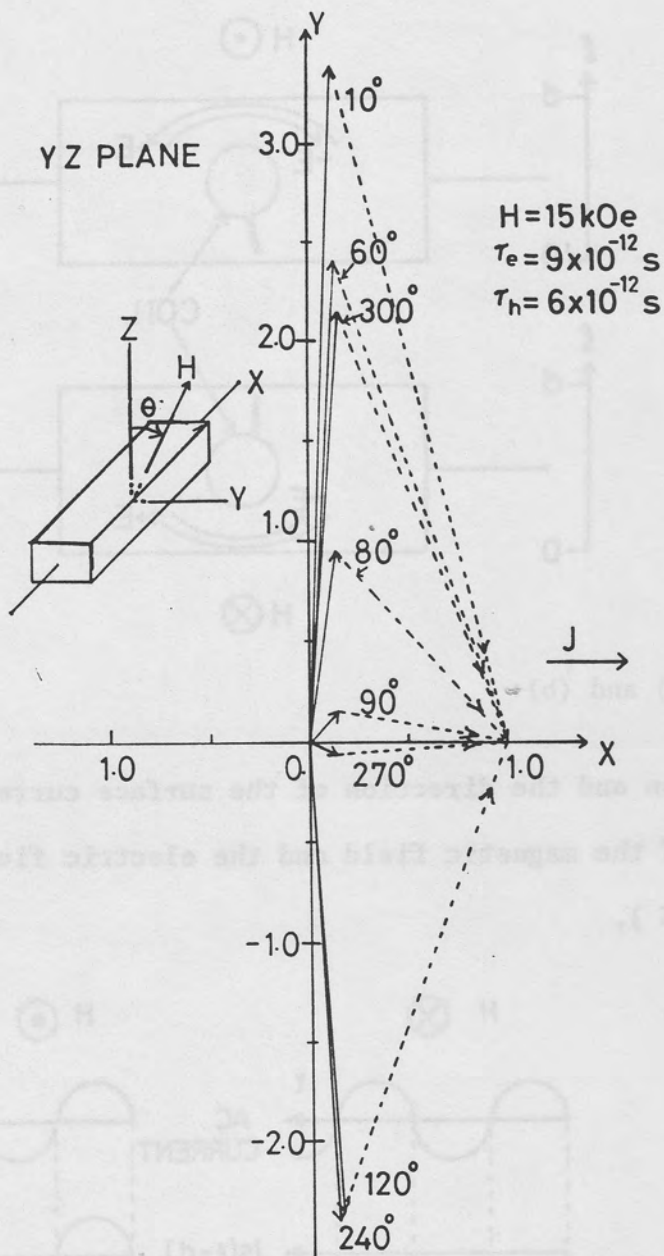


Fig. 4.18:

The distribution of the hole current in the XY plane ($\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec). Magnetic field direction is in the YZ plane. Solid arrows and dotted arrows show the hole current and the electron current, respectively.

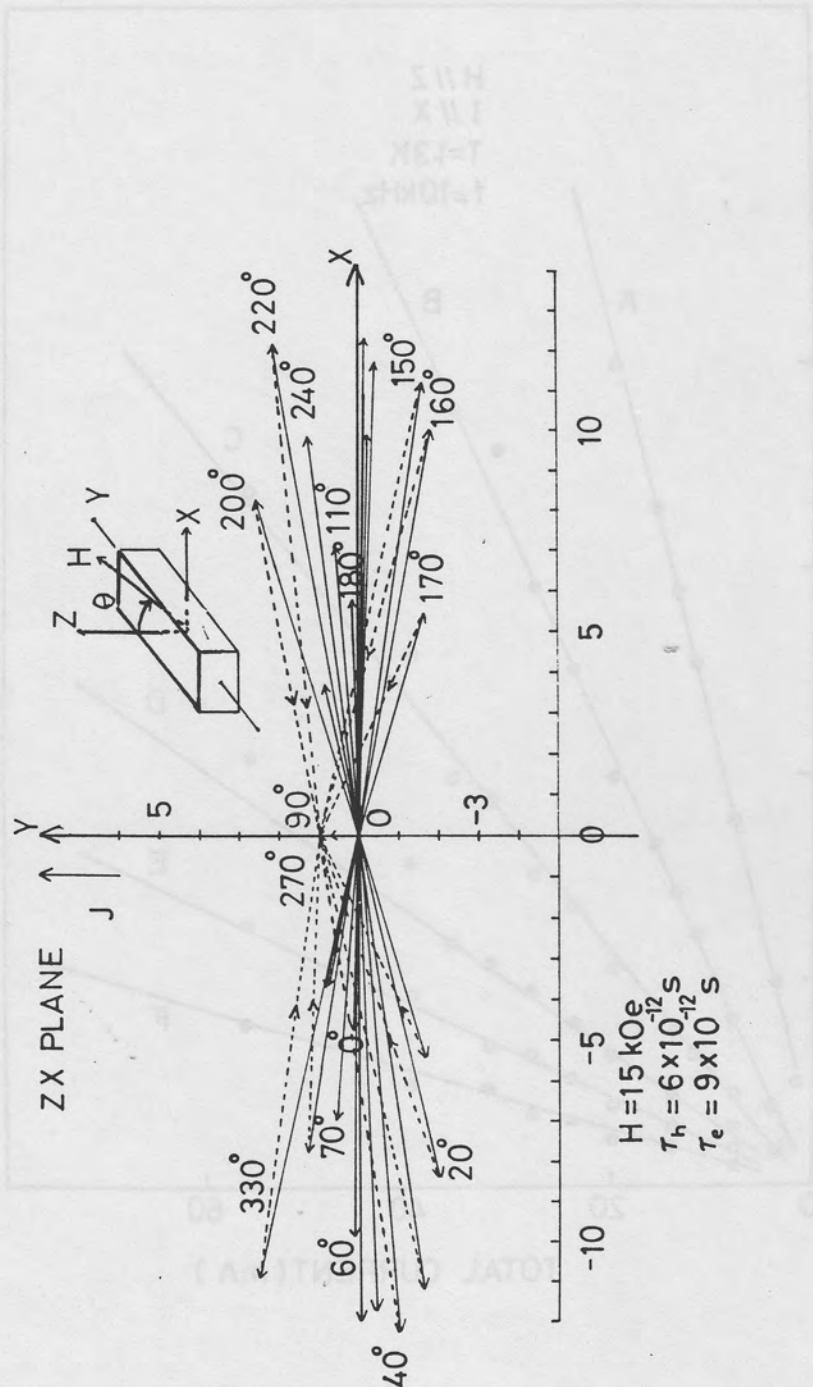


Fig. 4.19: The distribution of the hole current in the XY plane ($\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec, $H = 15$ kOe). Magnetic field direction is in the ZX plane. $J_y // Y, J_x = 1$.

Solid arrows and dotted arrows show the hole current and the electron current respectively.

AMPLITUDE

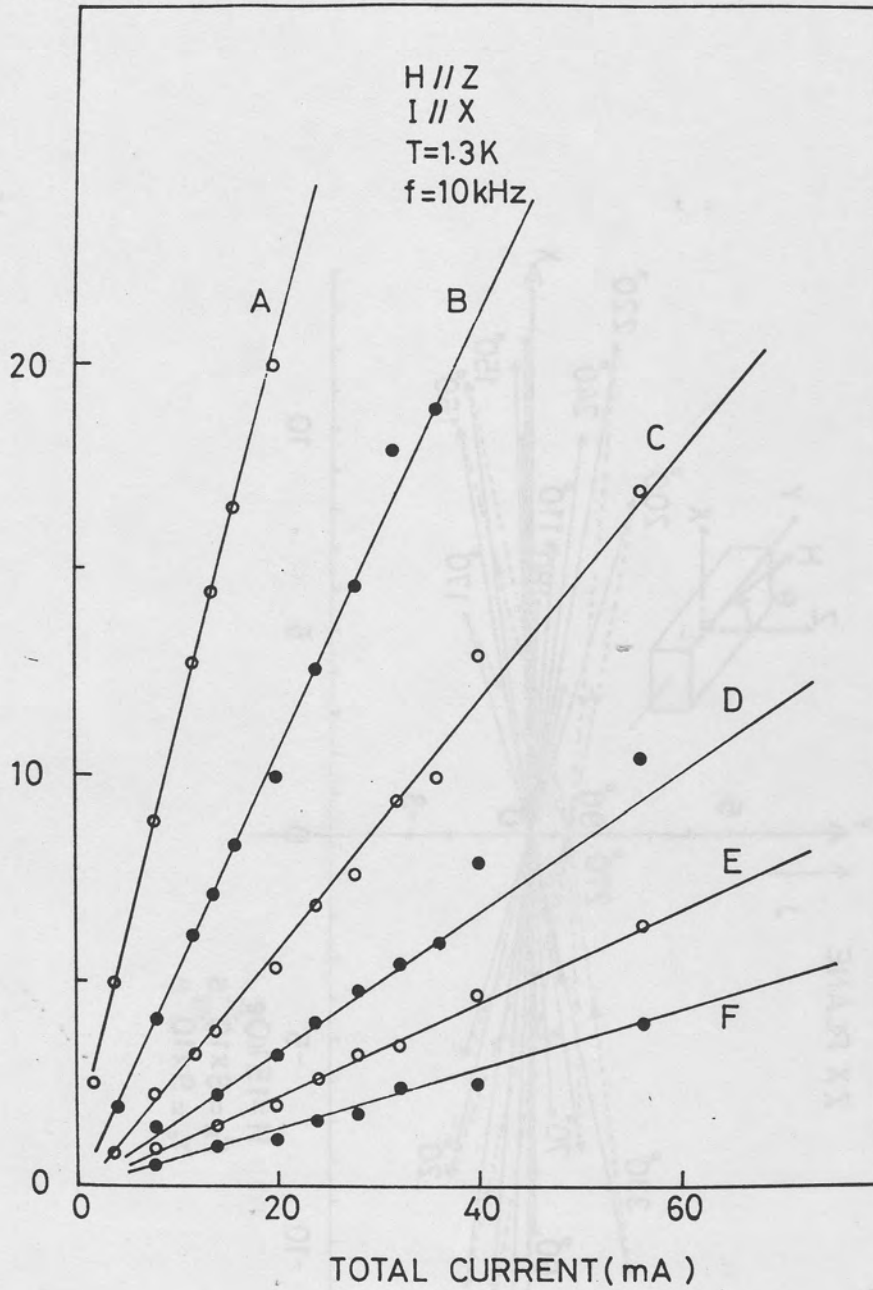


Fig. 4.20:

The dependence of the amplitude of the quantum oscillation in $V_{zx} (H)$ at its extremum upon the root mean square value of the alternating current. ($H // Z$, $\tilde{I} // X$, $T = 1.3 \text{ K}$, $f = 10 \text{ kHz}$). $A = 27 \text{ kOe}$, $B = 18.6 \text{ kOe}$, $C = 14.2 \text{ kOe}$, $D = 11.4 \text{ kOe}$, $E = 9.4 \text{ kOe}$ and $F = 8.0 \text{ kOe}$ as the extrema of the quantum oscillation.

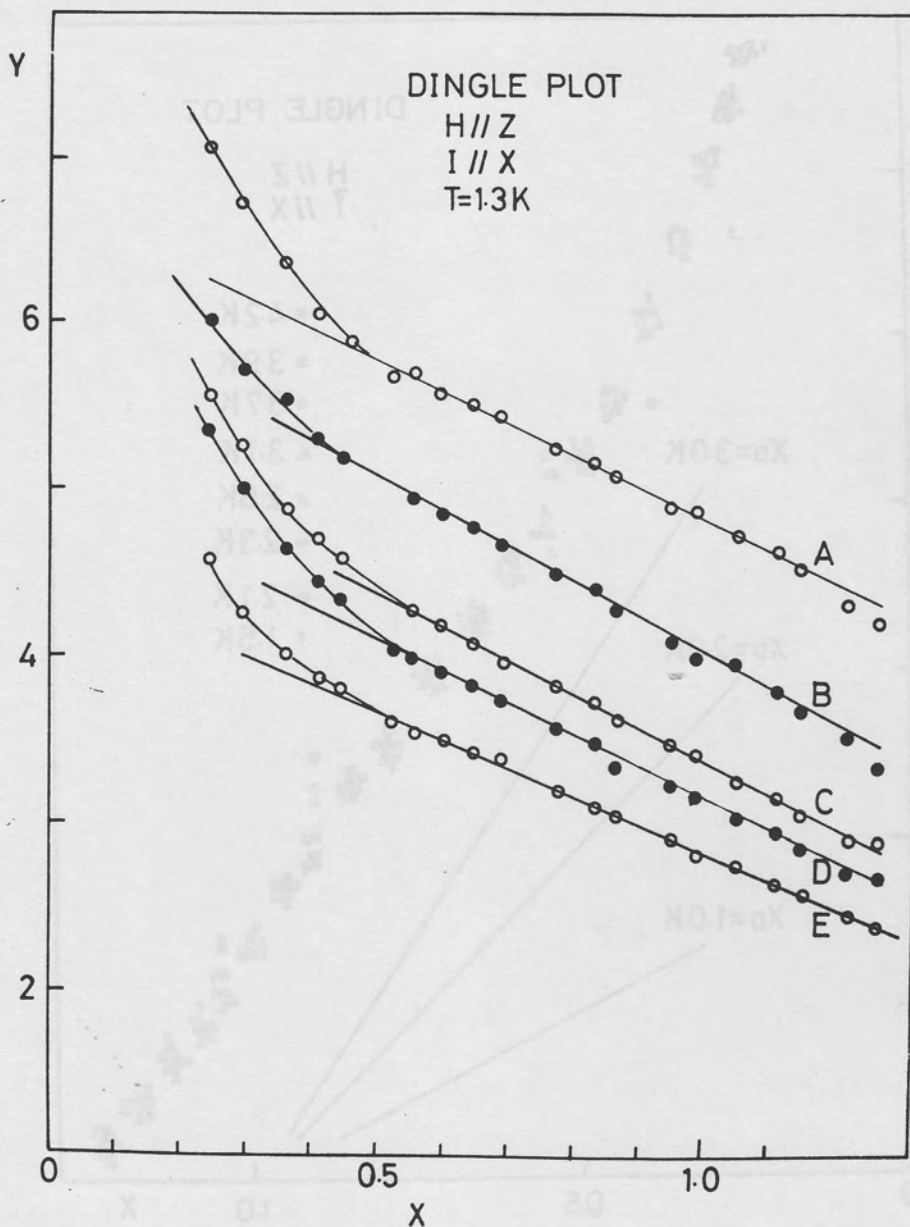


Fig. 4.21:

The Dingle plot of Fig. 3.8.

A = 30 kHz, B = 15 kHz, C = 9 kHz, D = 7 kHz, E = 0.5 kHz.

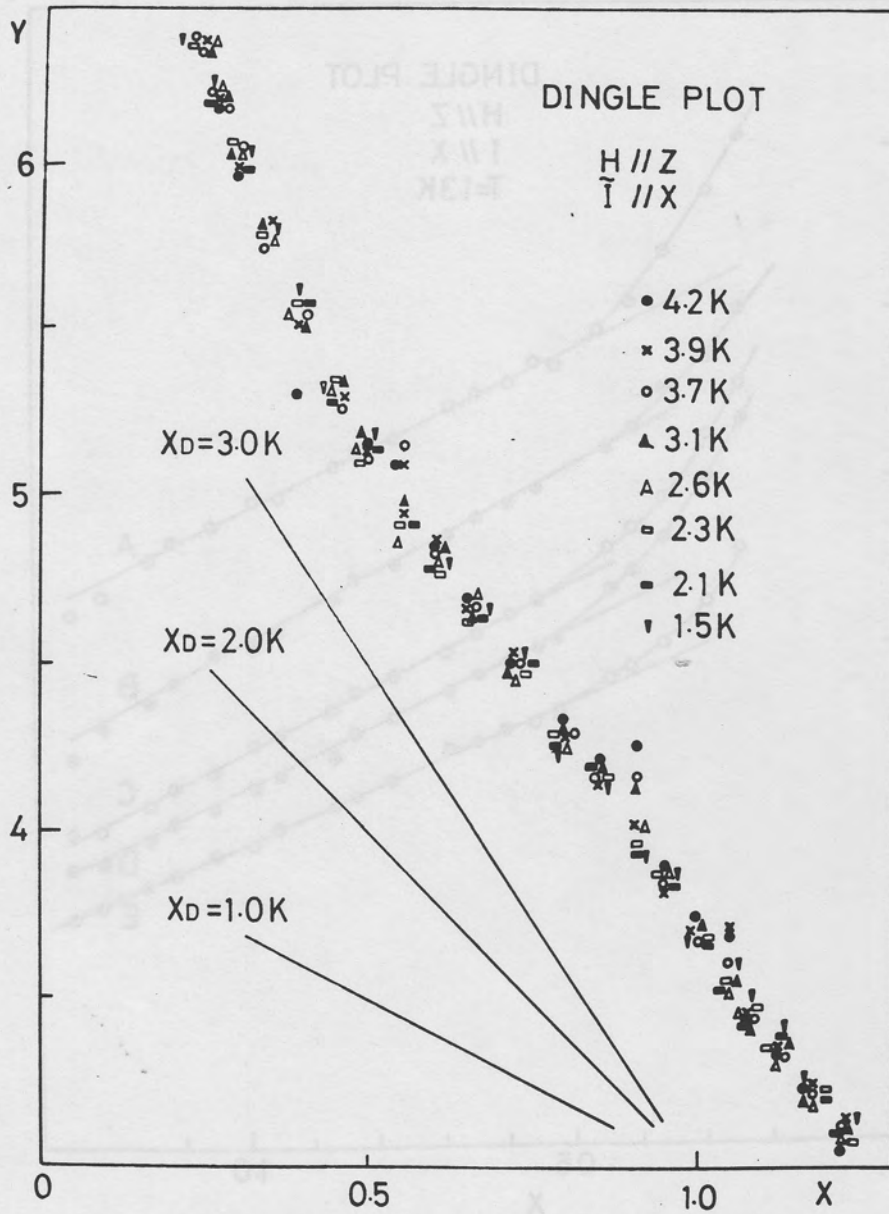


Fig. 4.22: The Dingle plot of Fig. 3.6.

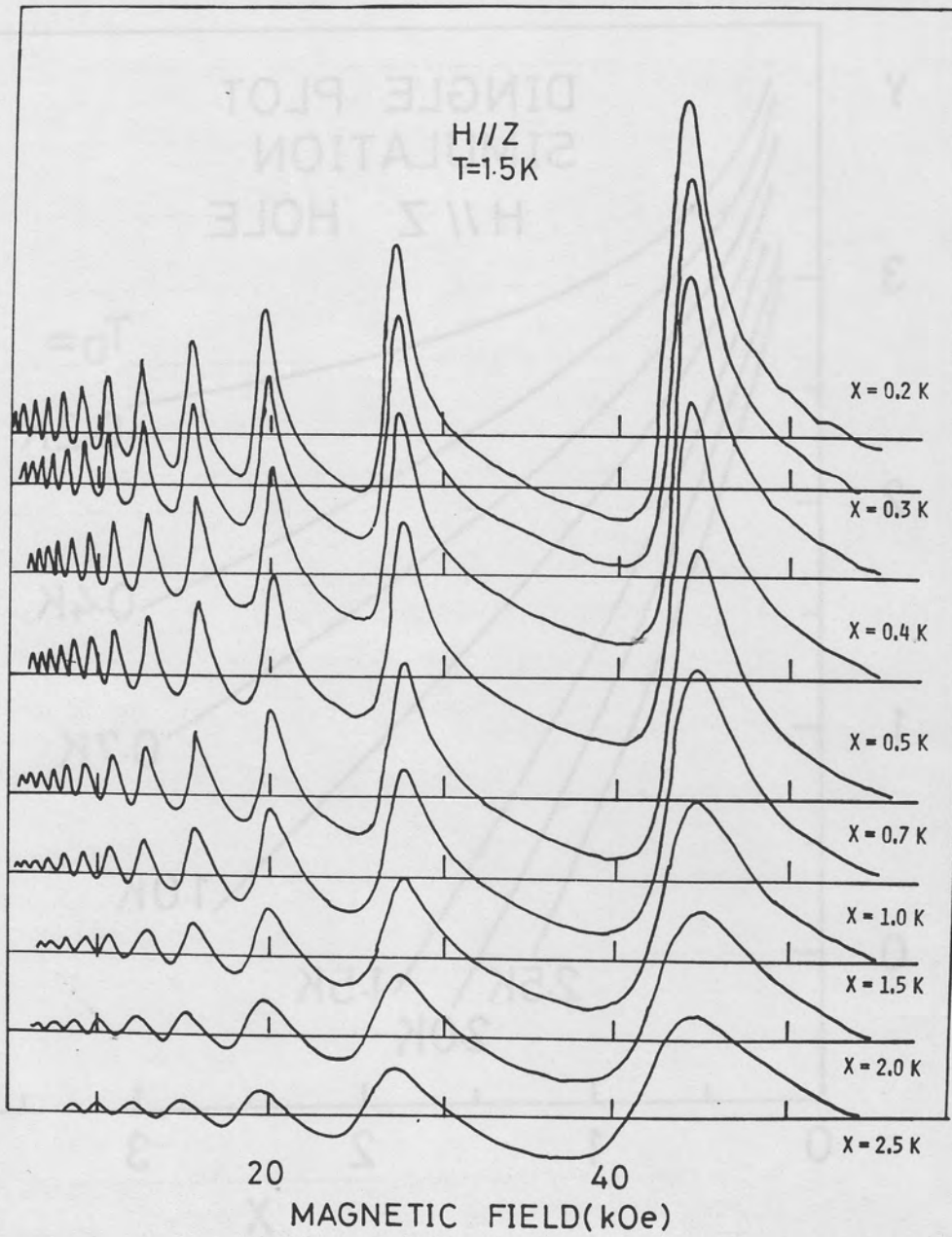


Fig. 4.23:

The computer simulation of the Shubnikov de Haas oscillation, σ_{osc} .
(H // Z, T = 1.5 K, hole oscillation). X is a Dingle temperature.

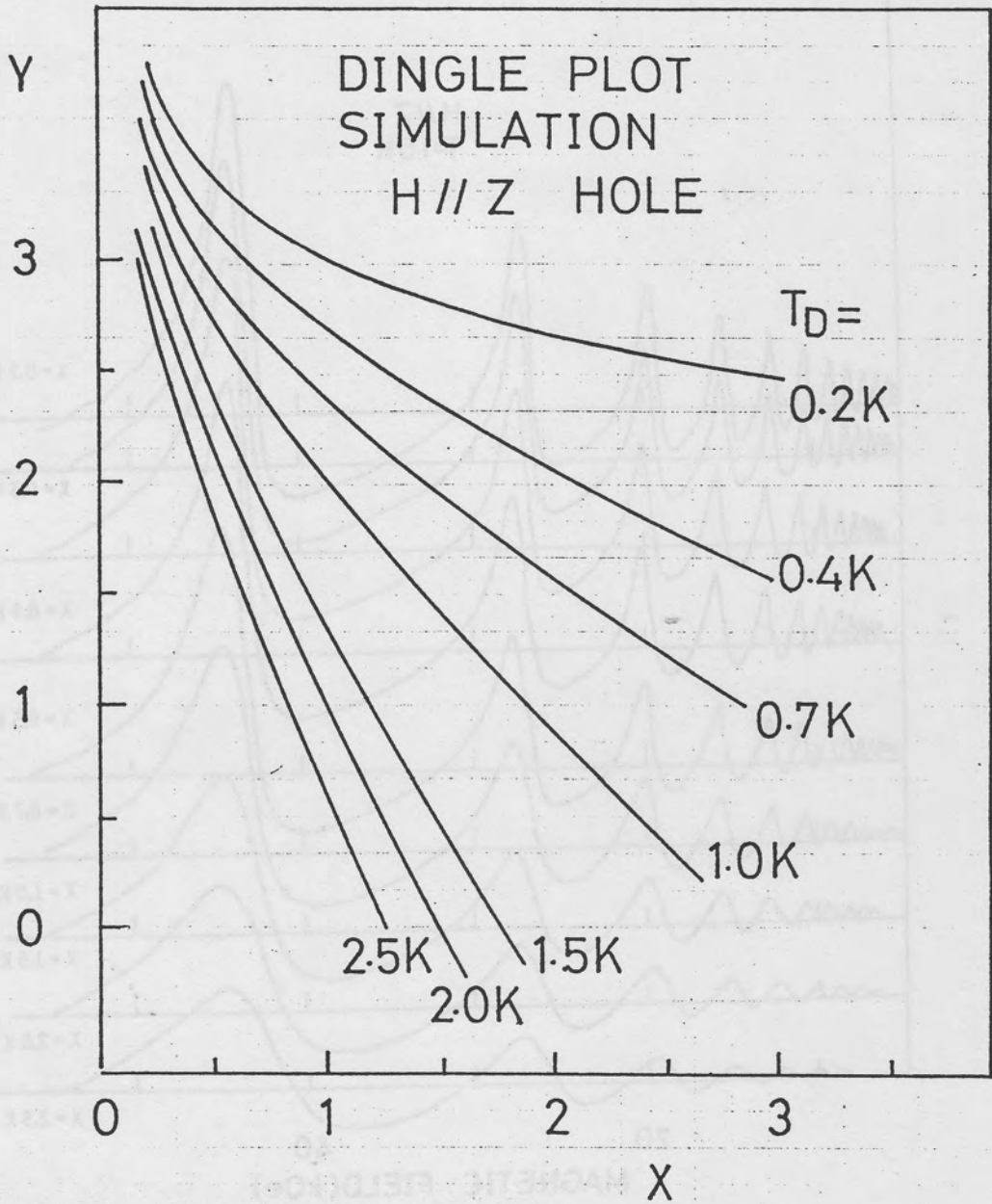


Fig. 4.24: The Dingle plot of Fig. 4.23

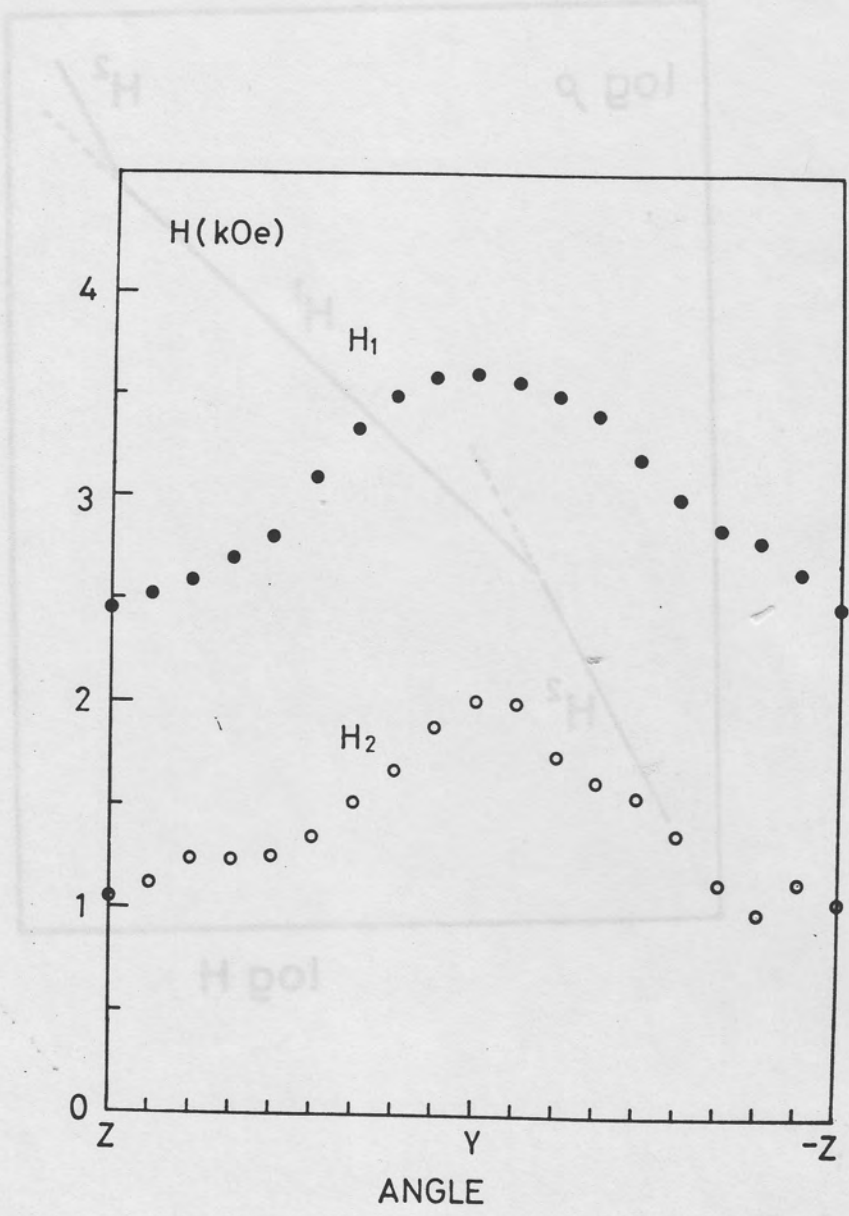


Fig. 4.25:

The angular dependence of H_1 and H_2 . Magnetic field direction is in the YZ plane. ($T = 1.5 K$).

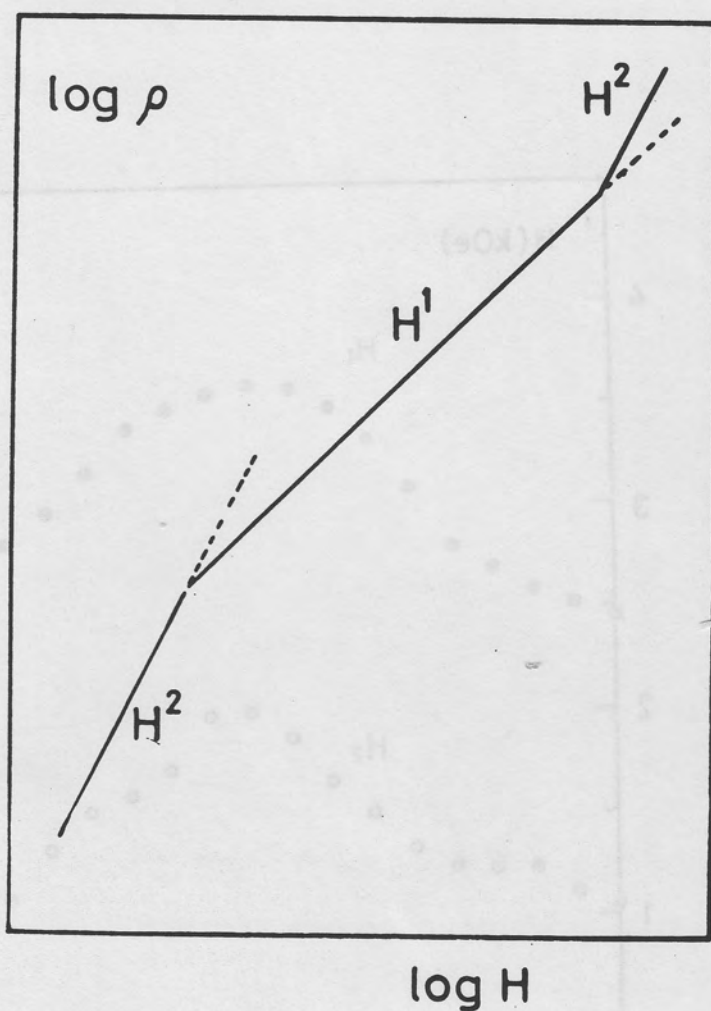


Fig. 4.26:

The magnetic field dependence of the transverse magnetoresistance predicted by the theory of the static skin effect. (by Azbel').

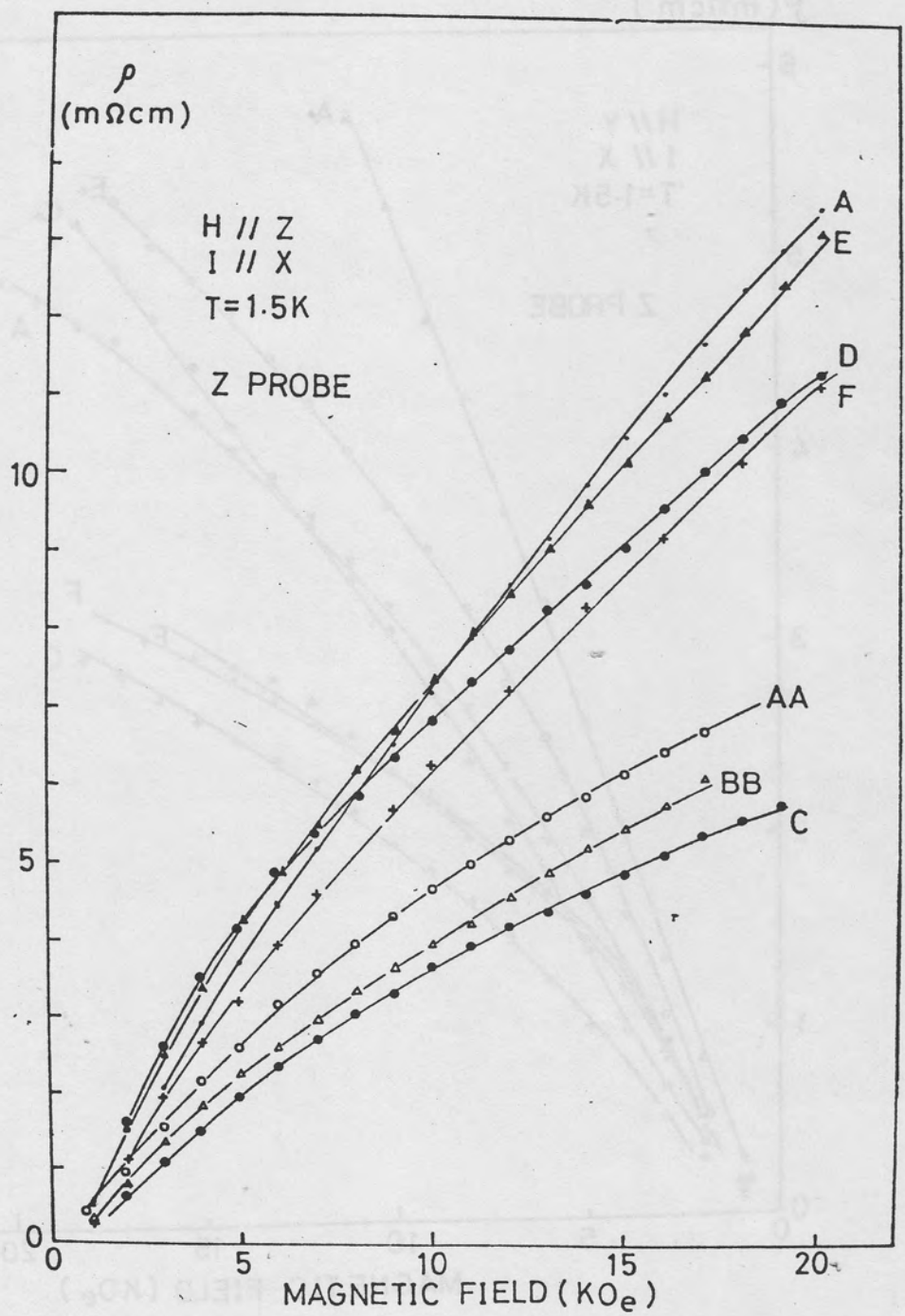


Fig. 4.27 (a):

The magnetic field dependence of the non-oscillatory part of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Z probe. ($H // Z, I // X, T = 1.5 K$).

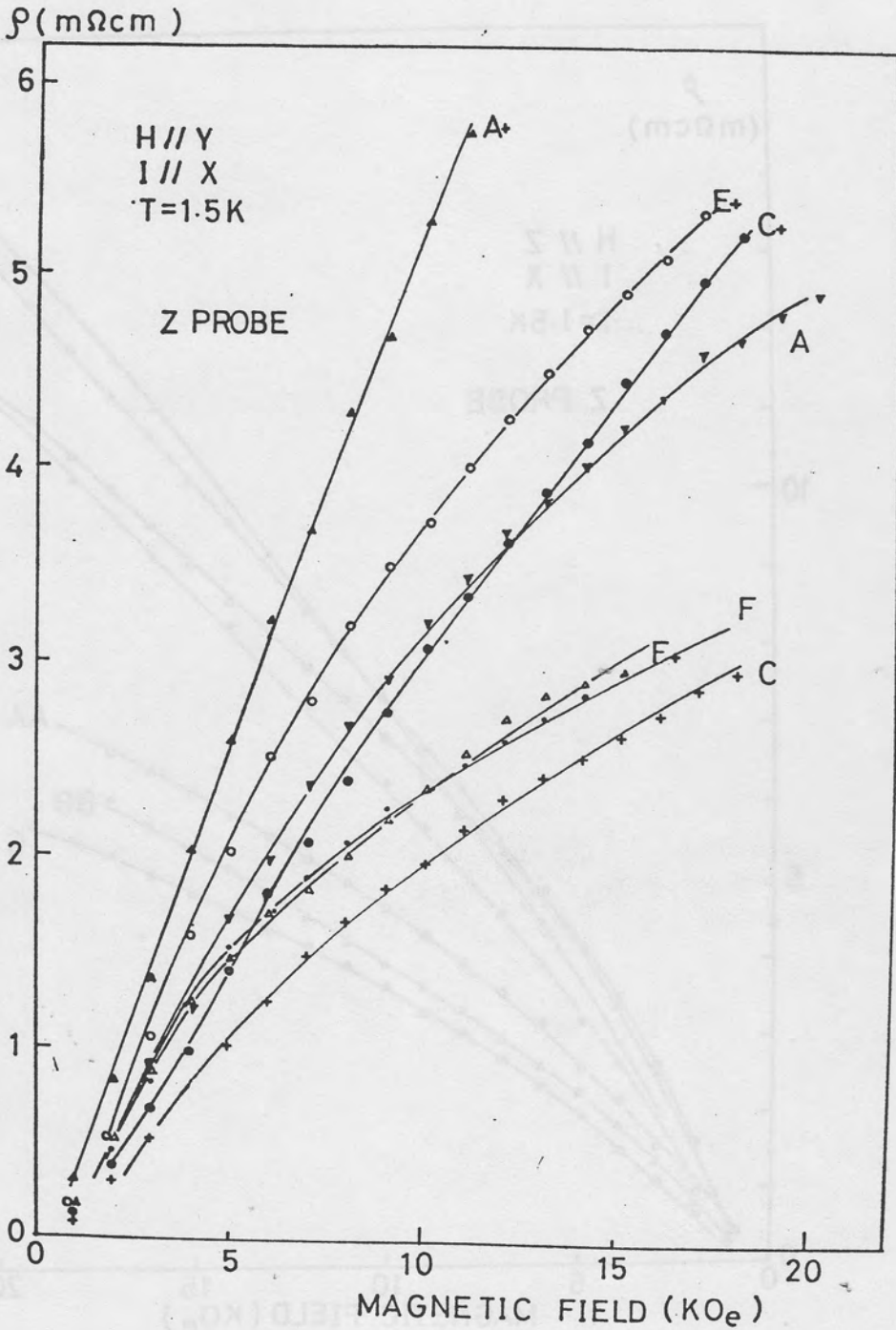


Fig. 4.27 (b)

Fig. 4.27 (b) and (c):

The magnetic field dependence of the non-oscillatory part of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Z probe. ($H // Y$, $I // Y$, $T = 1.5$ K). A+ corresponds to # A and $H > 0$. A corresponds to # A and $H < 0$.

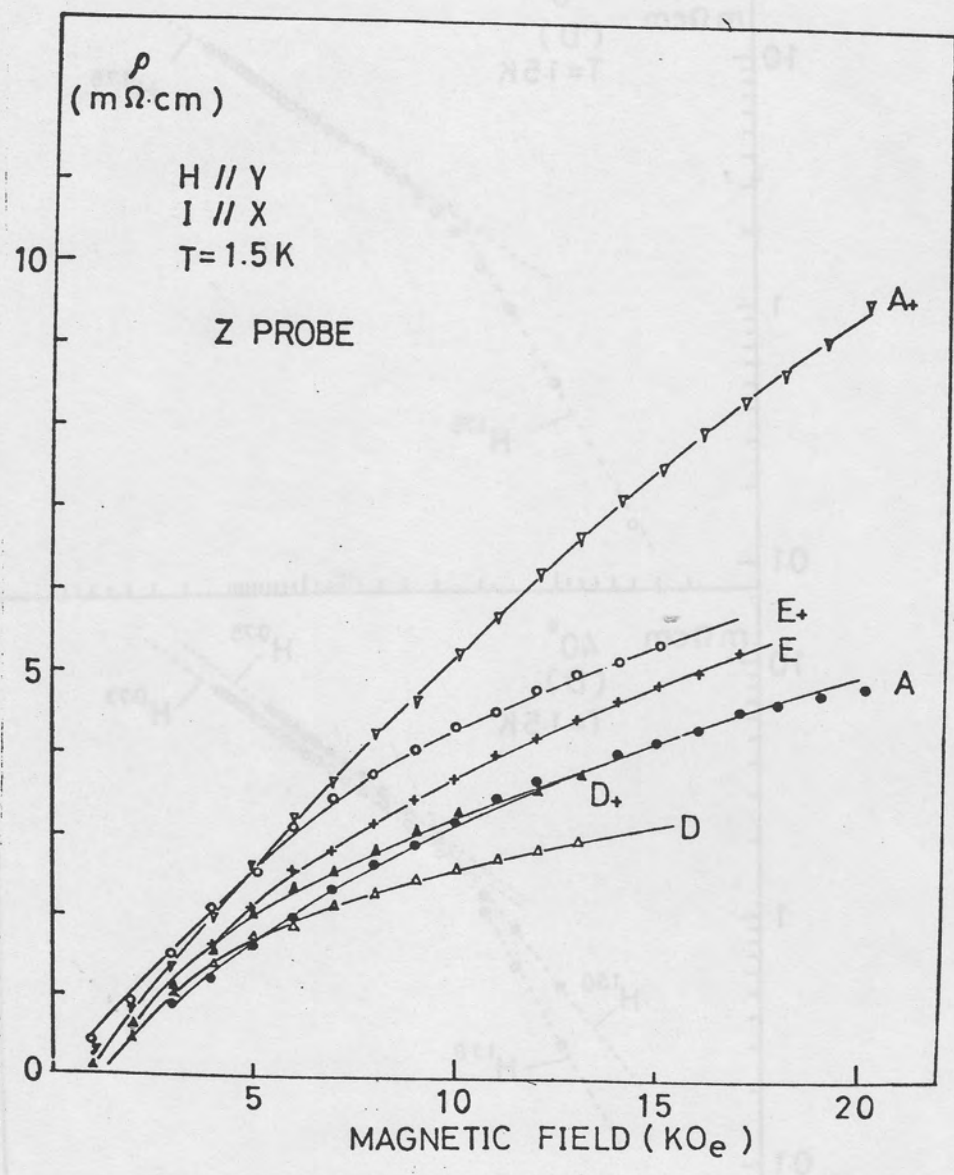


Fig. 4.27 (c)

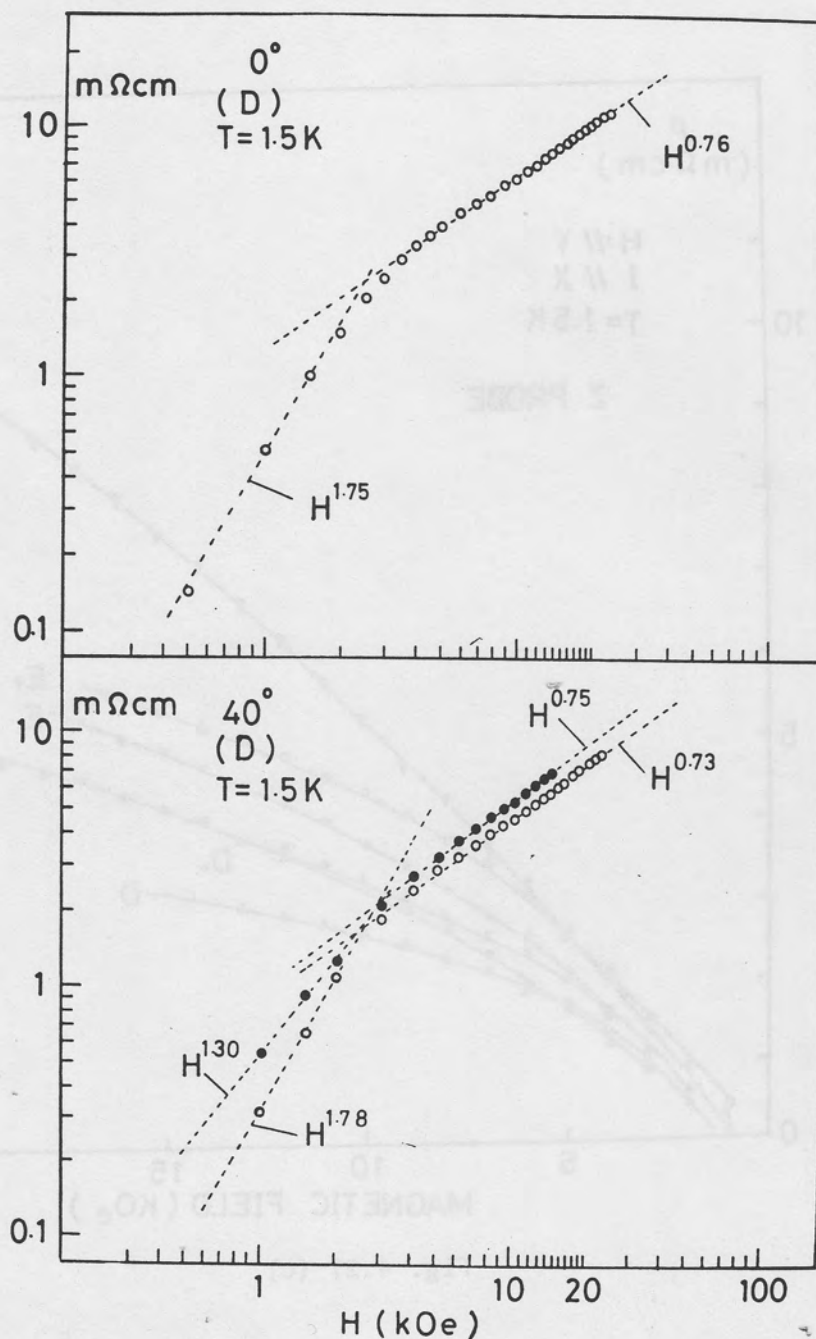


Fig. 4.28 :

The magnetic field dependence of the non-oscillatory part of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Z probe (# D, $T = 1.5 K$, $I \parallel X$). Magnetic field direction is in the YZ plane. The white mark and the black mark correspond to $+H$ and $-H$, respectively.

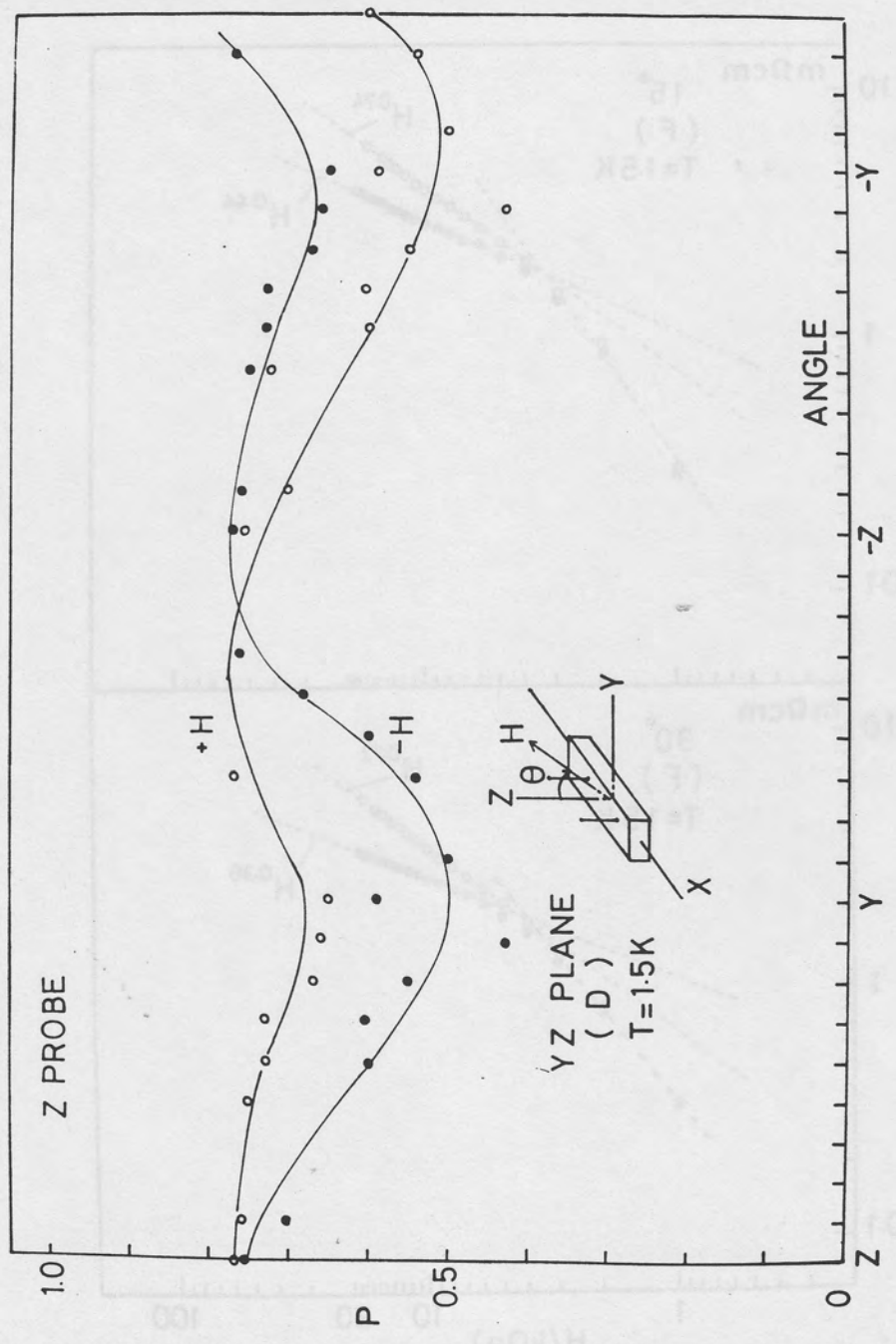


Fig. 4.29: The angular dependence of p (# D, $T = 1.5$ K, $I // X$, Z probe).

Magnetic field direction is in the YZ plane.

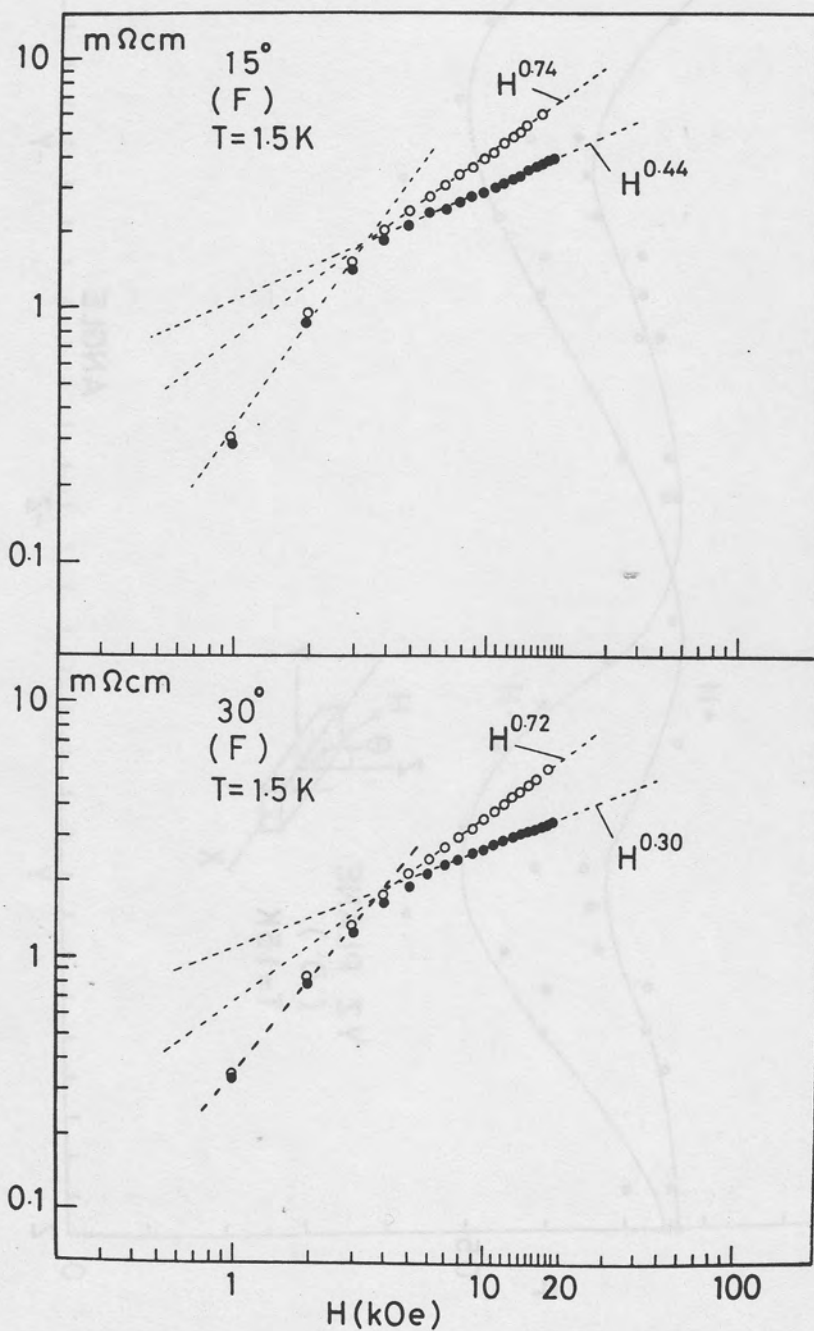


Fig. 4.30:

The magnetic field dependence of the non-oscillatory part of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Y probe (# F, $T = 1.5 \text{ K}$, $I \parallel X$). Magnetic field direction is in the YZ plane.

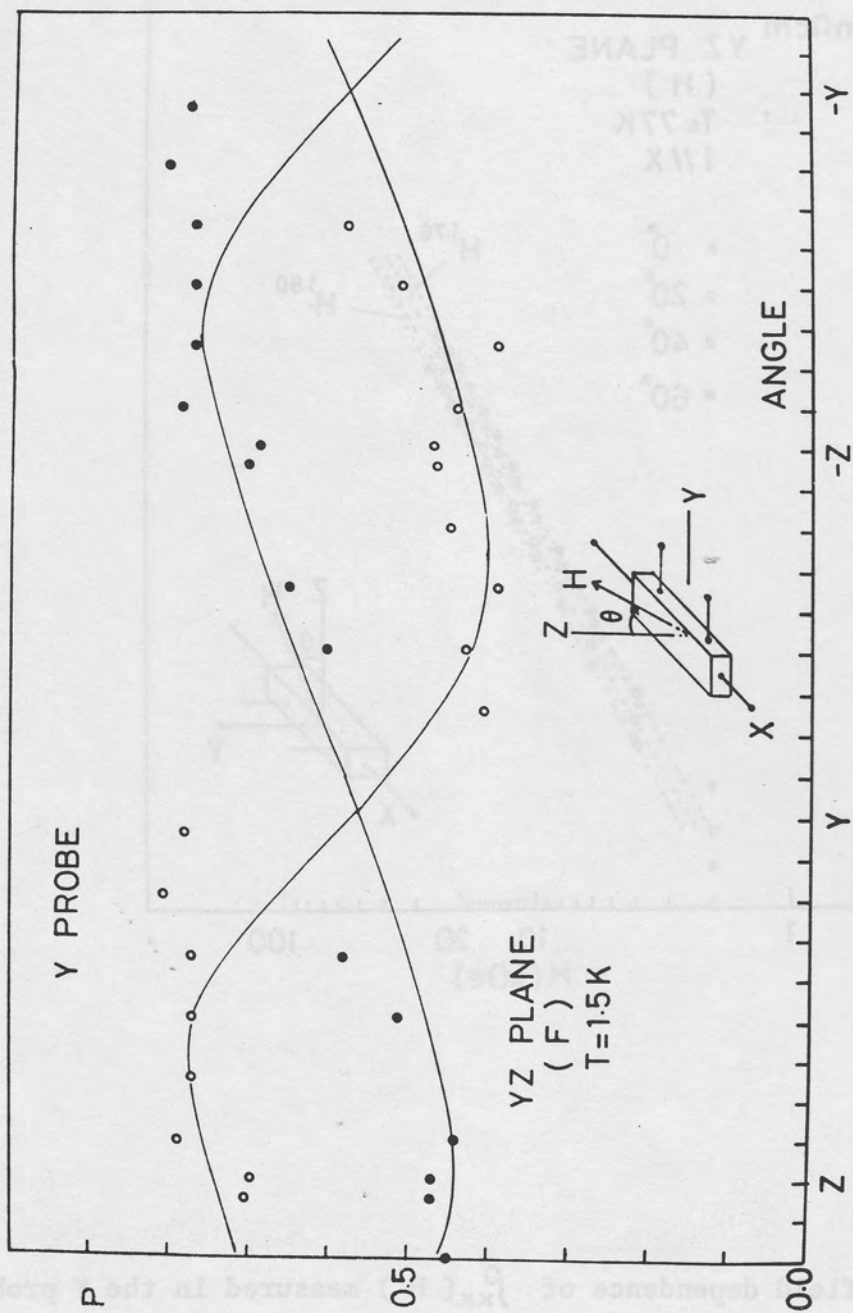


Fig. 4.31: The angular dependence of p (# F, $T = 1.5$ K, $I \parallel X$, Y probe).

Magnetic field direction is in the YZ plane.

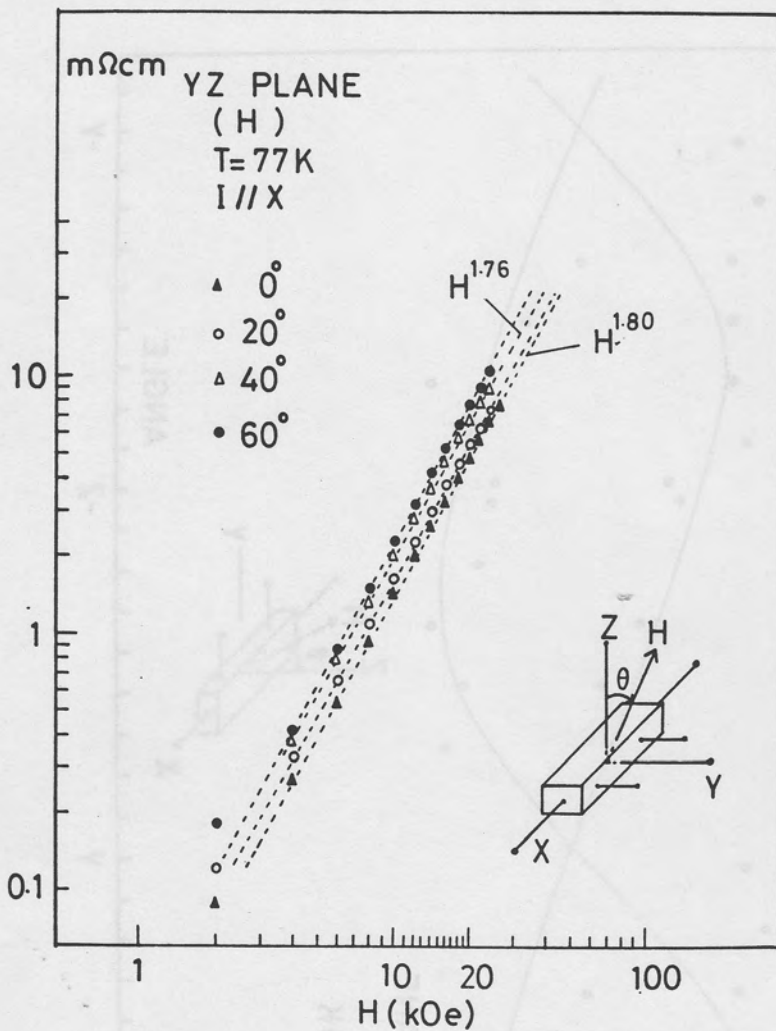


Fig. 4.32:

The magnetic field dependence of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Y probe (# H, $T = 77\text{K}$, $I // X$). Magnetic field direction is in the YZ plane.

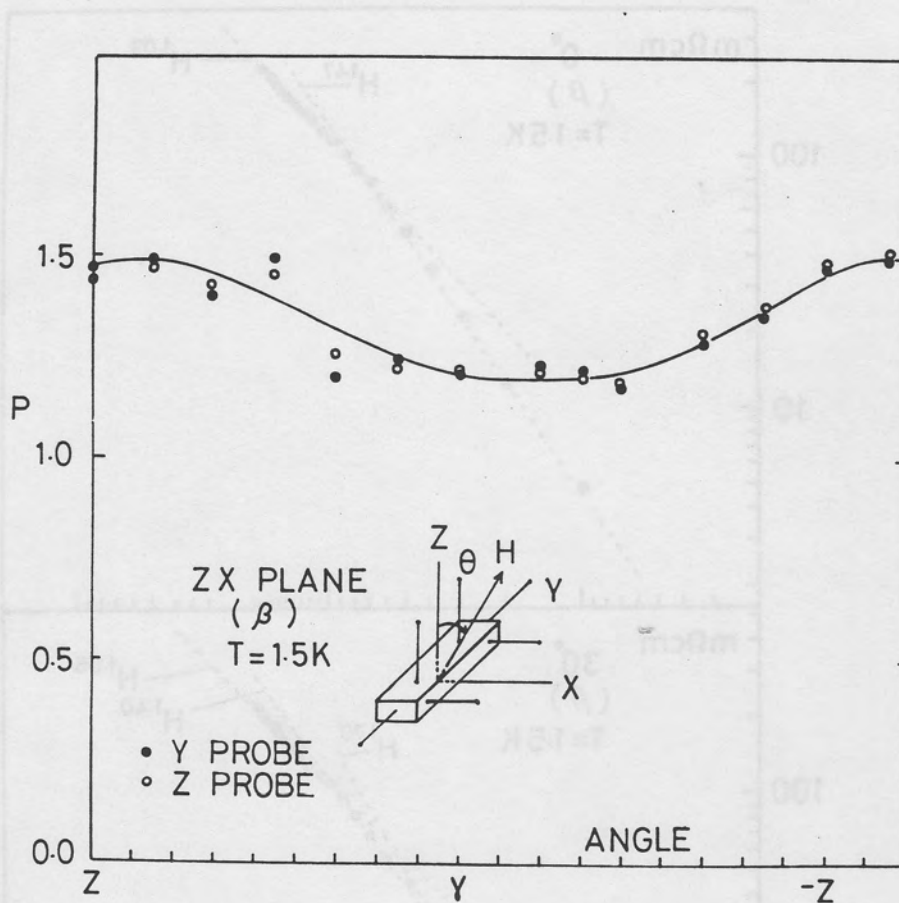


Fig. 4.34:

The angular dependence of p ($\# \beta$, $T = 1.5\text{ K}$, $I \parallel Y$, Z probe and X probe). Magnetic field direction is in the ZX plane.

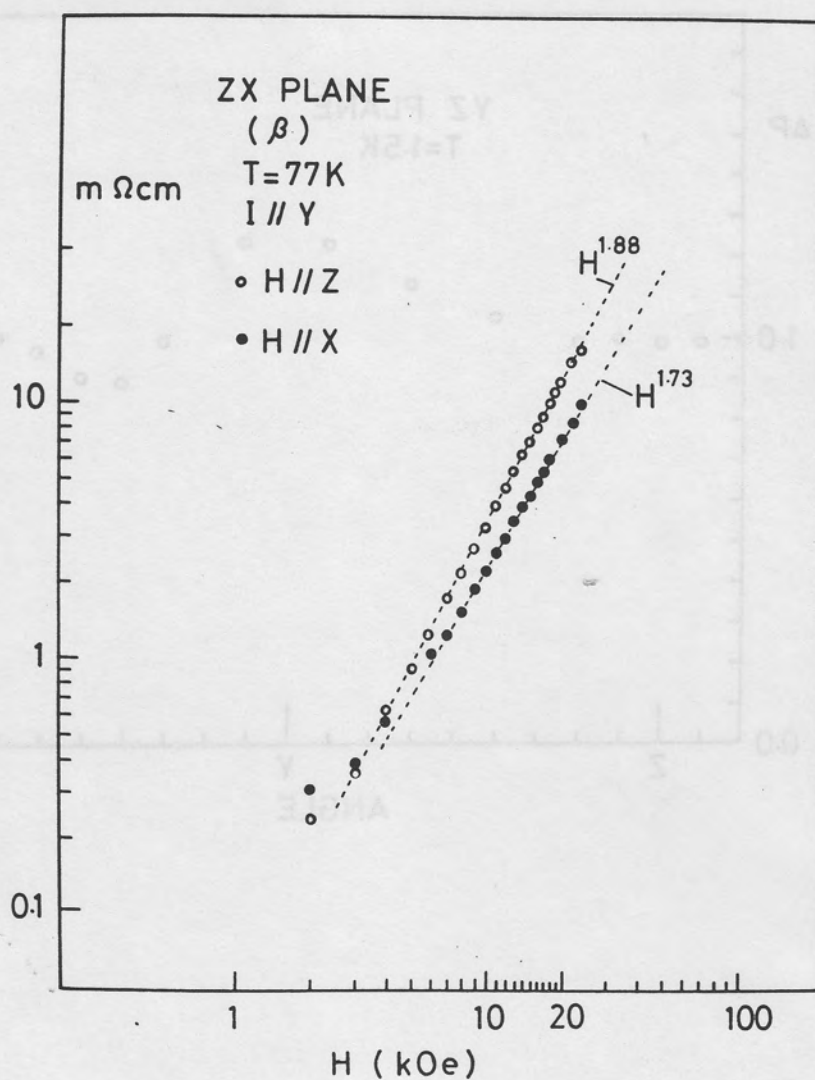


Fig. 4.35:

The magnetic field dependence of $\rho_{yy}(H)$ measured in the X probe (β , $T = 77\text{K}$, $I // Y$). Magnetic field direction is in the ZX plane.

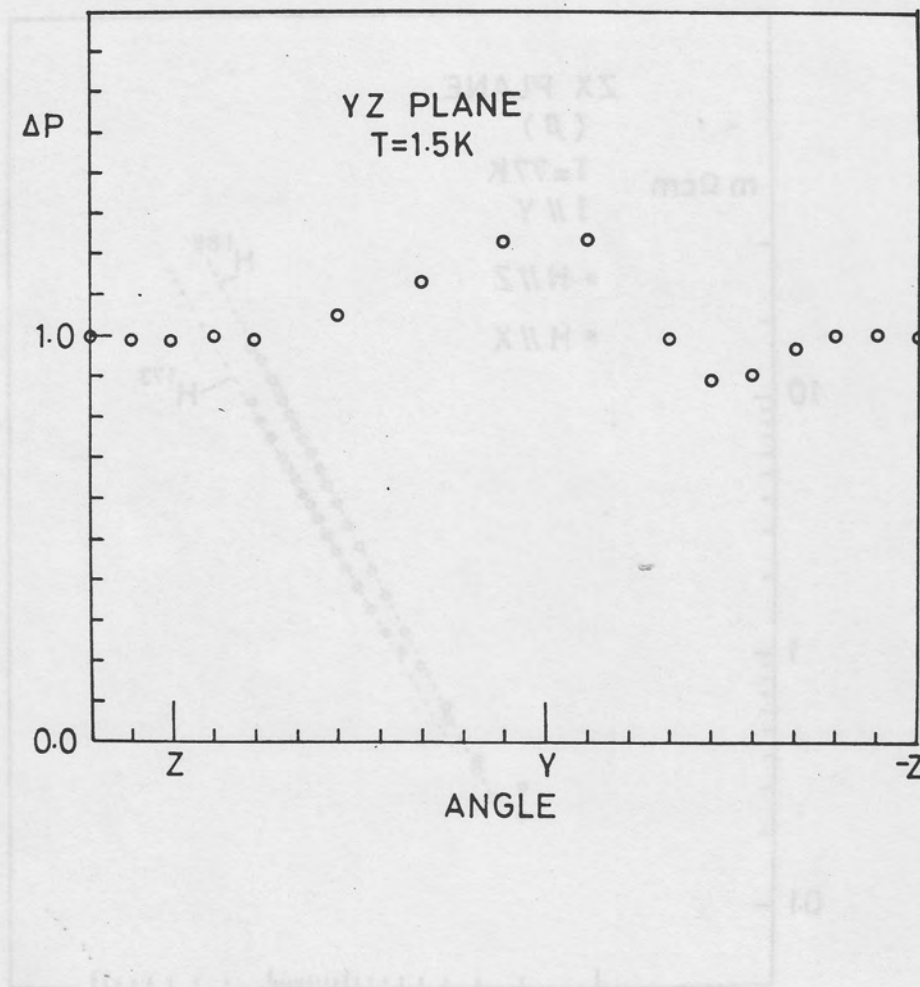


Fig. 4.36:

The angular dependence of $p_+ = (p_{1+} - p_{2+})$. Magnetic field direction is in the YZ plane.

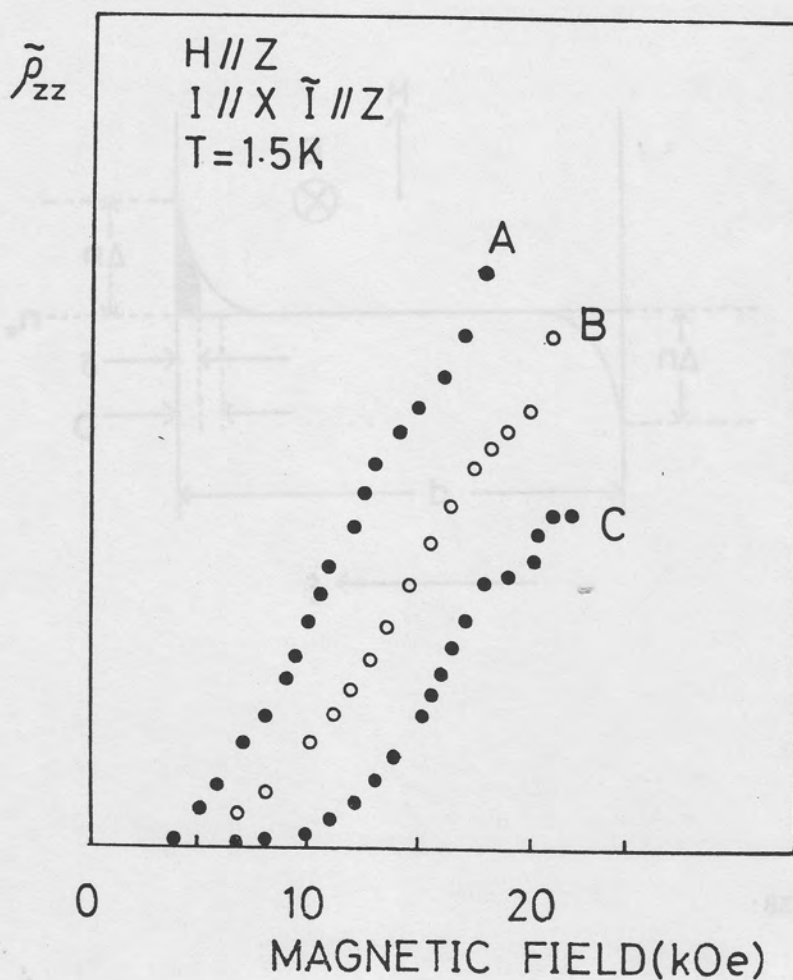


Fig. 4.37:

The magnetic field dependence of the electrical resistance parallel to the Z axis on the plane parallel to the magnetic field for the reversal of the electric field direction. (H // Z, I // X, \tilde{I} // Z, T = 1.5 K). A = 14.7 kHz, B = 9 kHz, C = 4.7 kHz.

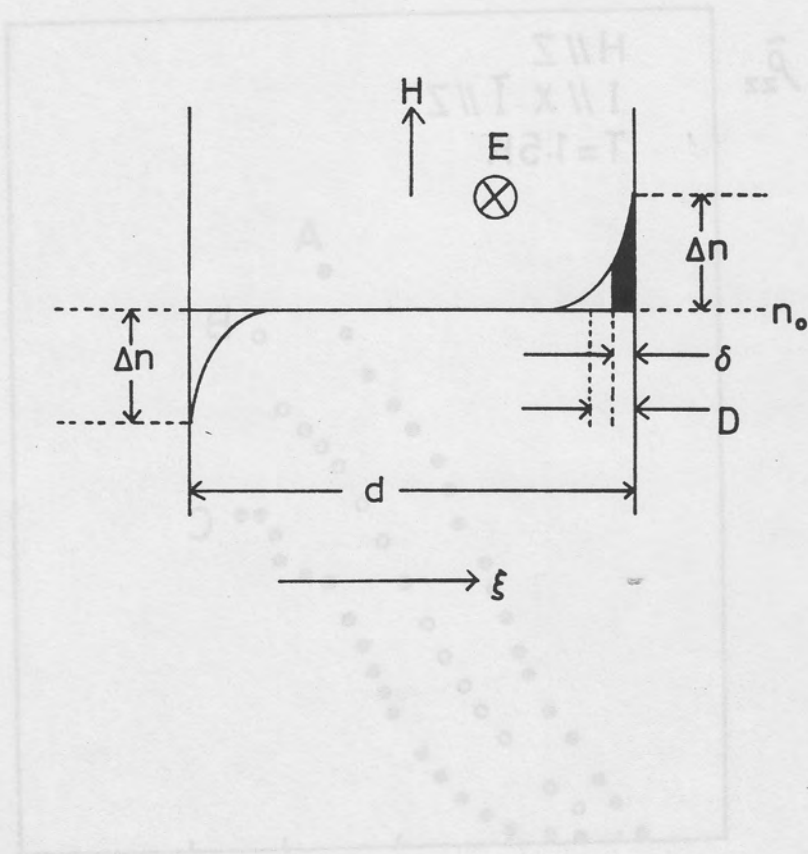


Fig. 4.38:

The distribution profile of the carrier concentration on the plane perpendicular to the current direction.

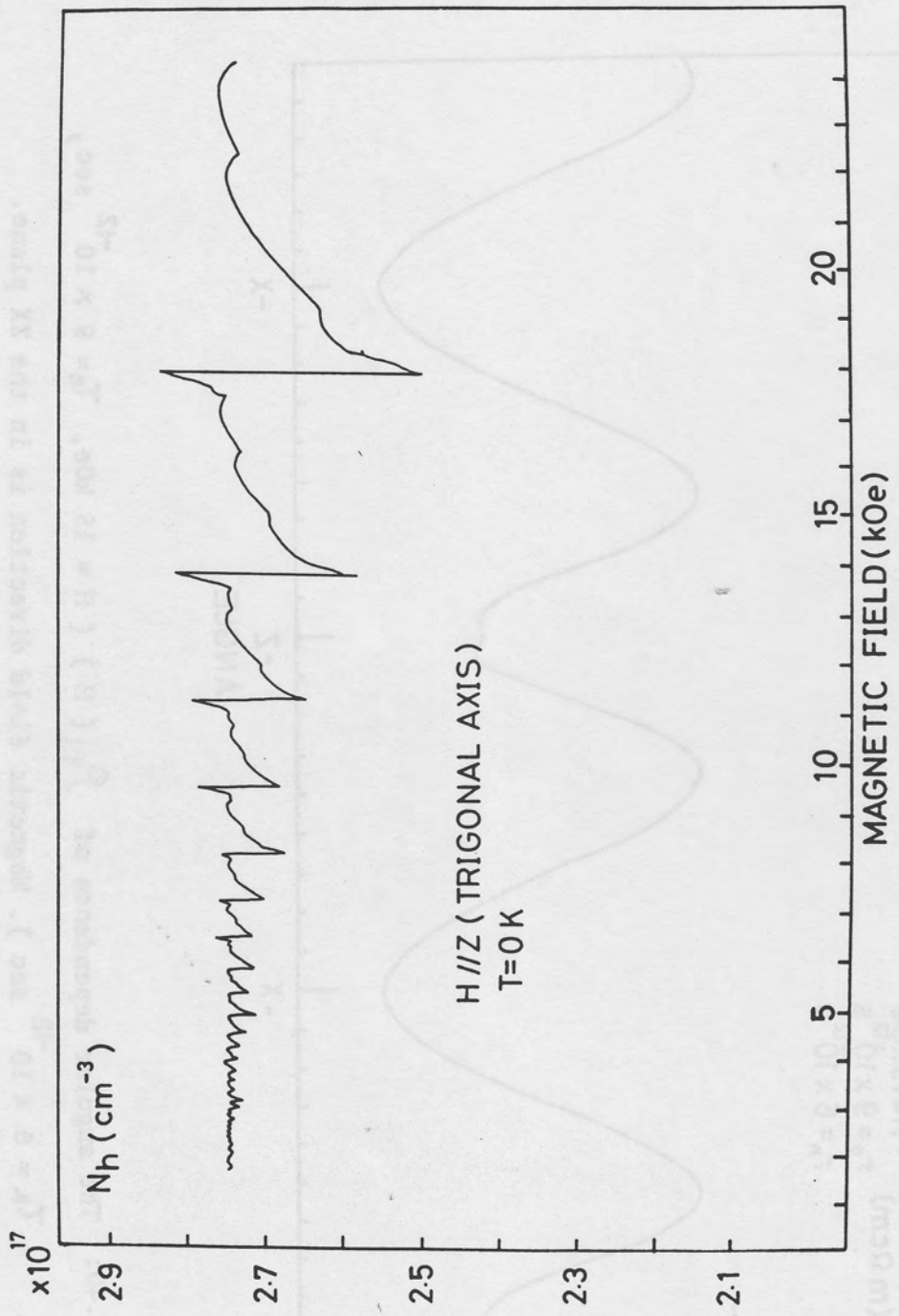


Fig. 4.39: The magnetic field dependence of the number of the hole ($H // Z$, $T = 0 \text{ K}$).

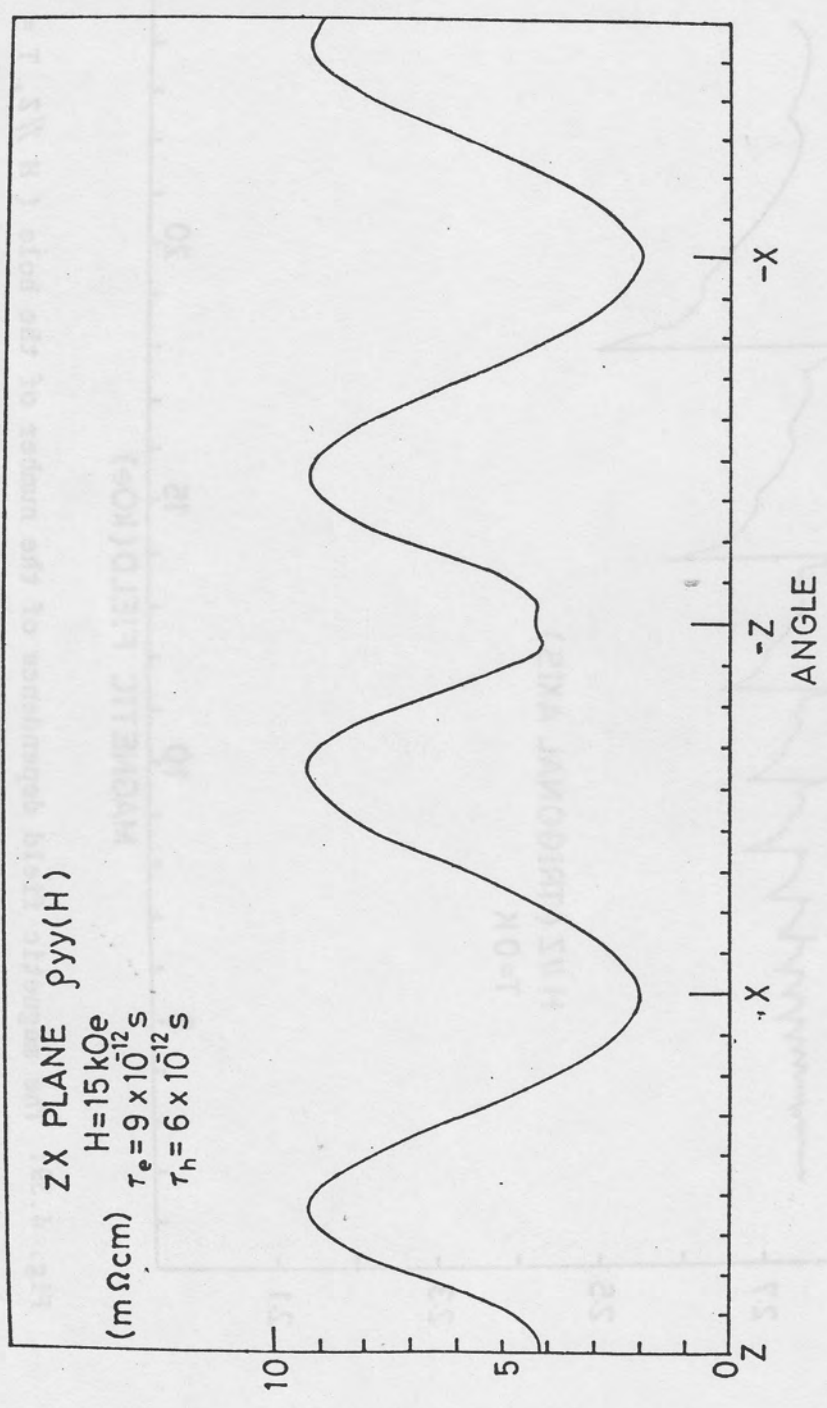


Fig. 4.40: The angular dependence of $\rho_{yy}(H)$ ($H = 15$ kOe, $\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec). Magnetic field direction is in the ZX plane.

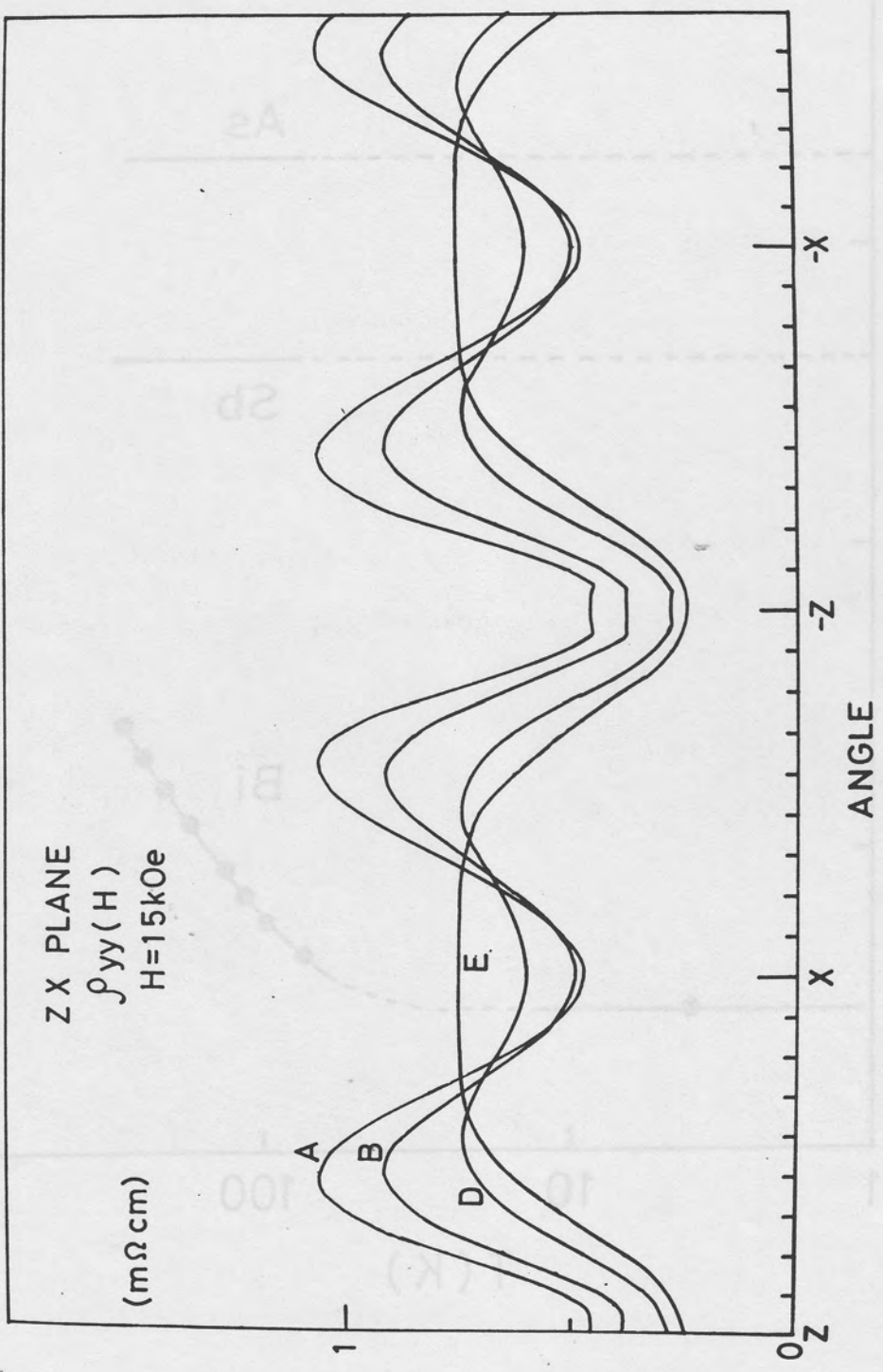


Fig. 4.41: The angular dependence of $J_{yy}(H)$ ($H = 15 \text{ kOe}$). $A = (\tau_e, \tau_h)$

$\times 10^2 = (0.9, 0.6)$, $B = (0.72, 0.48)$, $D = (0.45, 0.30)$, $E = (0.27, 0.18)$. Magnetic field direction is in the ZX plane.

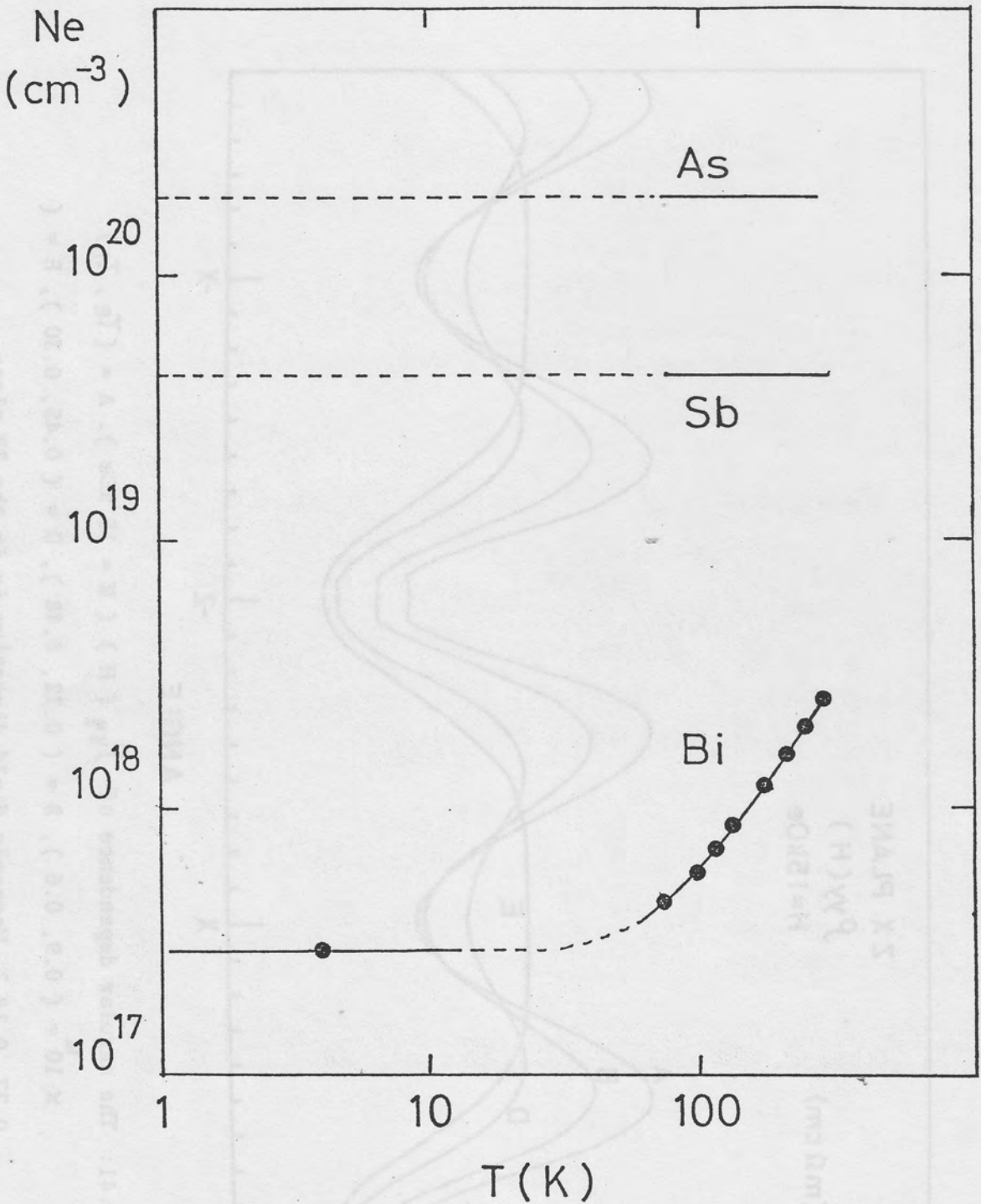


Fig. 4.42:

The temperature dependence of the carrier density of Arsenic, Antimony and Bismuth. (by Issi).

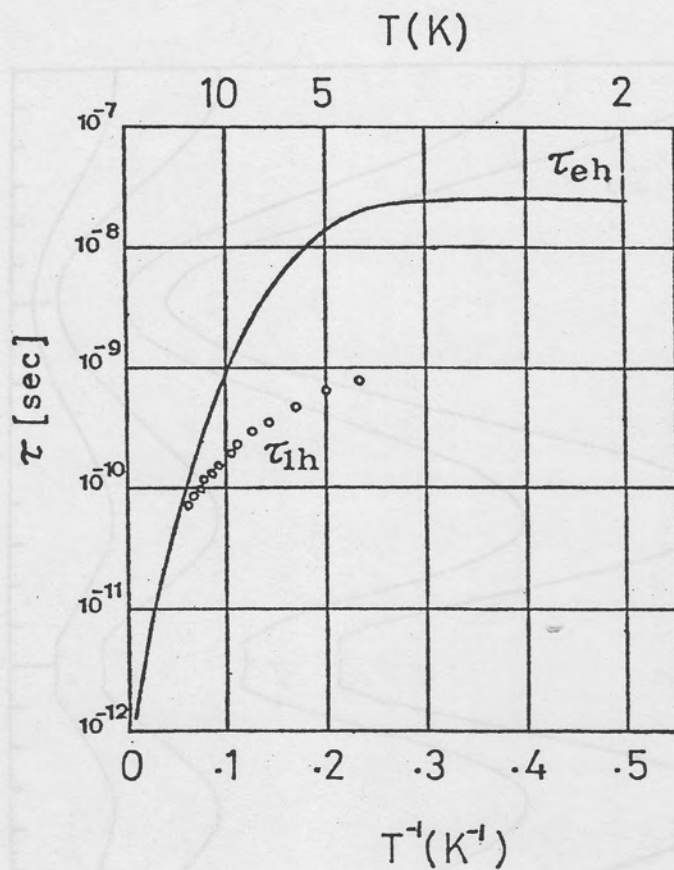


Fig. 4.43:

The temperature dependence of the hole relaxation time τ_{1h} and the electron-hole recombination time τ_{eh} in Bismuth. (by Issi).

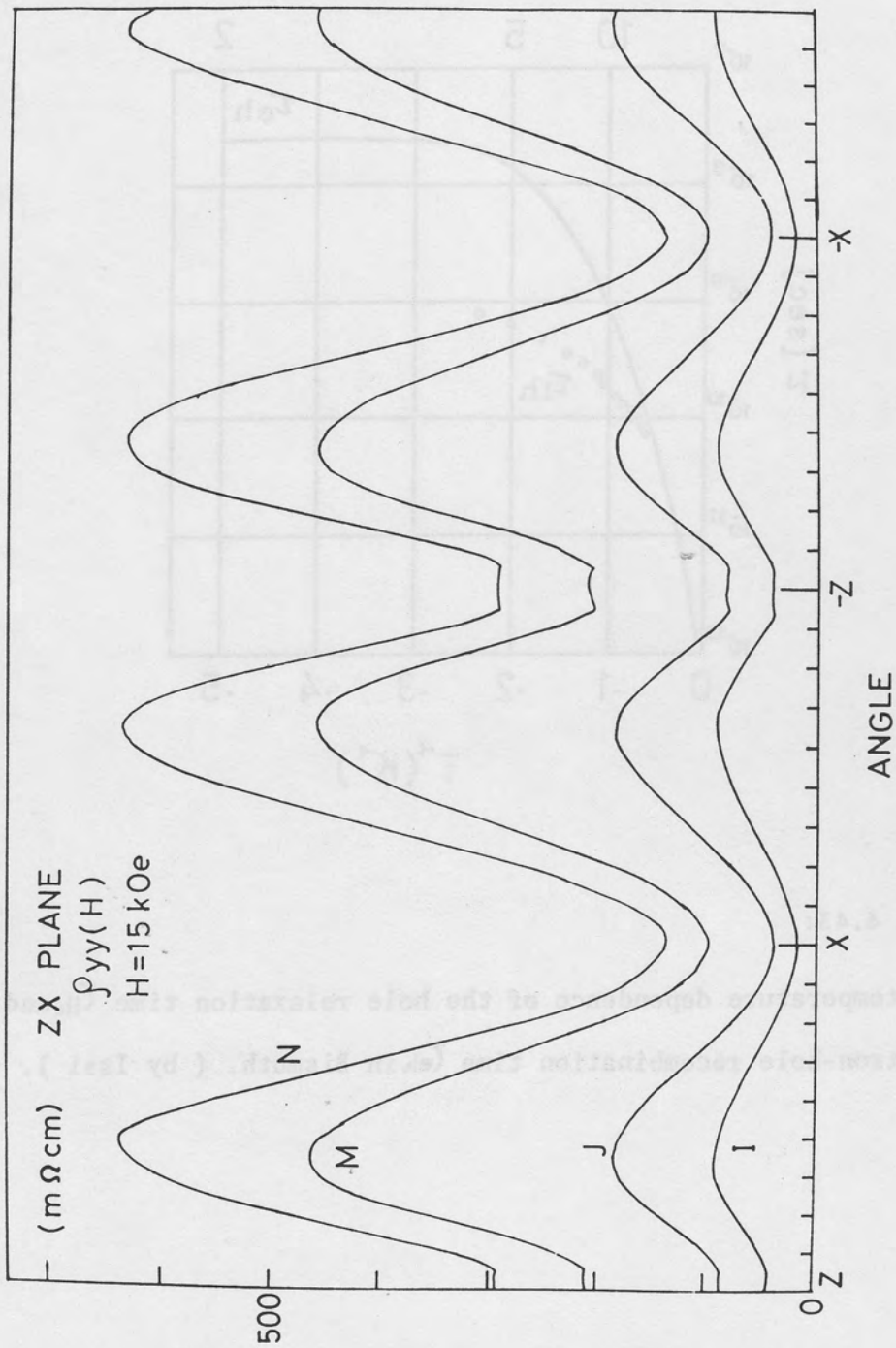


Fig. 4.44: The angular dependence of $\rho_{yy}(H)$ ($H = 15$ kOe). $N = (\tau_e, \tau_h) \times 10^{12}$

= (630, 450), M = (450, 300), J = (180, 120), I = (90, 60).

Magnetic field direction is in the ZX plane.

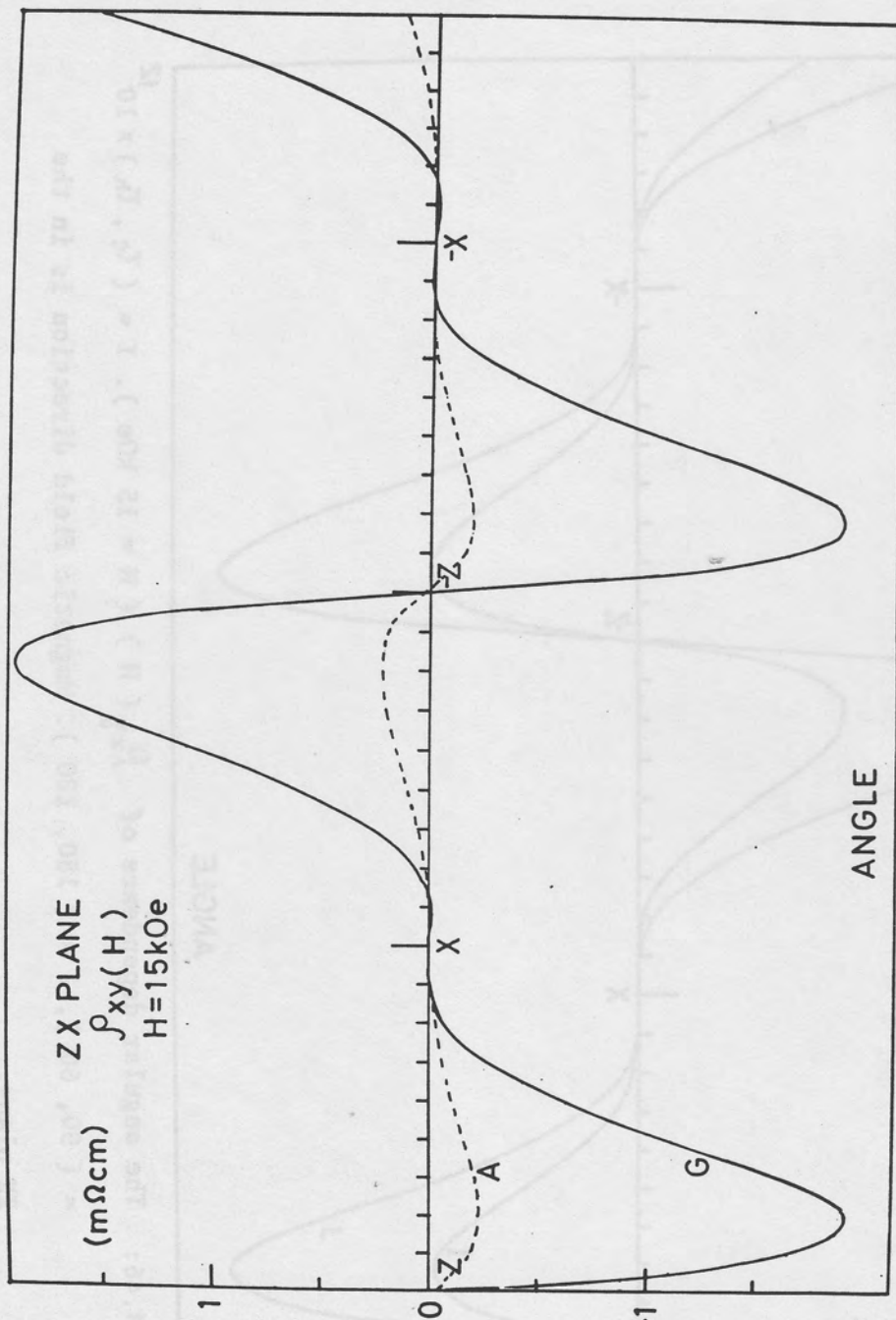


Fig. 4.45: The angular dependence of $\rho_{xy}(H)$ ($H = 15 \text{ kOe}$). $A = (\tau_e, \tau_h) \times 10^{12}$
 $= (0.9, 0.6)$, $G = (9, 6)$. Magnetic field direction is in the
 ZX plane.

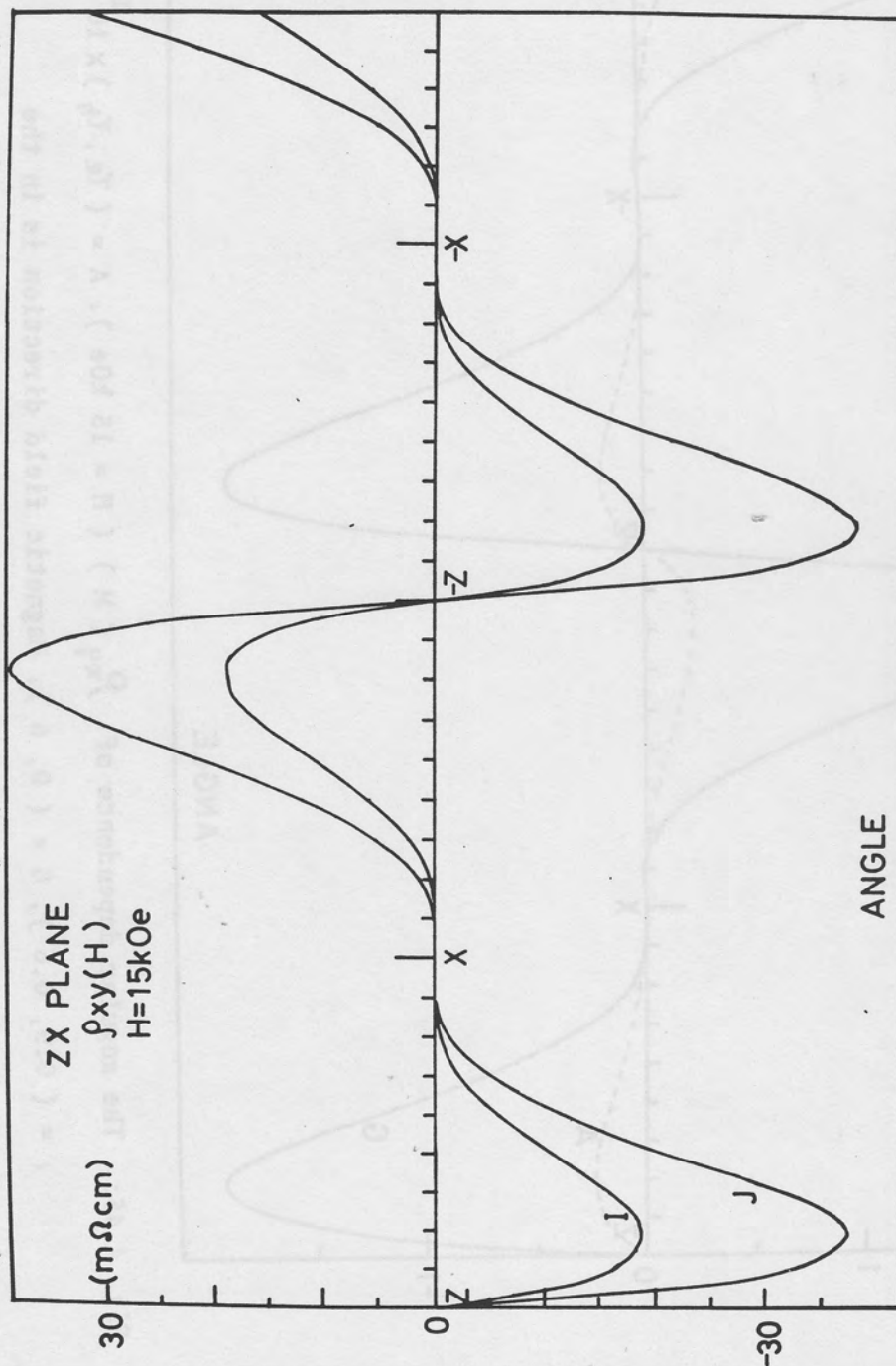


Fig. 4.46: The angular dependence of $\rho_{xy}(H)$ ($H = 15 \text{ kOe}$). $I = (\tau_e, \tau_h) \times 10^{12}$
 $= (90, 60)$, $J = (180, 120)$. Magnetic field direction is in the
 ZX plane.

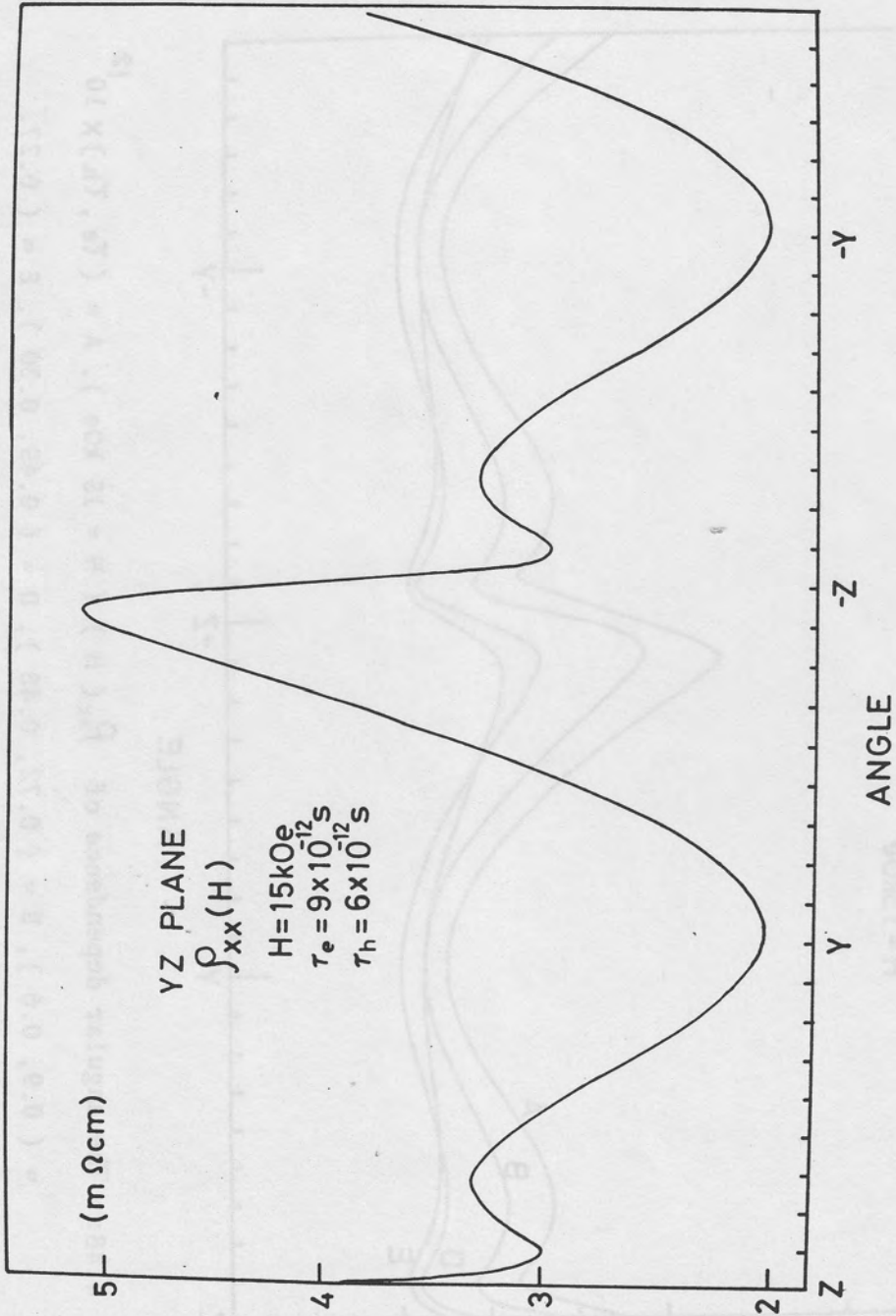


Fig. 4.47: The angular dependence of $\rho_{xx}(H)$ ($H = 15 \text{ kOe}$, $\tau_e = 9 \times 10^{-12} \text{ sec}$, $\tau_h = 6 \times 10^{-12} \text{ sec}$). Magnetic field direction is in the YZ plane.

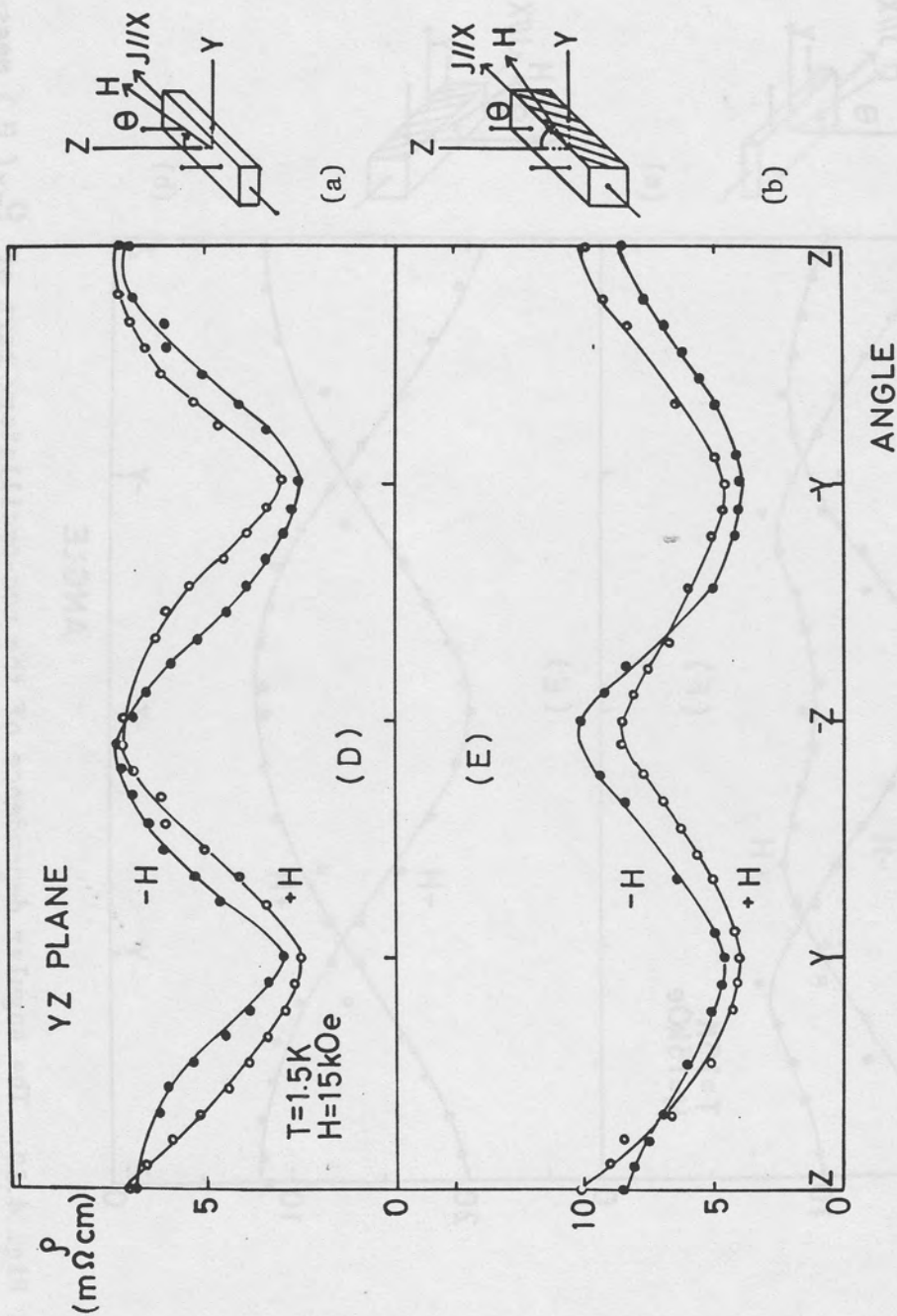


Fig. 4.49: The angular dependence of the non-oscillatory part of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Z probe (# D and # E, $H = 15$ kOe, $T = 1.5$ K). Magnetic field direction is in the YZ plane.

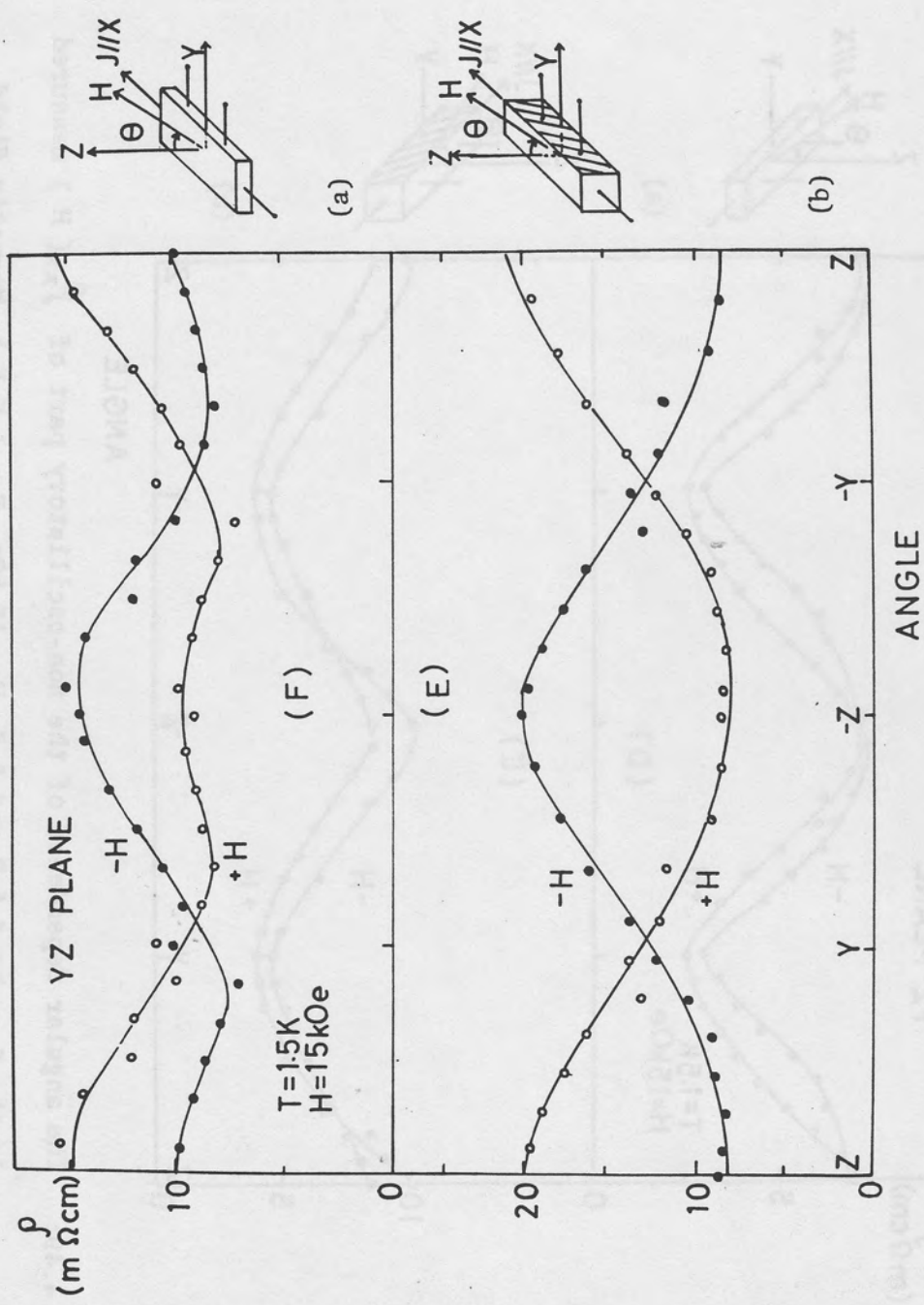


Fig. 4.50: The angular dependence of the non-oscillatory part of $\rho_{xx}(H)$ measured in the Y probe (# F and # E, $H = 15$ kOe, $T = 1.5$ K). Magnetic field direction is in the YZ plane.

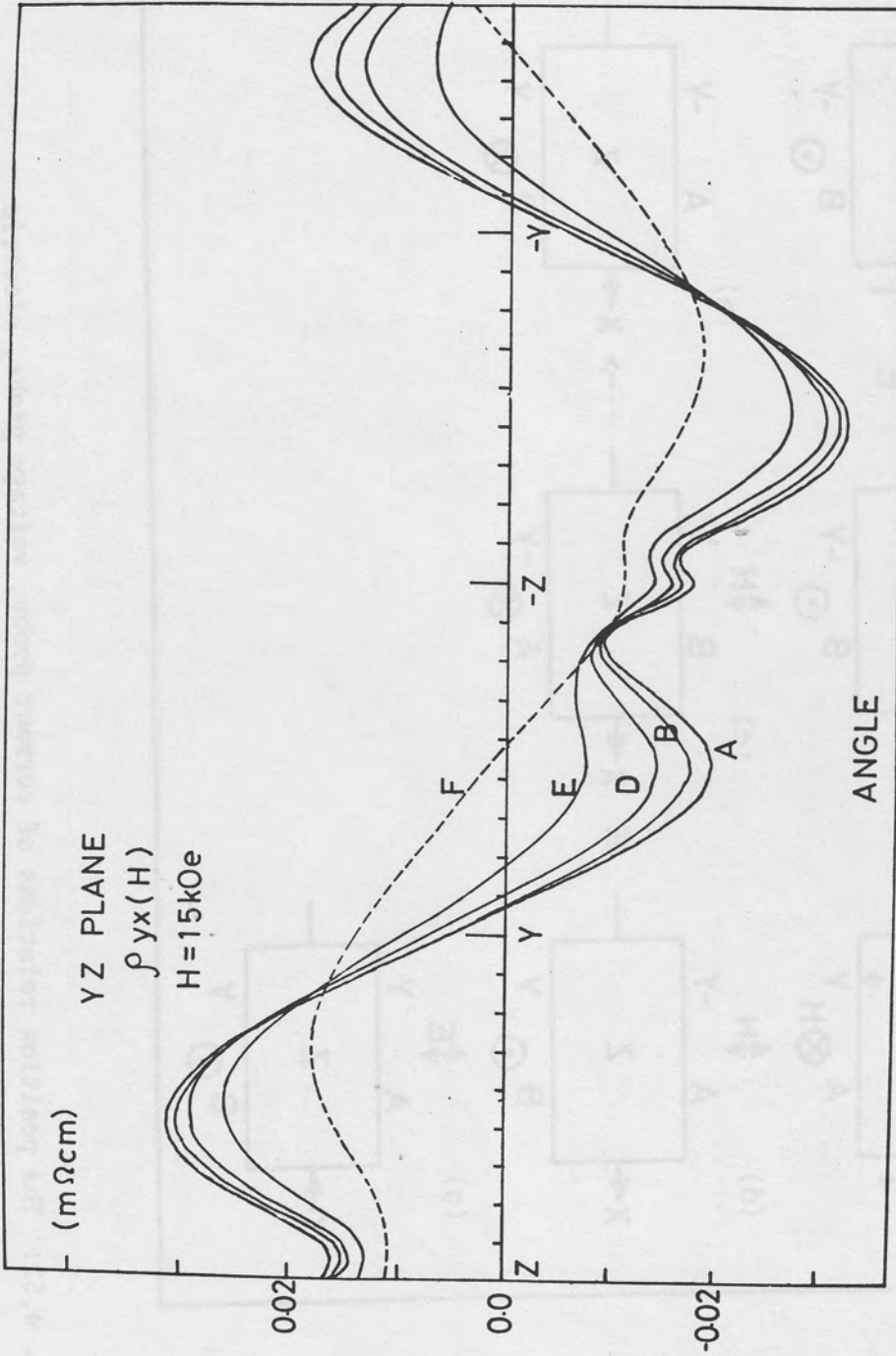


Fig. 4.51: The angular dependence of $\rho_{yx}(H)$ ($H = 15 \text{ kOe}$). $A = (\tau_e, \tau_h) \times 10^{12}$
 $= (0.9, 0.6)$, $B = (0.72, 0.48)$, $D = (0.45, 0.30)$, $E = (0.27, 0.18)$
 $F = (0.09, 0.06)$. Magnetic field direction is in the YZ plane.

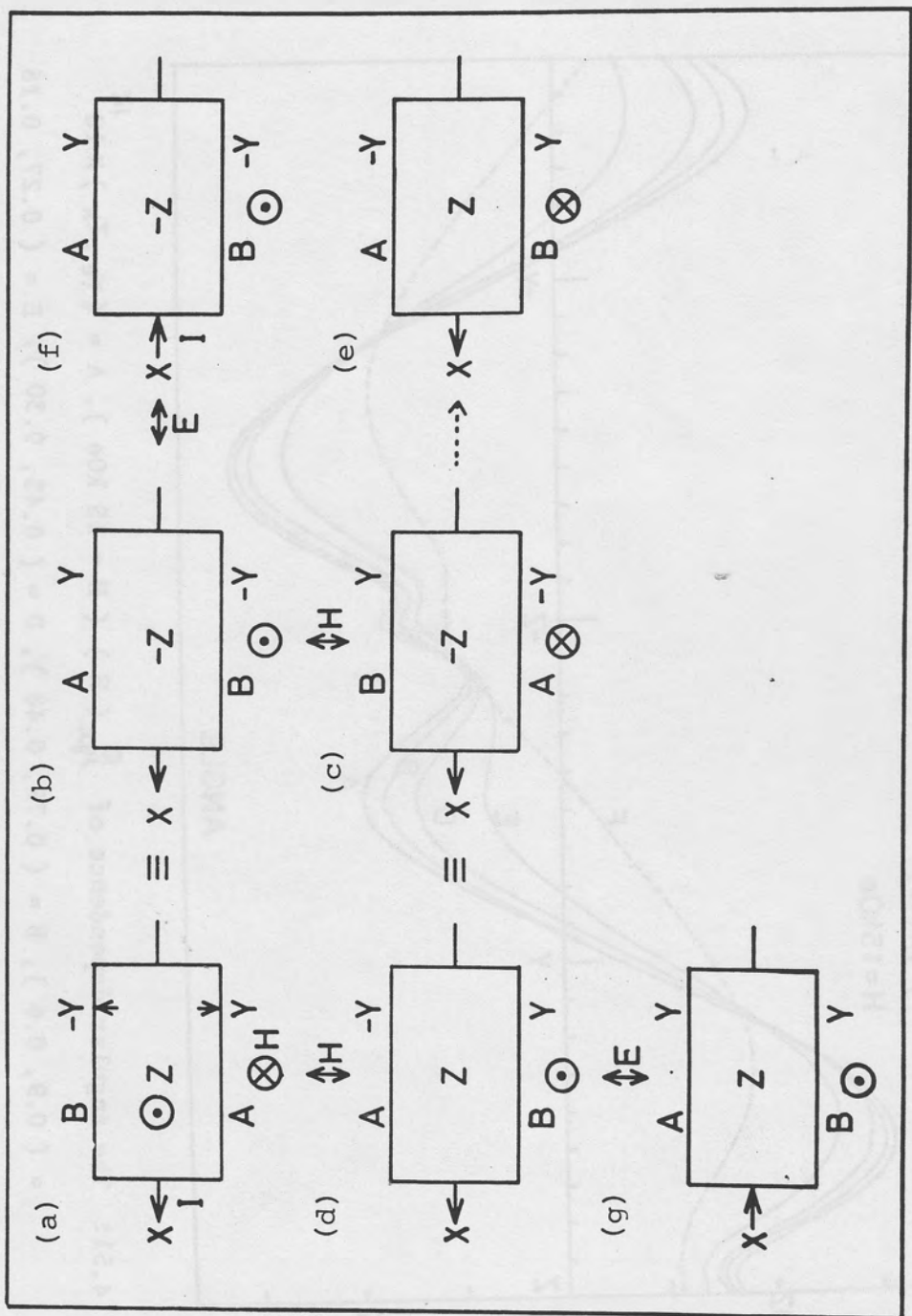


Fig. 4.52: The position relations of current probe, voltage probe, electric field E and magnetic field H.

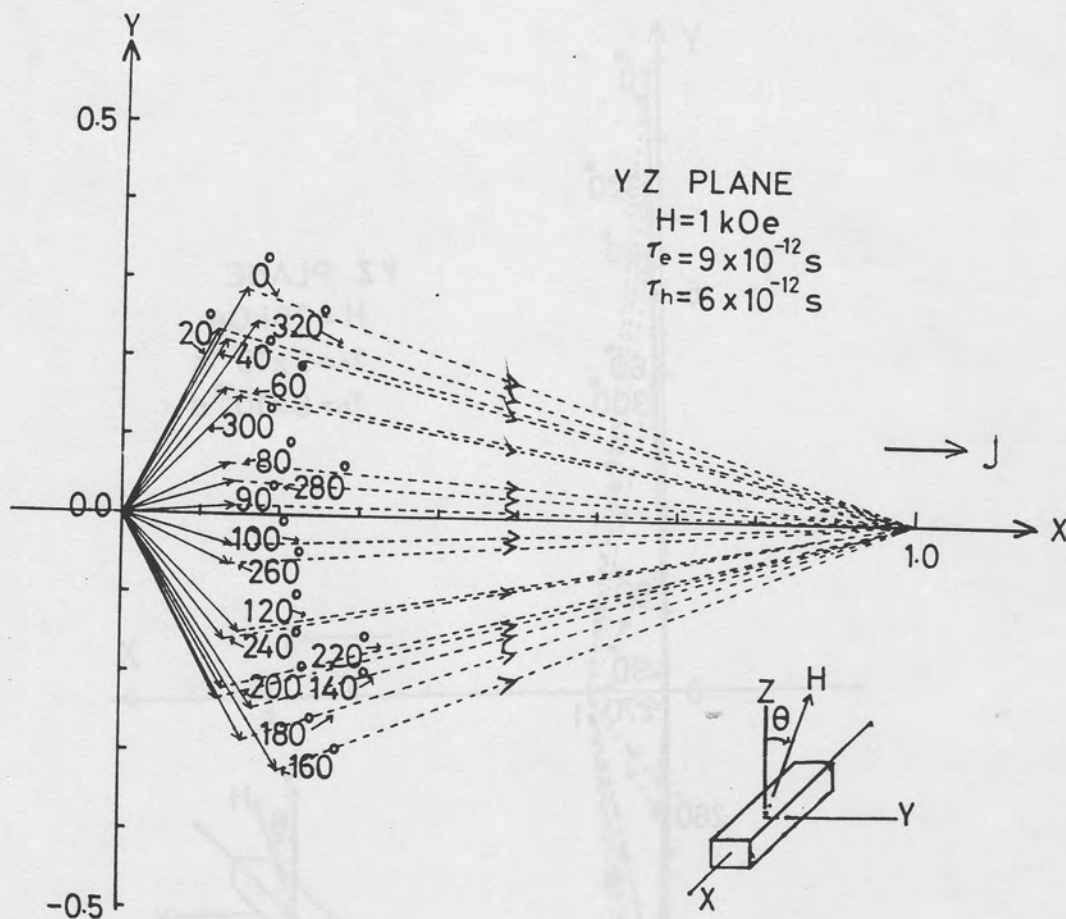


Fig. A1 (a)

Fig. A1 (a) and (b):

The distribution of the hole current in the XY plane ($\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec). Magnetic field direction is in the YZ plane.

(a): $H = 1 \text{ kOe}$, (b): $H = 25 \text{ kOe}$. Total current is J_x and $J_x \parallel X$, $J_x = 1$.

Solid arrows and dotted arrows show the hole current and the electron current, respectively.

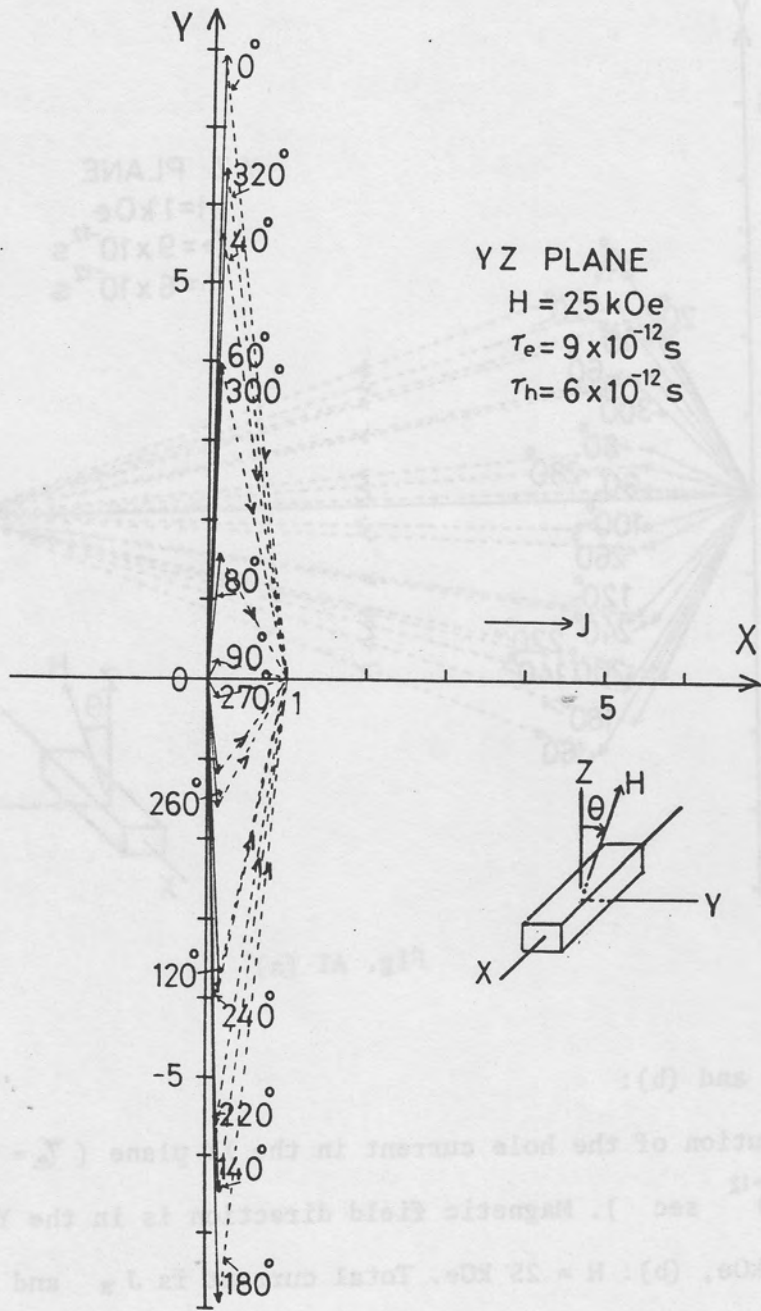


Fig. A1 (b)

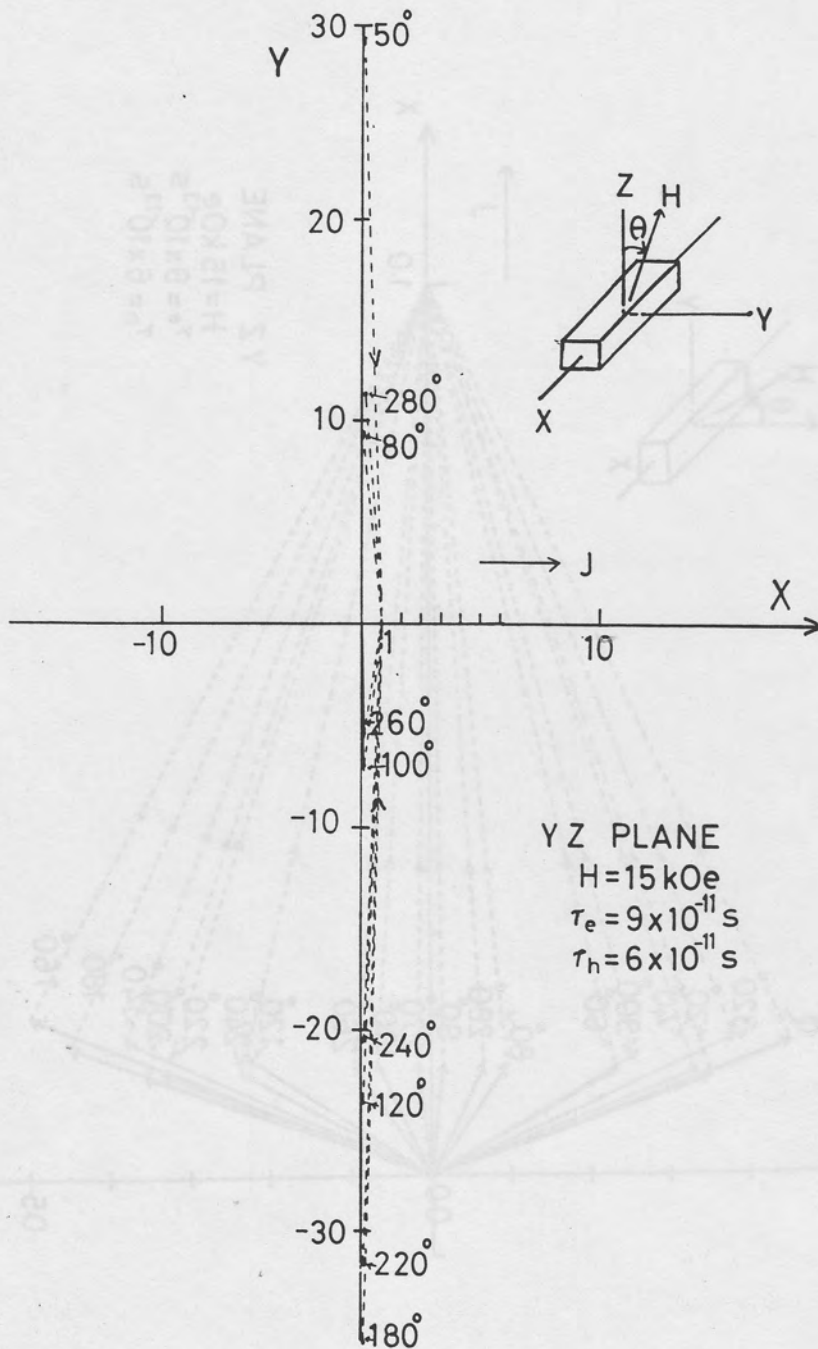


Fig. A2:

The distribution of the hole current in the XY plane ($H = 15 \text{ kOe}$, $\tau_e = 9 \times 10^{-11} \text{ sec}$, $\tau_h = 6 \times 10^{-11} \text{ sec}$). Magnetic field direction is in the YZ plane. $J_x \parallel X$, $J_x = 1$.

Solid arrows and dotted arrows show the hole current and the electron

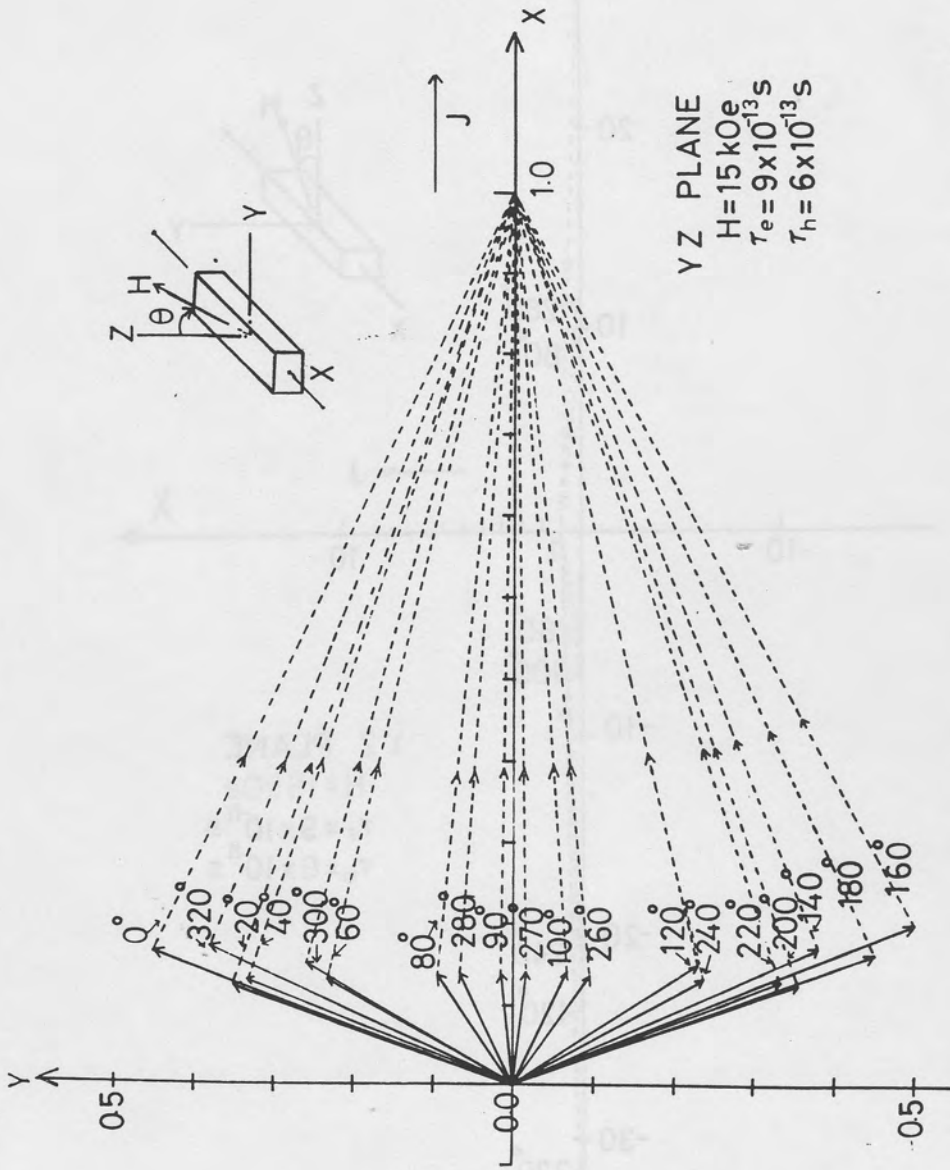


Fig. A3: The distribution of the hole current in the XY plane ($\tau_e = 9 \times 10^{-13}$ sec,

$\tau_h = 6 \times 10^{-13}$ sec, $H = 15 \text{ kOe}$). Magnetic field direction is in the

YZ plane. $\cdot J_x \parallel X$, $J_x = 1$.

Solid arrows and dotted arrows show the hole current and the electron

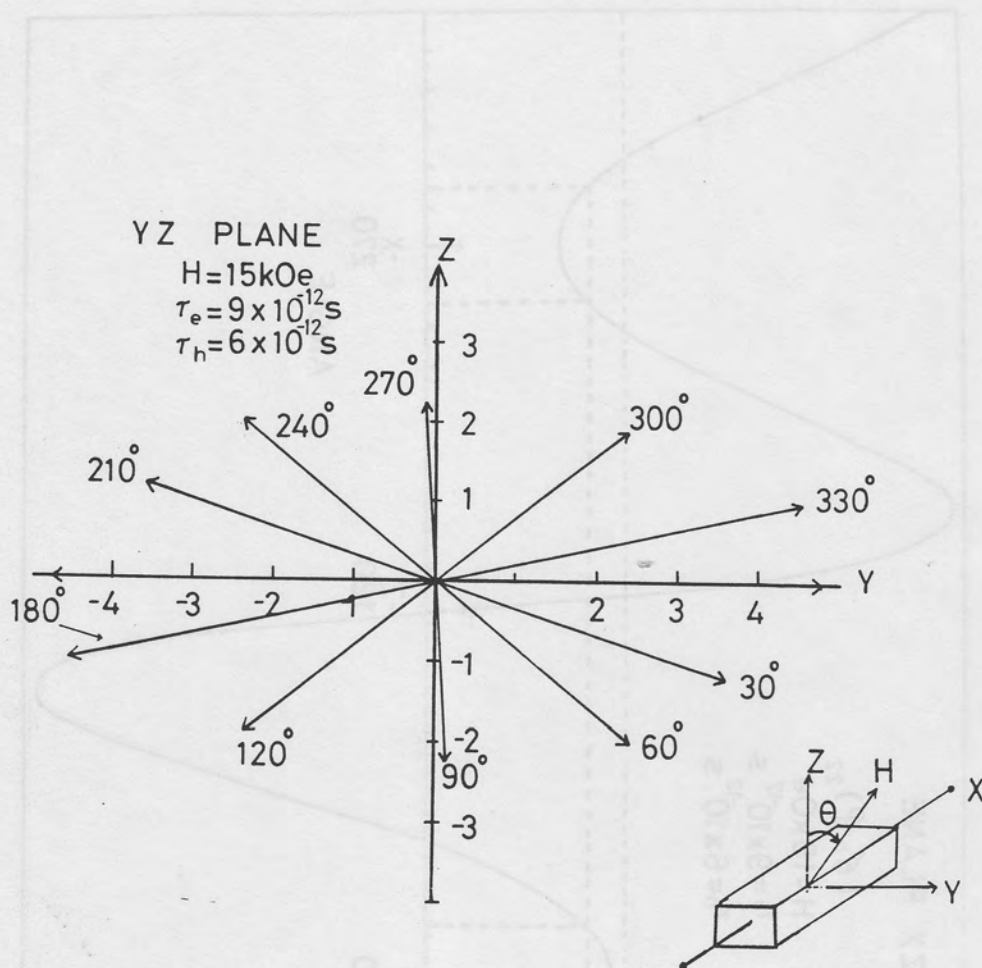


Fig. A4:

The distribution of the hole current in the YZ plane ($\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec, $H = 15$ kOe). Magnetic field direction is in the YZ plane. $J_x \parallel X$, $J_x = 1$.

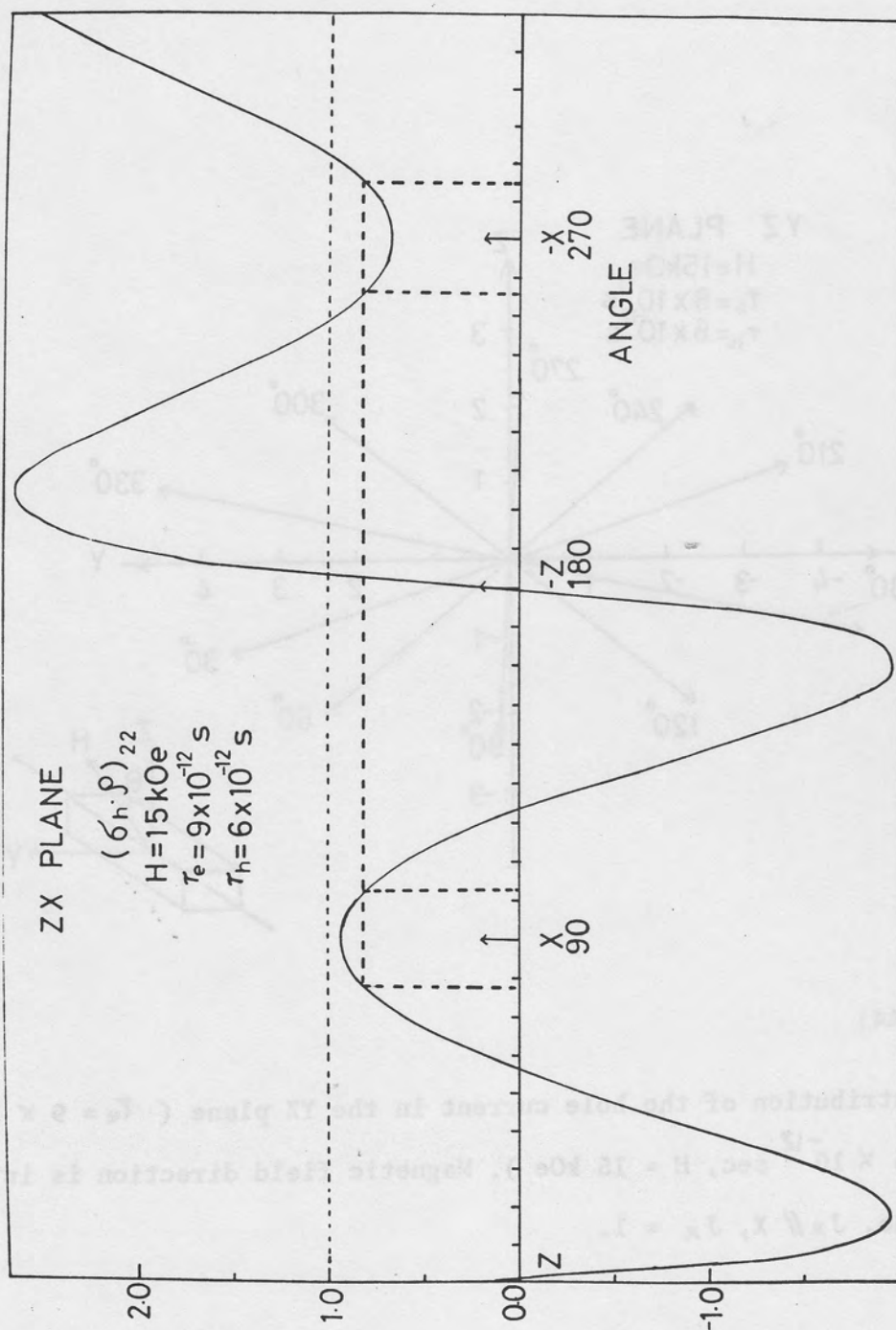


Fig. A5 (a): The component of the hole current, $J_{hy}(H)$ ($J_y // Y, J_y = 1$). Magnetic field direction is in the ZX plane. In this case, $H = 15 \text{ kOe}$, $\tau_e = 9 \times 10^{-12} \text{ sec}$, $\tau_h = 6 \times 10^{-12} \text{ sec}$.

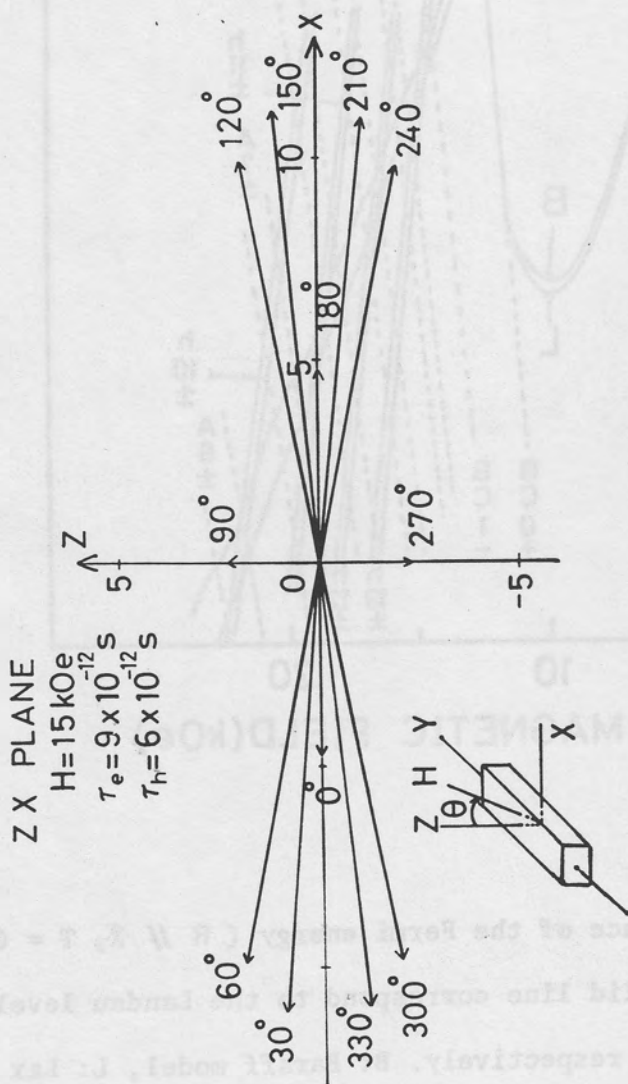


Fig. A5 (b): The distribution of the hole current in the ZX plane ($\tau_e = 9 \times 10^{-12}$ sec,

$\tau_h = 6 \times 10^{-12}$ sec). Magnetic field direction is in the ZX plane.

In this case, $H = 15 \text{ kOe}$, $J_y \parallel Y$, $J_y = 1$.

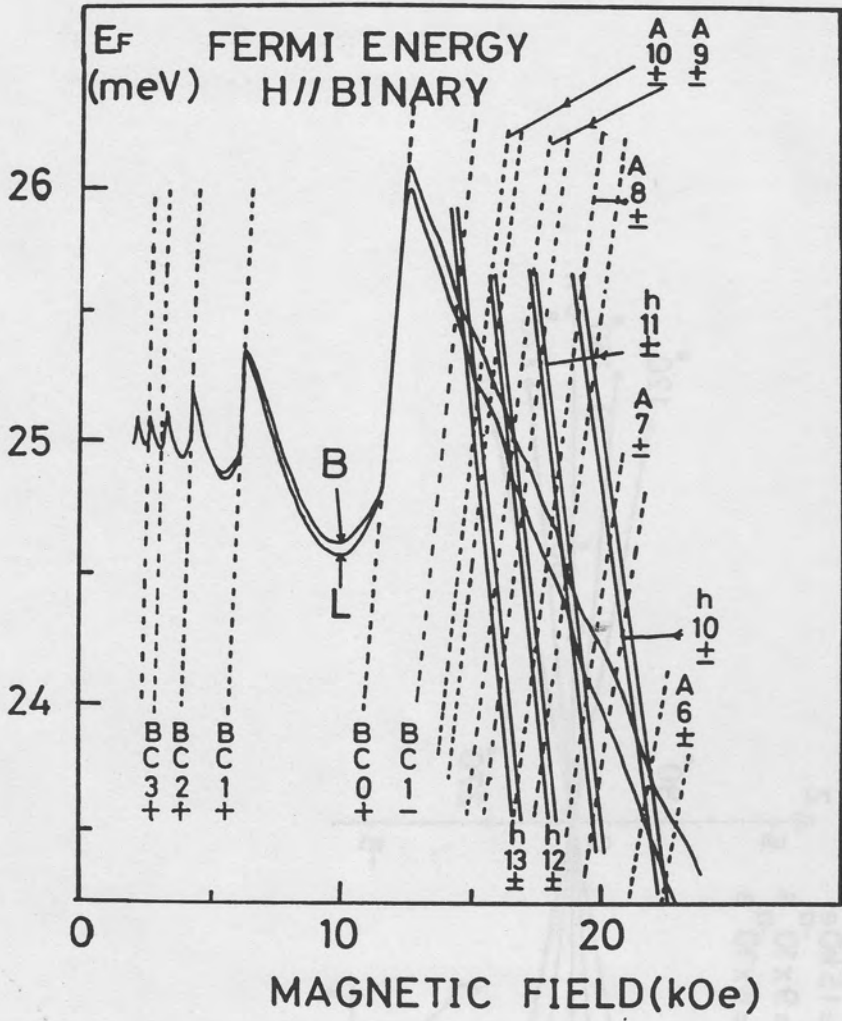


Fig. A6:

The magnetic field dependence of the Fermi energy (H // X, T = 0 K).
 The dotted line and the solid line correspond to the Landau level of
 the electron and the hole, respectively. B: Baraff model, L: Lax model.

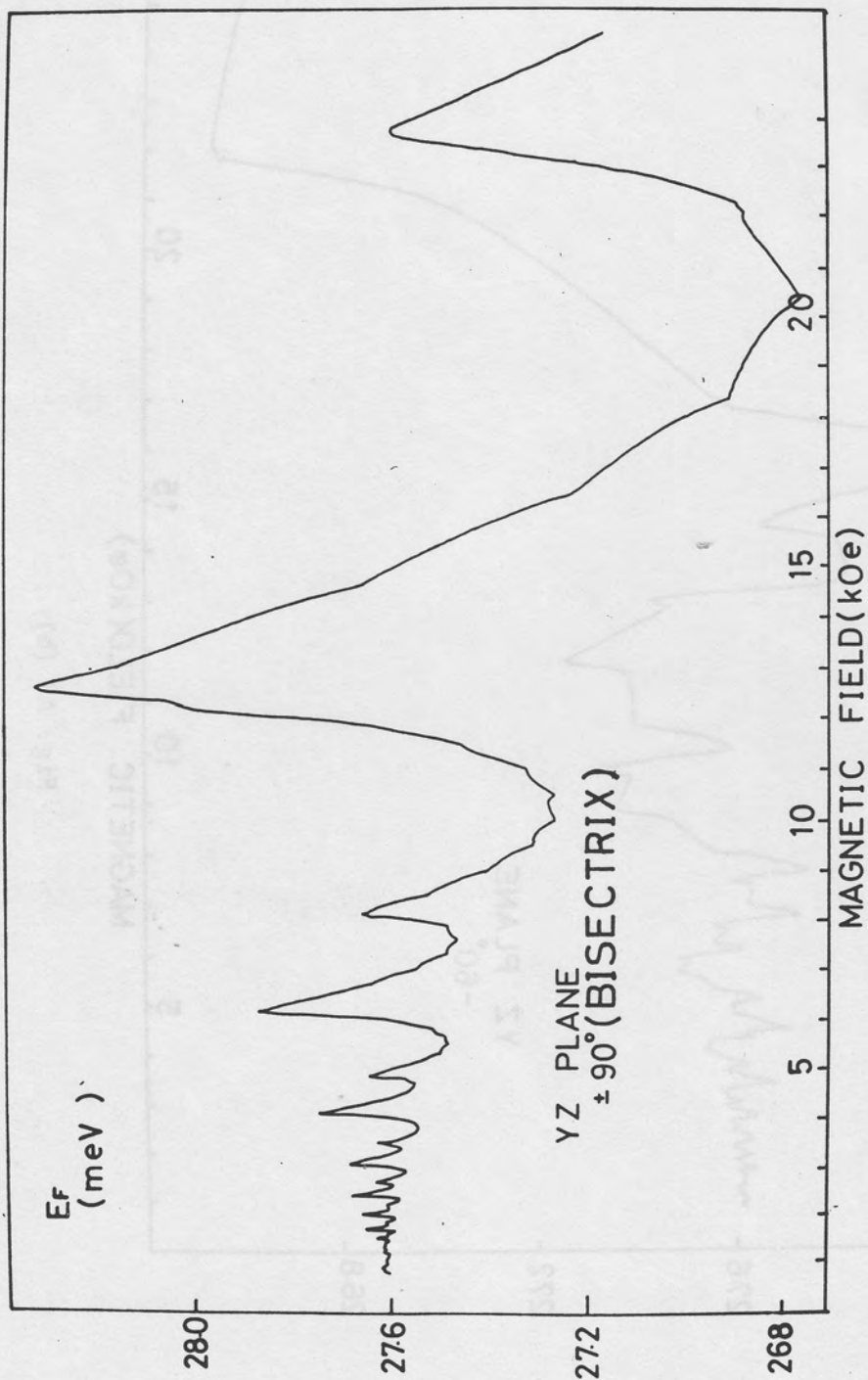


Fig. A7 (a)

Fig. A7 : The magnetic field dependence of the Fermi energy ($T = 0$ K). Magnetic field is in the YZ plane.

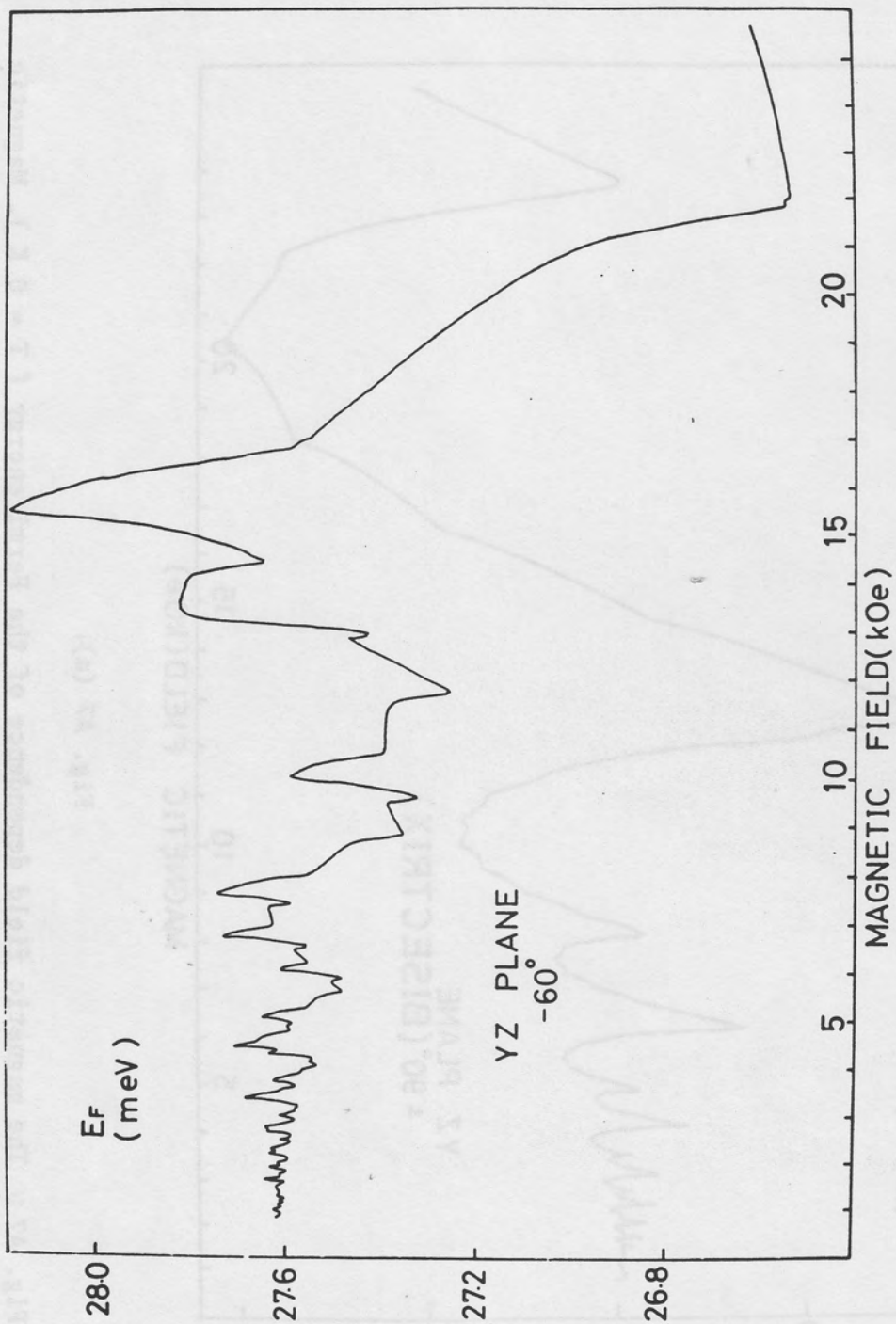


Fig. A7 (b)

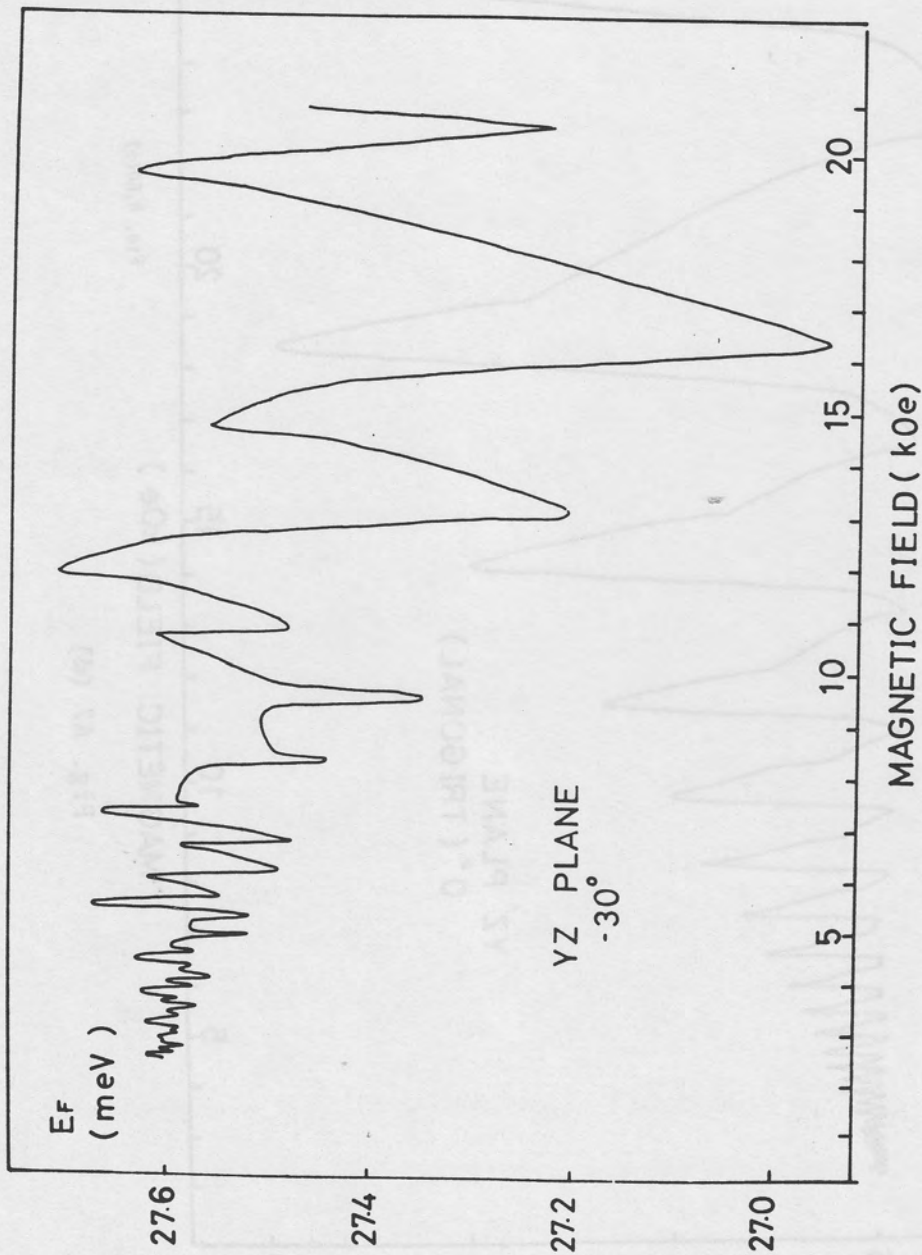


Fig. A7 (c)

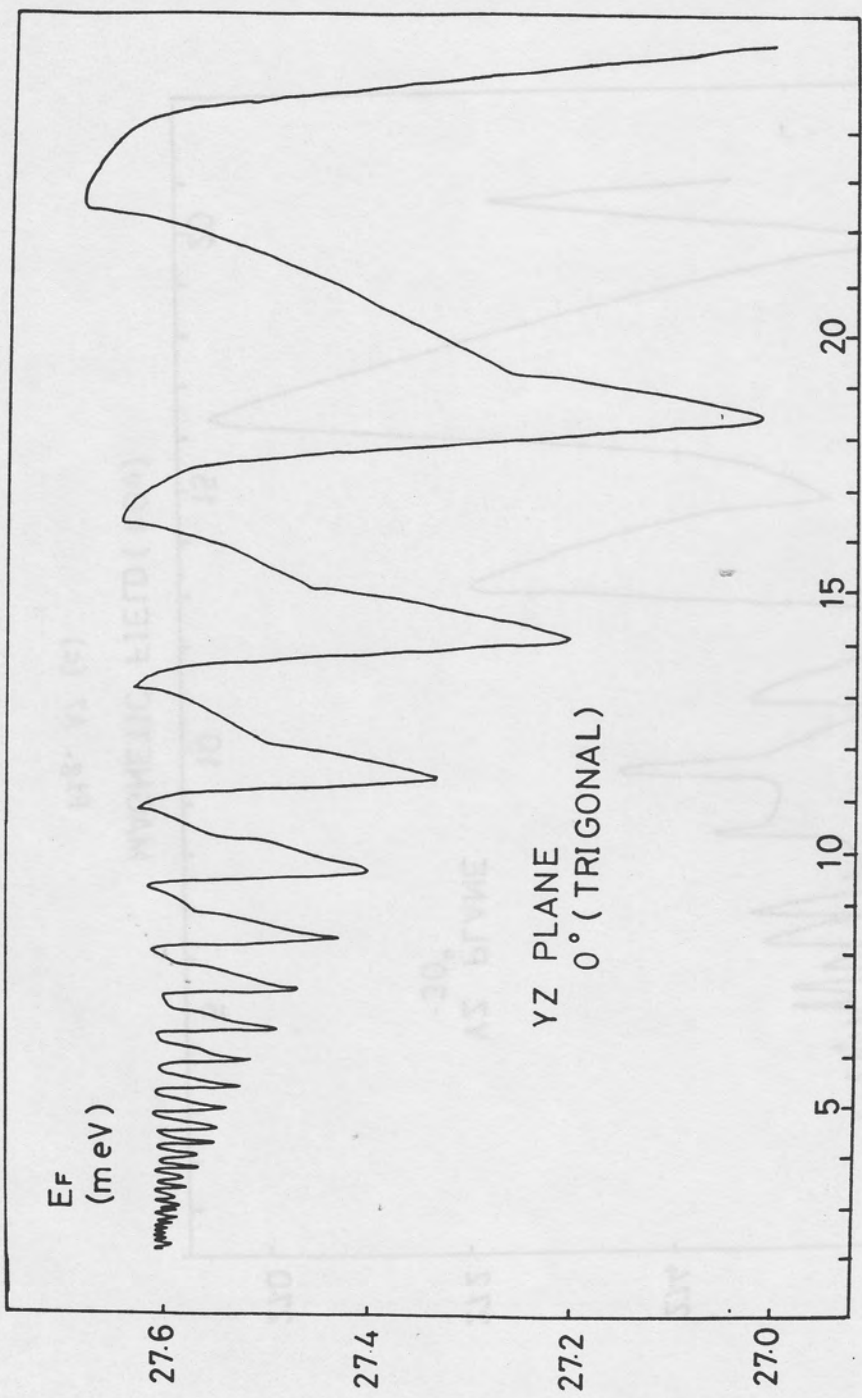


Fig. A7 (d)

Fig. A6 (t)

| | |
|---------|---|
| 氏名 | 鈴木正継 |
| 学位の種類 | 理学博士 |
| 学位記番号 | 博理第814号 |
| 学位授与年月日 | 昭和52年1月17日 |
| 論文題目 | 磁気量子振動の新しい観測法とビスマスの表面電流効果 |
| 論文審査委員 | (主査) 教授 小林 浩一 教授 佐々木 亘 助教授 平川浩正 助教授 末岡 修 助教授 花村栄一 |

論文内容の要旨

本研究は、半金属ビスマスの電流磁気効果の研究において、従来注目されずにいた表面電流効果の重要性を見出し、その定性的な物理的描像と半定量的評価とを取扱ったものである。半金属の輸送現象における表面の効果としては過去において少数ではあるが、拡散サイズ効果に関する研究が主に実験的立場からなされ、また静的表皮効果に関する研究が主に理論的立場からなされてきた。静的表皮効果は AzbeI' 及び Pescanskii にてより提案されたもので、その存在は横磁気抵抗の非振動部分の磁場依存性及び磁場角度依存性に関するいくつかの実験的研究により間接的に確められている。

本研究はこのような歴史的背景のもとで、以上の研究とは直接関係のない別の物理的興味から始められた。即ち $T = 1.5 \text{ K}$ の下で、ビスマスに直接交流電流を流し、それに直交する静磁場を印加した所、磁場軸と同軸に試料の周囲または試料表面に置かれた検出コイルに信号電圧の発生を見たのである。その信号電圧にはいわゆる磁気量子振動の信号が重畳した。著者はこれを、試料表面付近を流れる遷路的な交流表面電流が磁気量子振動の強弱を含む変動磁束を発生し、それが検出コイルに現われるものと考え、その表面電流が主として静的表皮効果によって発現しているという解釈を行った。このことがビスマスの静的表皮効果との関連において本研究を遂行する切掛けとなった。本研究によって明らかにされた実験事実を要約すると次の通りである。

(1) $T = 1.5 \text{ K}$ の下で、(a) 交流電流を X 軸 (binary) 方向に流し、磁場を YZ 面内に印加する場合、及び (b) 交流電流を Y 軸 (bisectrix) 方向に流し、磁場を ZX 面内に印加する場合、の 2 つの場合について夫々、Z 軸 (trigonal) と同軸に試料の XY 面に置かれた検出コイルに発生する交流電圧を、試料に流した交流電流の周波数 f で Lock-in した所、(a) の場合には大きな量子振動を含む信号の観測される事が、また (b) の場合には量子振動を含む信号の観測されない事が明らかになった。尚 $2f$ で Lock-in した場合には (a)(b) いずれの場合にも信号は現われなかった。

(2) (a) の場合に得られる信号の磁場依存性についての特徴を要約すると次の通りである。

(i) 磁気量子振動部分については、直流シュブニコフ・ドハース振動の場合と一致する。

(ii) 非振動部分については、YZ 面内の任意の磁場方向について、 $H = 0 \text{ kOe}$ より $H \sim 2 \text{ kOe}$ まで単調に

増加し、一度ピークに達し、その後単調に減少する傾向をもつ。

(2)横磁気抵抗に関する種々の測定を行い以下に示す新しい事実を見出した。

(1) $T = 1.5 \text{ K}$ の下での横磁気抵抗 (a) の場合 $\rho_{xx}(H)$ 及び (b) の場合 $\rho_{yy}(H)$ (に対応) を試料に取り付けられた種々の電圧プローブで測定し、その結果を電圧プローブが電流路に接触している場合にはプローブの両端に電位差が生じ、また接触していない場合には電位差が生じないという原理に従って測定結果を解釈した所次のような結果が得られた。即ち(a)の場合 ($H // YZ$ 面), 電流は主として試料表面を流れる。 $H // Z$ の場合, 表面電流路は磁場反転に対しては, ZX 面の一方の面から相対するもう一方の ZX 面に移行するが, 電場反転に対しては移行しない。また(b)の場合 ($H // ZX$ 面), 実質的な表面電流は存在せず, 電流は試料の長さ方向に平行にかつ一様に流れる。それ故電流路は磁場または電場反転に対して不変である。

(2) $T = 1.5 \text{ K}$ の下での横磁気抵抗の磁場依存性を(a)及び(b)の場合について夫々解析し, 次のような結果を得た。即ち, (a) の場合には,

(i) $p (= \partial \log \rho / \partial \log H)$ の値は磁場方向及び電圧プローブの配置に依存して変化する。

(ii) 試料表面が十分エッチされており, かつ $H // Z, I // X$ の場合, 低磁場では $p_1 = 1.75$, また高磁場では $p_2 = 0.75$ となる。

これに対して(b)の場合には,

(iii) p の値は磁場方向により異なるが, 電圧プローブの位置に依存しない。

(iv) p の値は高磁場まで一定の値をとる。

(3) 横磁気抵抗の測定配置 ($T = 1.5 \text{ K}$) において, 担体濃度の多い面と少ない面のコンダクタンスの差の直接測定を試み, その結果高磁場において両側面に大きな濃度差の生じることが明らかになった。

(4) $T = 1.5 \text{ K}$ の下での $\rho_{xx}(H)$ ($H // YZ$ 面) 及び $\rho_{yy}(H)$ ($H // ZX$ 面) とともに $T > 2.0 \text{ K}$ の場合とは全く異なる磁場角度依存性をとる。

(5) 一般化されたホール電圧 ($T = 1.5 \text{ K}$) を(a)及び(b)の場合について夫々測定し次のような結果を得た。

(i) $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ ($H // YZ$ 面) 及び $\rho_{xy}(-H) = \rho_{xy}(H)$ ($H // ZX$ 面) が常に成立する。

(ii) $\rho_{yx}(Z)$ 及び $\rho_{xy}(Z)$ の値はほぼ等しく, 不等式 $\rho_{xx}(Z) \ll \rho_{yx}(Z) \ll \rho_{yy}(Z)$ が成立する。

(iii) $\rho_{yx}(H)$ 及び $\rho_{xy}(H)$ とともに $T = 7.7 \text{ K}, 3.0 \text{ K}$ の場合とは全く異なる磁場角度依存性をとる。

(6) (1)より(3)までの新しい実験事実より(a)と(b)の場合では, 担体の電気伝導のメカニズムに相本的な相違のあることがわかる。本研究ではこれを次のように解釈した。即ち,

(i) (a) の場合には静的表皮効果が存在し, このために表面からサイクロトロン半径 r_H のオーダの所での易移度がバルクの易移度に比べて著しく大きくなり, その結果電流がかなりの程度表面に集中する。

(ii) (b) の場合には静的表皮効果は存在せず, 電流は主として伝導テンソルのホール成分によって決まる。この場合電流は試料内部を一様に流れる。

本論文でいう静的表皮効果とは次のようなものである。静磁場下で, 担体はランダウ軌道として closed orbit 上を周回する。この担体は散乱体との散乱によってのみサイクロトロン直径 $2r_H$ の程度だけシ

フトする。一方この軌道の表面での散乱を見ると、ビスマスのフェルミ・エネルギーが非常に小さい（ $\sim 27.5 \text{ meV}$ ）ことから、ド・ブロイ波長が十分長くほとんど specular 反射をするものと考えられ、従って軌道は表面を skipping することになり、平均自由行程 l の程度にわたりシフトする。低温、強磁場下では $l \gg r_H$ 故一つの電子の軌道で比較すると表面電流の方がバルク電流よりもはるかに大きくなり得る。静的表皮効果が存在するためには、少くとも次の条件を満たしている必要がある。即ち、直交する電場 E 及び磁場 H のもとで $E \times H$ 方向に質量流が存在すること。ビスマスの場合、(a)の場合 ($H // YZ$ 面, $E // X$) には、 $E \times H$ の方向にいつも質量流が存在する。（ YZ 面が鏡映面であることと関係している。）一方 (b) の場合 ($H // ZX$ 面, $E // X$) には、 $H // Z$ の場合以外質量流は存在しない。それ故 (a) の場合、静的表皮効果の存在が少くとも理論的に支持されている。(a) 及び (b) の場合の伝導メカニズムとして、上述のメカニズムが妥当であるかどうかは、(1) より (3) までの実験事実がこのメカニズムによってどの程度説明できるかにかかっている。考察により明らかになったことを要約すると次の通りである。

(A) (1) 及び (2) より、検出コイルに発生する起電力と試料内での表面電流の存在との間には強い相関関係のあることが検証された。即ち、(a) の場合には表面電流路の片寄り磁場方向にのみ依存し、電場方向によらないことから、(1) で指摘したように、 f で Lock-in した場合にのみ量子振動の重畳した信号が得られる。一方 (b) の場合には、電流が試料内を一樣に流れることから、実質的な量子振動を含む信号は現れない。(a) の場合、表面電流路の生ずる側面が磁場の反転で反転するが、電場の反転で反転しないという実験結果は、前述の条件の質量流が $E \times H$ 方向に向うということから単純に考えた場合の電場の反転に対しても反転するという推察とは異なるものであるが、その原因については未詳であり今後の研究にまつ。

(B) Azbel' に従えば、バルク電流が大半を占める磁場領域では前述 (2) で定義した冪 P につき $P = 2$ 、また静的表皮効果による影響の大きい磁場領域では $P = 1$ である。(2) の (ii) において、 $H // Z$, $I // X$, $T = 1.5 \text{ K}$ で $P_1 - P_2 = 1.0$ であることに着目すると、低磁場では $\rho \propto H^{P_1 - 2} \cdot H^2$ 、また高磁場では $\rho \propto H^{P_2 - 2} \cdot H^1$ に比例した磁場依存性を有することになる。 $H^{P_1 - 2}$ を生ぜしめる効果が、(2) の (i) の実験より濃度勾配に伴う拡散サイズ刻果によるものであることがわかる。それ故高磁場において、 $P_2 = 0.75$ となるのは、skipping orbit による表面電流の生ずる側面において、表面付近での担体濃度勾配が存在しない場合に比べてさらに果進されるためであると、考えられる。

(C) ビスマスの磁気抵抗テンソルの磁場角度依存性 ($T = 1.5 \text{ K}$) はボルソマンの輸送理論では全く説明できない。これは理論が均一電場を前提としてバルクであるのに対し、温度が十分低くなると平均自由行程が試料の幅・厚さと同程度以上になった状況で流れの状態のバルク性が失われるためと考えられる。しかしそのような状況での電子・正孔の流れや分布の挙動を現在の測定結果から理論的に説明することは残された問題である。

本研究の一環として通常の変調法及びトルク法により de Haas-van Alphen 効果を測定し、その信号を digital 化してフーリエ解析し、電子フェルミ面の極値断面積に対応するドハース振動数の他に、それらの和の振動数の入っていることを半金属において始めて見出した。これをフェルミ単位が高磁場において、電気的中性条件を満たすために生ずる量子擬振動の影響として説明し得た。

論文審査の結果の要旨

低温度でビスマスの特定方向に電流を流し、これに直交して磁場を印加すると、磁場方向にシュブニコフ・ドハース振動を重畳した磁束が発生することを見出し、これが静的表皮効果に基因して試料表面を流れる環路的電流によるものであると推論したが、本論文の主要点である。

半金属ビスマスでは、磁気量子振動、サイクロトロン共鳴或は磁気光効果の測定から、電子のエネルギー状態やフェルミ面の形成はそれに特有な輸送現象などが詳しく研究され、バルクの電子的性質は殆んど明らかになっている。近年はその表面附近での電子運動にも興味を持たれ、特に表面での電子正孔の鏡面反射が期待されるため、磁場中では表面層の電導度が内部よりも相対的に高くなるという静的表皮効果の存在が、Azbel'等により提唱されている。

本論文の著者は、この表面電導に関連して、高純度ビスマスにつき次の実験を行った。今、X軸を結晶のbinary方向、Y軸をbisectrix方向、Z軸をtrigonal方向にとり、電流及び磁場の方向を次の二通りの配置で与える。即ち、(a)電流をX軸方向に流し磁場をYZ面内に印加する場合、及び(b)電流をY軸方向に流し磁場をZX面内に印加する場合を考え、キャリアーの平均自由行程が試料の大きさの程度になる低温度において、次の実験結果を得た。

1) 電流として交流定電流を流した場合に、(a)ではZ軸と同軸に置かれた検出コイルに起電力の発生を見、これを交流と同周波数で位相検波することにより、シュブニコフ・ドハース振動と同じ磁気量子振動の重畳する信号が得られたが、(b)の場合には得られなかった。これはドハース振動を観測する新しい方法である。又、二倍周波数の位相検波では、(a)、(b)ともに信号は観測されなかった。

2) 試料表面にとりつけた電圧プローブを用い、直流横磁気抵抗を測定した結果、(a)では電流は主として試料表面を流れ、(b)では試料中を一様に流れることが判明した。特に(a)で $H \parallel Z$ の場合には、表面電流路は磁場の反転により試料の二つのZX面の一方から他方に移行するが、電流方向の反転によっては移行しないという結論が得られた。又、高磁場でこの両面での担体濃度に著しい差のあることが直接測定された。更に横磁気抵抗の非振動部分の磁場依存性も詳しく研究され、低磁場では $H^{1.75}$ に、又高磁場では $H^{0.75}$ に比例することがたしかめられた。

3) ホール電圧の測定より、(a)の場合には $\rho_{yx}(-H) = -\rho_{yx}(H)$ (b)の場合には $\rho_{xy}(-H) = \rho_{xy}(H)$ の関係の成立することが見出され、これ等が上記1)及び2)の結果と密接に関係していることが判明した。

これ等の実験事実を統一的に理解するために、著者は静的表皮効果の立場より解釈をおこなった。即ち、ビスマスでは電子正孔は表面で鏡面反射を受け、移動度の高い表面電流層を形成するが、この効果は、直交する電場と磁場の下で、それに垂直な方向に定常的な質量流が存在する場合に静的表皮効果として現れることが期待される。著者はボルツマン方程式を用いて、ビスマスにおいては(a)の配置ではこの方向に質量流が存在し、(b)の配置ではそれが存在せぬことを証明し、(a)の場合にのみ静的表皮効果が期待されることを示した。著者はこの結果をふまえて、(a)の配置で見られた磁気量子振動は、結晶内部に誘起されたシュブニコフ・ドハース振動が定電流の条件のために表面電流にはね返り、それが環路的であるために磁気量子振動を伴う磁束をつくり、検出コイルを通して観測され、又(b)の場合には表面電流の欠除により観測されなかったと説明した。尚この場合、信号が基本周波数の位相検波で観測され二倍周波数の検波では観

測されぬこと、ならびに横磁気抵抗の測定より知られる、表面電流路の片寄りが磁場方向のみに依存し電流方向には依存せぬことよりして、ビスマスのこの方向では、電場の方向によっては質量流の方向は変わらず、したがって環路的表面電流の位置も変らぬという解釈に到達した。一見ロレンツ力と矛盾するこの奇妙な現象に対して、著者は微視的に見て満足のゆく解釈を与えることはできなかった。著者はこの原因につき種々の可能性をあげているが、その解明は今後の問題として残されている。又、質量流のみが存在する場合には通常の意味でのホール電圧は存在せぬと考えられるが、実際には静的表皮効果が優越する条件ではホール電圧の発生がみられ、これも上記の残された問題と関係するものと考えられた。更に著者は、磁気抵抗の非振動部分の磁場依存性より、静的表皮効果とともに拡散サイズ効果も重要な役割りを果していることを示した。尙この論文ではその他に、ドハース・ファンアルフェン振動のフーリエ解析より、普通のドハース振動数の他にそれらの和の振動数が存在することを見出し、その原因につき考察をおこなっている。

以上の様に本研究では、ビスマスの特定軸方向に互いに直交する静磁場と交流定電流を与えることにより、シュブニコフ・ドハース振動を伴う磁束が発生することをはじめて見出し、磁気抵抗、ホール効果の綿密な測定結果を裏づけとして、この現象が静的表皮効果に基因した環路的性格をもつ表面電流によるものであることを示したが、これは現象そのものとしても新しく、又、磁気量子振動の測定法としても独創的なものとしても考えられる。この現象に対する微視的な立場からの解釈は現段階では行われず将来に残されているものの、これ等の新しい事実の発見は物性物理学の発展に充分寄与するものと考えられる。したがって、本論文は理学博士の学位を授けるのに充分価値あるものと考えられ、合格と判定する。

尙、この研究は別記の四篇の論文として発表され共著となる予定であるが、それ等の内容の大部分がこの論文提出者によりなされたものであることは、他の共著者の認めるところである。

静的表皮効果

——ビスマスを典型として——

お茶の水女子大学理学部 鈴木 正継
 東京大学物性研究所 田沼 静一

§1 はじめに

半金属の典型物質であるビスマスについては、磁気量子振動、サイクロトロン共鳴、あるいは磁気光学効果の測定から、電子のエネルギー状態やフェルミ面の形、またそれに特有な輸送現象などが詳しく研究され、バルクの電子的性質はほとんど明らかになっている。近年は、その表面付近での電子運動にも興味を持たれている。ビスマスにあっては、キャリアの持つ小さいフェルミ・エネルギー、長いドブroy波長のため、試料表面の凸凹の影響が一般金属より少ないという事情で、平滑表面での電子・正孔の鏡面反射が比較的容易に生ずる。

一方、磁場中では、表面層の電気伝導度が内部よりも相対的に高くなるという現象、すなわち静的表皮効果 (static skin effect) というものの存在を Azbel¹ らは理論的に主張してきた。また、幾つかの金属についての実験もなされている。

筆者らは、この表面伝導に関連すると思われる新しい種類の実験を行なった。すなわち、液体ヘリウム温度で互いに直交する静磁場と交流電流をビスマスの特定方位に与えることによって、磁気量子振動を伴う磁束がビスマス試料の表面を貫いて発生することを見出したのであるが、これが静的表皮効果に基因して試料表面を流れる半環路的な電流によるものであると解釈した。このことがビスマスの表面電流効果に関する立ち入った研究を行なうきっかけとなった。

ここでは、表面伝導に関して筆者らが最近行な

った研究¹⁻⁵⁾ の主なもの (横磁気抵抗・ホール効果の綿密な測定を含む) を中心として、静的表皮効果について述べ、読者諸兄のご批判をいただきたいと思う。

§2 これまでのいきさつ

ビスマスは荷電担体数が他の金属に比べて極端に小さく、有効質量が小さく、高純度の単結晶が容易に得られることから、ドハース・ファンアルフェン効果は非常に小さい磁場 ($\sim 10^2$ Oe) とかなり高い温度 (数 10 K) まで観測にかかる。実際この効果が最初に発見されたのはこの金属であり、それ以来、電子物性研究の典型物質の1つとしての研究がなされてきた。

今やビスマスの研究の最前線は、電子構造の詳細な部分まできちんと決めていくことを目的とする定量的なやり方のものから、電子構造は既知のものとして、それから引き出される特徴的な性質——荷電担体の質量が極めて軽いこととか、電子と正孔が同数個あることとか——を有効に利用した電子物性の新しい興味深い現象の探究へと変わりつつある。その最近の一例に、ビスマスの縦磁気抵抗における音響フォノンの運動量が関与する新しい型のマグネット・フォノン効果⁶⁾ をあげてよいだろう。

ところで、ここに述べるのは本質的に横磁気抵抗に関する効果である。ビスマスの電子物性の中でとりわけ横磁気抵抗の実験研究ほど多く行なわれてきたものはない。磁気量子振動効果のなかで

電気抵抗に現われる振動的変化はシュブニコフ・ドハース (Shubnikov-de Haas) 効果と称されているが、横磁気抵抗の測定が帯磁率などの測定よりも容易にできることから、主としてフェルミ面の解析という立場から研究されてきた。フェルミ面が一義的にほとんど決まった今日では、その興味のかかなりの部分は横磁気抵抗の非振動部分にそそがれるようになった。測定する試料のmm程度のサイズに比べ、低温・高純度の環境での平均自由行程が、試料サイズと同程度にもなりうることから、表面付近での電子の運動と内部での電子の運動とはかなり違うであろうことは容易に推測できるし、事実そのような差異を示唆する研究がある。

電流磁気効果を表面との関係でとらえようとする考え方はそれほど新しいものではない。1951年 Borovik と Lazarev⁷⁾ はビスマスの電流磁気効果において表面ないしサイズの影響の無視できないことを初めて実験的に証明した。すなわち、ビスマスの薄膜の横磁気抵抗の測定において、磁場が面に平行な場合と垂直な場合とでは磁気抵抗の値が全く異なることを確かめた。その後、ビスマスの試料に関して高純度の単結晶が作られるようになり、表面に関連した磁気抵抗の異常が相対的に寸法の大きい試料においても現われることが現実となった。こうして高純度単結晶ビスマスの磁気抵抗がバルクの現象として捉えられ、十分詳細に解析されているにも関わらず、表面からの影響についてはあまり考慮されていなかった。理論的にはビスマスの横磁気抵抗の磁場依存性は、電子と正孔の数が同数個存在する (compensated) ことから、磁場 H の自乗に比例した形をとることが予想される。Mase と Tanuma⁸⁾ は温度 4.2 K での、数 kOe までの磁場領域においてビスマスの横磁気抵抗が H^2 からずれることを示した。また Mase ら⁹⁾ は量子効果のほとんど効かない液体水素温度でも高磁場領域では、ビスマスの横磁気抵抗が、 H^2 からずれることを見出した。Tanuma と Ishizawa¹⁰⁾ はビスマスのシュブニコフ・ドハース効果による量子振動の振幅が試料の寸法に依存していることを見出した。

1965年頃まで、ビスマスの横磁気抵抗がなぜ

H^2 からずれるかということについては、はっきりとした理由がわからなかった^{*)}。Hattori¹¹⁾ は、そのずれの原因が“拡散サイズ効果 (diffusion size effect)”によることを明らかにした。Hattori⁶⁾によれば、担体の拡散の効果は、担体濃度が熱平衡からずれている試料の表面付近で存在する。つまり、ずれは担体の濃度勾配によって拡散し、ならされる。そのずれの存在する表面からの深さは拡散距離の程度である。したがって、担体濃度のずれの効果はバルクの物理量に及ぼす影響は、試料の厚みが大きくなるほど少なくなる。

一方、ほぼ同じ頃に Azbel¹⁾ らを中心とするソビエトのグループは、電子数と正孔数が等しい偶数価金属または半金属の横磁気抵抗の磁場依存性を“静的表皮効果 (static skin effect)”という新しい考え方により説明しようと試みていた。

この効果は担体の表面での散乱がほぼ鏡面反射であるということが前提となっている。Peschanskiy と Azbel¹²⁾ の考え方は、電子 (正孔) の軌道半径 r_H が試料の厚みに比べてずっと小さくなるような強磁場では、表面での衝突による電子は鏡面反射で電場に沿って弧状の繰り返しの径路を描いて走り、試料内部での電子 (これは散乱がない限り電場と垂直方向にしか動けない) に比べてずっと易動度が大きくなるため、サイクロトロン半径の程度の厚さの表面層の伝導度が増加するというものである。Azbel¹⁾ らによって提唱されたこのような考えに基づく理論によって、初めてビスマスの横磁気抵抗の H^2 からのずれが定量的に取り扱われることになった。この理論が契機となり、ビスマスおよびアンチモンの横磁気抵抗の実験が同じソビエトの Bogod を中心とするグループ¹³⁾ によって詳しく再検討されるようになった。ビスマスの場合は電子波のドブロイ波長が他の金属に比べてずっと長いので、表面をドブロイ波長に比べて十分に滑らかにすることができ、結晶平面で担体が鏡面的に反射されることが期待される。そして静的表皮効果を支持する実験結果が得られた。

*) 量子極限を超えた強磁場下で、磁場方位によってはフェルミ・エネルギーが磁場と共に増大し、キャリアが増して磁気抵抗が減少成分をもつことが知られているが、ここではそのような極端に強い磁場は扱わない。

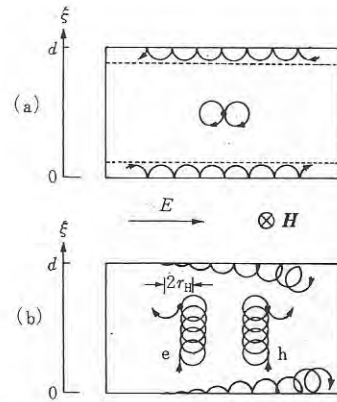
ビスマス、アンチモン以外の金属についても静的表皮効果が存在しないかという期待が持たれた。通常の金属ではドブロイ波長が短いため担体の散乱は散漫的であると考えられるが、タングステンの場合には原子間隔の程度で平滑な表面が実現可能となる。Panchenko ら¹⁴⁾はタングステンにおいても静的表皮効果が起こっていることを横磁気抵抗の磁場依存性、および、タングステンの薄い平板についての横磁気抵抗の角度依存性から確かめた。

これまでのところ、ビスマスの横磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれについては、Hattori による拡散サイズ効果による説明とが併存しているように思われる。Babkin と Kravchenko¹⁵⁾ は、この2つの効果を取り入れた理論を提唱した。ここでは、静的表皮効果は表面での intravalley scattering する確率と intervalley scattering する確率とが等しい場合の拡散サイズ効果に対応するものとして取り扱われている。しかし、横磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれについては、この2つの効果が両方ともに効いてくるのか、それともこの2つの効果のうちの一つが優越して効いてくるのか、これまでのところ決まった結論に達していない。

次に静的表皮効果および拡散サイズ効果について簡単に説明する。

2.1 静的表皮効果

第1図(a)のような横磁気抵抗の測定配置において、試料の内部では電子はランダウ軌道として ξ 方向の重心運動を除けば閉軌跡上を周回している。この電子は試料内部に存在する散乱体による散乱によって電場と反平行な方向にサイクロトロン半径 r_H の程度だけシフトすることになる。このようなシフトの和がバルク試料の電流を形成している。一方、ランダウ軌道が内表面につき当たるときには、表面での電子の散乱がどのような形で行なわれるかが重要である。ビスマスの場合、フェルミ・エネルギーが非常に小さい(27.5 meV)ことから、ドブロイ波長は通常の金属より3桁長く 10^{-5} cm 程度となる。電子表面への入射角が小さい場合、有効なドブロイ波長はなるべく平坦に



第1図

- (a) 質量流の効果を無視したときの静的表皮効果。
 (b) 質量流の効果を考慮したときの静的表皮効果。

仕上げた試料表面の局部的平滑度として残留している粗さの度合よりも十分大きくなるのが可能である。その場合、表面での散乱はほとんど鏡面反射となる。表面での電子の散乱が散漫反射的な場合には、表面にぶつかった後、電子は完全に過去の記憶を失ってブラウン運動をする。一方、鏡面反射の場合には、第1図(a)のように飛び石軌道 (skipping orbit) となる。

表面での平均自由行程 l_s がだいたいバルクの平均自由行程 l と同じものとする、一回の散乱から散乱までの間に、バルク内ではサイクロトロン直径 $2r_H$ の程度の電場方向の電荷の流れが生ずるのに比べ、表面では l の程度の流れが生ずる。低温・強磁場下では、 $l \gg r_H$ (たとえば液体ヘリウムの温度で $l \approx 10^{-2}$ cm, $H = 10$ kOe で $r_H \approx 10^{-4}$ cm) なので、一つの電子の軌道で比較すると、印加電場方向の電流については、表面電流の寄与の方が、バルク電流よりもはるかに大きいことになる。表面での電場方向の運動が平均自由行程によってのみ制限されていることから、表面電流を規制する拡散係数 D_1 は次式で与えられる。

$$D_1 = l^2 W \quad (1)$$

ここで、 W は単位時間当りの衝突回数で $W \sim 1/\tau$ の程度である。 τ は電子の緩和時間である。一方、バルクの閉軌道の場合の拡散係数 D_2 は次式で与えられる。

$$D_2 = r_H^2 W \quad (2)$$

一般に G をコンダクタンスとすると、 G と D の間には次の関係がある。

$$G = Ne^2 D / E_F \quad (3)$$

ここで N は担数の総数, E_F はフェルミ・エネルギーである. 表面からサイクロトロン半径 r_H の程度の深さの間に存在する飛び石軌道の総数 N_1 が表面電流 J_s を形成する. したがって N_1 は r_H に比例した値をとる. 表面コンダクタンスを G_s とすると, G_s は

$$G_s = \frac{N_1 e^2 D_1}{E_F} \propto \frac{r_H e^2}{E_F} \frac{l^2}{\tau} \propto \frac{1}{H_2} \quad (4)$$

となる. 一方, 試料内部に一樣に存在する閉軌道がバルク電流 J_v を形成している. その総数 N_2 は試料の厚さ d に比例する. バルクのコンダクタンスを G_v とすると

$$G_v = \frac{N_2 e^2 D_2}{E_F} \propto \frac{d e^2}{E_F} \cdot \frac{r_H^2}{\tau} \propto \frac{1}{H^2} \quad (5)$$

となる. したがって低温・強磁場下では $G_s \gg G_v$ となり, 電流の大部分は表面に集中するようになる. 電場が一樣にかかっているにも関わらず, 電流は試料表面から r_H 程度の深さで減衰する. 電流に対するこのような効果は (5) 式の逆数としての横磁気抵抗 $\rho(H)$ が磁場と共に無制限に増加していくような磁場方向においてのみ生ずる. すなわち, (i) 電子と正孔が同数個存在する金属, (ii) フェルミ面がオープン軌道を生ずる場合, のいずれかの場合である. ビスマスは (i) の典型例である.

2.2 横磁気抵抗の磁場依存性

— 静的表皮効果 —

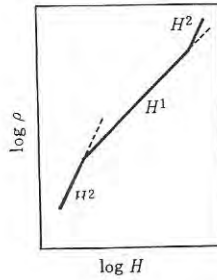
Peschanskii および Azbel¹²⁾ に従って, (4), (5) 式の G_s, G_v をもう少し正確に書くと次のようになる.

$$G_v = G_0^\infty \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 \quad (4')$$

$$G_s = G_0^\infty \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 \frac{l}{d} \cdot \frac{1}{(1-q) + (H_0/H)} \quad (5')$$

ここで q は表面で鏡面反射する確率で, ビスマスの場合 $q \approx 1$ である. G_0^∞ は $H = 0$ のときのコンダクタンスで, また H_0 は $r_H = l$ となる磁場である. このとき横磁気抵抗 ρ_H は次式で与えられる.

$$\rho_H = \rho_0 \frac{(H/H_0)^2}{1 + \frac{l}{d} \cdot \frac{1}{(1-q) + (H_0/H)}} \quad (6)$$



第2図

静的表皮効果から予想される横磁気抵抗の磁場依存性.

ただし, $\rho_0 \equiv G_0^{\infty -1}$ とする.

(6) 式を, (A) 低磁場, (B) 中間磁場, (C) 高磁場の, の3つの磁場領域に分けてそれぞれの場合で近似する.

(A) 低磁場の場合 ($H \ll H_0$);

$$\rho_H = \rho_0 \left(\frac{H}{H_0} \right)^2 \quad (7)$$

(B) 中間磁場の場合;

$$\rho_H = \rho_0 \frac{d}{l} \left\{ (1-q) \left(\frac{H}{H_0} \right)^2 + \frac{H}{H_0} \right\} \quad (8)$$

(C) 高磁場の場合 ($H \gg H_0$);

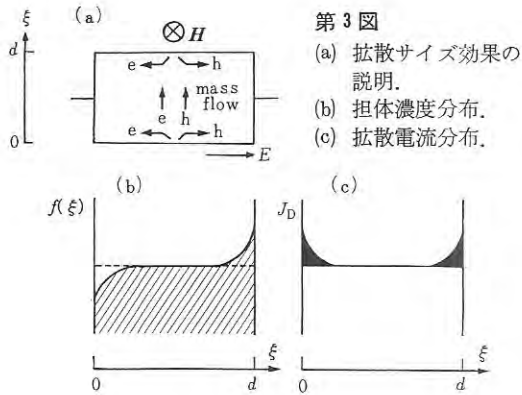
$$\rho_H = \rho_0 \frac{1}{1 + \frac{(1-q)d}{l}} \left(\frac{H}{H_0} \right)^2 \quad (9)$$

以上に述べた ρ_H の磁場依存性を第2図に示す. ただし $q \approx 1$ と仮定している.

2.3 拡散サイズ効果

これまでは, もっぱら飛び石軌道による表面電流 J_s について考えてきた. この節では, 電子および正孔のドリフトによる $[\mathbf{H} \times \mathbf{E}]$ 方向, つまり第1図の ξ 方向の質量流^{*}が表面付近で逆向き ($-\xi$) の拡散流を引き起こし, これに対する静磁場の作用で表面付近に拡散電流が生ずることを考察する. すなわち, 第3図で, 横磁気抵抗の配置において電子と正孔の数が同数個存在する場合にローレンツ力により ξ 方向に質量流が生じ, 表面においては, 電子と正孔の生成 (図の下面) と再結合 (図の上面) とが生じる. そして ξ 向きの担体濃度勾配によって $-\xi$ 向きの拡散による質量

* 電子と正孔は同数で同じく $[\mathbf{H} \times \mathbf{E}]$ の向きに流れるから電荷の流れはなく, 電子と正孔の mass の流れのみが生ずる.



第3図
(a) 拡散サイズ効果の説明.
(b) 担体濃度分布.
(c) 拡散電流分布.

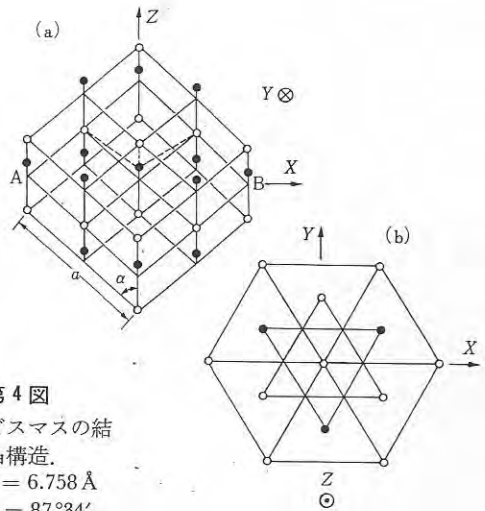
流が生ずる。これら3つの因子の平衡によってξ方向に第3図(b)のような担体の濃度勾配が定常的に生ずる。この濃度勾配領域の深さが試料の厚さdに対して無視し得ないとき、サイズ効果としてこれに付随した現象が現われる。すなわち-ξ方向の拡散流に着目すると、それにローレンツ力が作用して第3図(a)のように正孔と電子がE方向および-E方向にそれぞれ分離して運動し、電場方向の電流になる。これを拡散電流と称することにしよう。Hattori¹¹⁾によれば、その拡散電流 J_s' は次式で与えられる。

$$J_s' = -eD_\xi \left(\frac{\partial f(\xi)}{\partial \xi} \right) \quad (10)$$

ここで $f(\xi)$ は電子の担体濃度であり、 ξ のみの関数である。 D_ξ は拡散係数で、高磁場では H^{-2} に比例する。第3図(b)において $f(\xi)$ が $\xi = d/2$ に関して反対称であることから、 J_s' は(10)式より $\xi = d/2$ に関して対称になる。すなわち、第3図(c)のように拡散電流 J_s' は+ξの側面と-ξの側面で同じ向きに同じだけ流れることになる。ただしこれは等方的な物質についてであって、後述のNakazato¹⁶⁾のビスマスについての理論に従えば、表面電流はもっと複雑な分布をすることになる。

§3 実験方法と結果

表面電流効果の存在を実証することとなった筆者らの4種の実験について次に述べる。測定結果を述べる前に、ビスマスの結晶構造について簡単



第4図
ビスマスの結晶構造.
 $a = 6.758 \text{ \AA}$
 $\alpha = 87^\circ 34'$

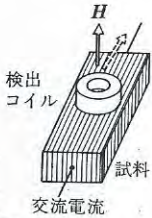
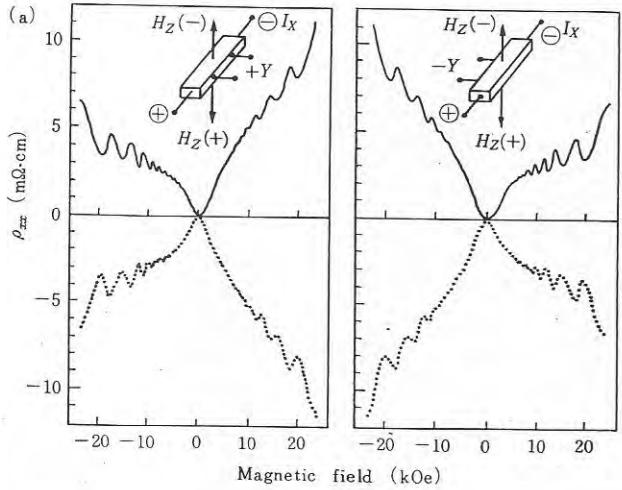
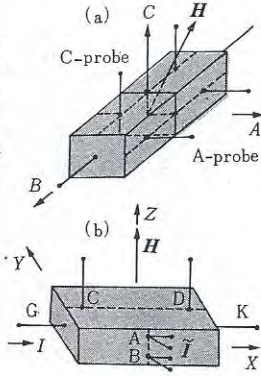
に述べておく。結晶構造は第4図(a)に示すように、単純立方格子を $\langle 111 \rangle$ 方向に引張って菱面体格子とし、次に図では黒丸と白丸で表わした2つの面心格子に分けて、一方を他方に対して $\langle 111 \rangle$ 方向にわずかだけ平行移動して得られる。その結果、第4図(a)からわかるように点線で結ばれている3つの最近接原子と3つの第2近接原子との間にわずかの原子間距離の違いが生ずる。第4図(b)はこうして得られた結晶構造を $\langle 111 \rangle$ 方向からながめたもので、 $\langle 111 \rangle$ 方向に3回軸(trigonal axis, Z軸)、またそれと垂直な面内に2回軸(binary axis, X軸)が3本ある。さらに中心を通り2回軸に垂直な面が鏡映面となっている。鏡映面で3回軸に垂直な方向を2分割軸(bisectrix axis, Y軸)と称している。格子の空間群の対称性は $D_{3d}^5, R\bar{3}m$ である。

3.1 横磁気抵抗と表面電流

横磁気抵抗の測定における電流端子、電圧測定端子の位置および磁場の方向を、簡略化した形で第5図(a)に示す。図においてA, B, Cはそれぞれビスマスの3つの結晶軸、すなわち $\pm X$ 軸、 $\pm Y$ 軸、 $\pm Z$ 軸のうちのいずれかに対応している。電流はB方向に沿って流し、静磁場はA-C面内での任意の向きに印加できる。電圧プローブはその両端を結ぶ直線が電流方向Bと平行に置かれている。このプローブがAB面に平行な試料面内にあ

第5図

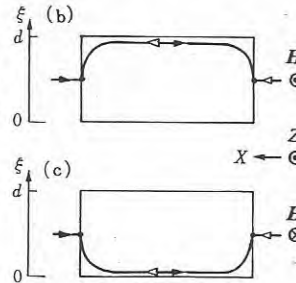
- (a) 横磁気抵抗の測定配置図.
 (b) 交流四端子法によるAB間の電気抵抗の測定配置図.
 ($H \parallel Z, I \parallel X$)



第6図
 試料と検出コイルの位置.

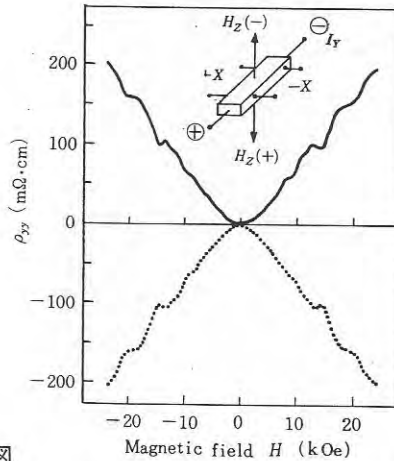
- (a) 1.5Kのもとでの (+)Yプローブおよび (-)Yプローブによって測定された $\rho_{xx}(H_z)$ の磁場依存性.
 実線は ($I \parallel X$), 点線は ($I \parallel -X$).
 (b), (c) $H \parallel Z, I \parallel X$ の配置での H および I を反転したときの表面電流路の位置と方向.

第7図



る場合には C-プローブ, BC面に平行な試料面内にある場合には A-プローブと名づける. 測定配置として, (a) BをX軸に, CをZ軸に, AをY軸に取った場合, (b) BをY軸に, CをZ軸に, AをX軸に取った場合, の2つを選んだ. (a) および (b) の場合, 電圧プローブで測定される量はそれぞれ磁気抵抗テンソル $\rho_{xx}(H)$, $\rho_{yy}(H)$ である. 第6図については後述する. 第7図(a) および第8図に筆者ら^{1,3,4)}が行なった実験の結果の一部を示す. 実験はいずれも 1.5K において行なわれた. 第7図(a) は (+)Yプローブと (-)Yプローブにおいて測定された $\rho_{xx}(H_z)$ の磁場依存性であり, また第8図は (+)Xプローブと (-)Xプローブにおいて測定された $\rho_{yy}(H_z)$ の磁場依存性である. 第7図(a), 第8図において, 点線は実線に対し電流の向きを反転した場合の測定結果である. 第7図(a) で見出された特異性を要約すると次の通りである.

- (i) (+)Yプローブの場合には $\rho_{xx}(H_z)$ の値は $H_z(+)$ 側では大きく $H_z(-)$ 側では小さくなる. また (-)Yプローブの場合には $H_z(+)$



第8図

- 1.5Kのもとでの (+)Xプローブおよび (-)Xプローブによって測定された $\rho_{yy}(H_z)$ の磁場依存性.
 実線は ($I \parallel Y$), 点線は ($I \parallel -Y$).

側では小さく $H_z(-)$ 側では大きくなる. つまり $H_z(+)$ と $H_z(-)$ の役割が (+)Yプローブと (-)Yプローブでは逆になる (ただし $T \geq 20K$ ではこのような非対称は起こらな

第 (a) (b) (a)

い).

(ロ) 電流方向の反転 ($I_x \rightarrow -I_x$) に対しては、 $\rho_{xx}(H_Z)$ の値は変わらない。

Reed ら¹⁷⁾によれば、試料内に均一でない電流が生じている場合は、電流密度の大きい部分に接触している電圧プローブには大きい電圧降下が生じ、電流密度の小さい部分に接触しているプローブには小さい電圧降下しか生じない。このことと第7図(a)から考えて、

- ① 電流の大部分は試料表面に集中し、表面電流路を形成する、
- ② 表面電流路は磁場の反転により試料の相対する2つのZX面的一方から他方に移行するが、電流方向の反転によっては移行しない(第7図(b),(c)).

という電流路に関する推論が得られる。一方、第8図からは、

- ③ 表面電流路は存在せずに、電流は試料の長さ方向に平行かつ一様に流れる。

あるいは、

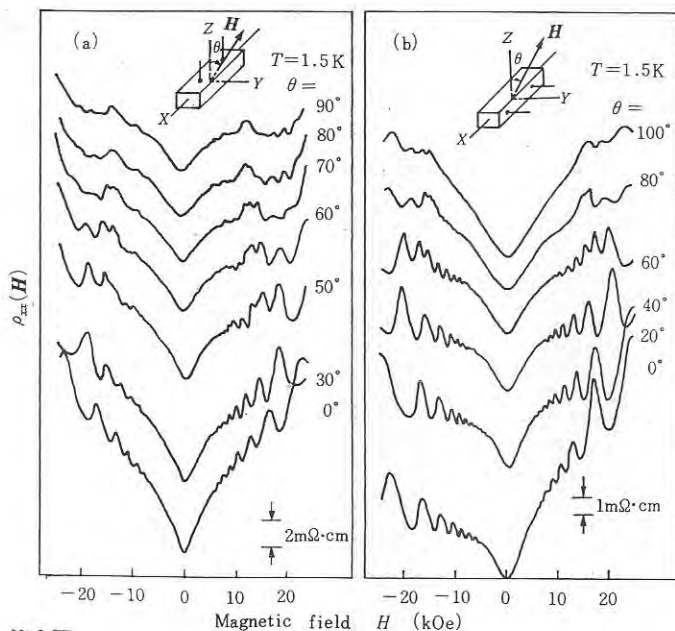
- ③' 表面電流路が流れるとしても2つのZY面

に同じようにできる。

- ④ 電流量は磁場または電流方向の反転に対して不変である。

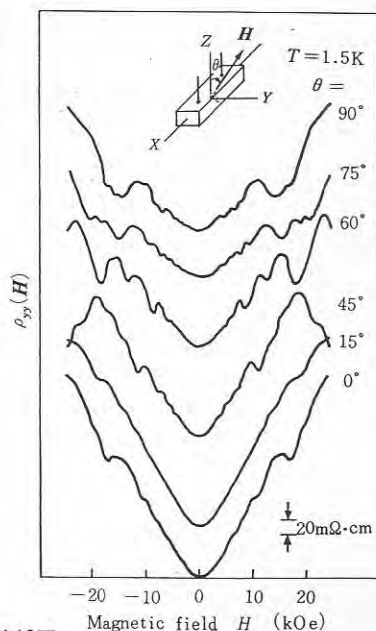
というふうに第7図とは全く異なる推論となる。

第9図(a),(b)は磁場をYZ面内で印加したときのZプローブおよびYプローブによって測定された $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性であり、第10図は磁場をZX面内で印加したときのZプローブ(Xプローブでも同じ結果となる)によって測定された $\rho_{yy}(H)$ の磁場依存性である。第9図(a)において $\theta = 0$ の場合つまり $\rho_{xx}(H_Z)$ が磁場反転に対して対称であることと①とは矛盾しない。すなわち磁場反転に対してZプローブ(試料のXY面の中心付近)での電流路は表面電流路の移行に伴う種々の影響をほとんど受けない。第9図(a)で $\theta \neq 0$ の場合、 $\theta = 90^\circ$ に近づくほど $+H$ と $-H$ の非対称が甚だしくなることから、表面電流路が存在し磁場の反転に対して移行することがわかる。Yプローブの第9図(b)では $\theta = 90^\circ$ で対称、 $\theta = 0^\circ$ で最も非対称になることは第9図(a)と見比べると納得がゆく。また第10図からは磁場をZX面



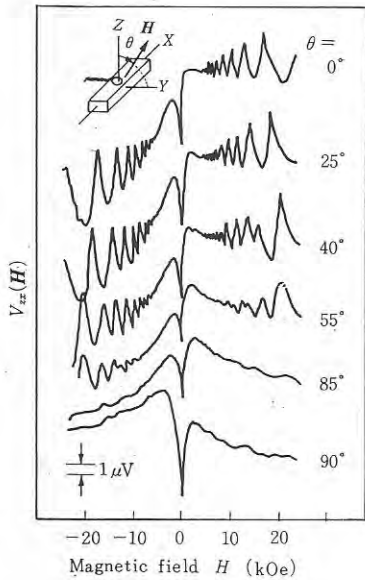
第9図

- (a) Zプローブによって測定された $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性。
 (b) Yプローブによって測定された $\rho_{xx}(H)$ の磁場依存性。
 (a),(b)ともに $T = 1.5\text{ K}$ 、磁場はYZ面にある。



第10図

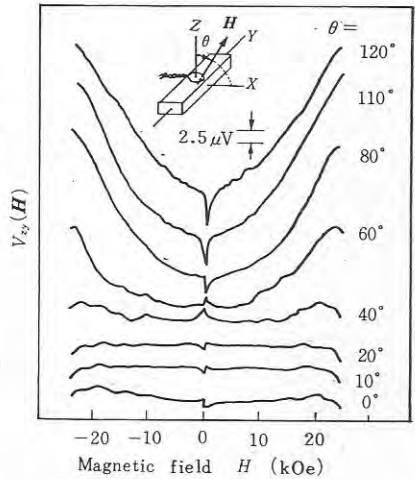
- Zプローブによって測定された $\rho_{yy}(H)$ の磁場依存性。
 $T = 1.5\text{ K}$ 、磁場はZX面内にある。



第11図

$T = 1.5 \text{ K}$, 交流電流 $\vec{I} // X$, かつ H が YZ 面内にあるときの, 検出コイルに発生する起電力 $V_{zx}(H)$ を \vec{I} の 1 倍周波数 ($f = 4.7 \text{ kHz}$) で位相検波したときの直流信号の磁場依存性.

$H = 0 \text{ kOe}$ での信号レベル V_0 は $90 \mu\text{V}$ (ただし $|\vec{I}| = 10 \text{ mA}$).



第12図

$T = 1.5 \text{ K}$, $\vec{I} // Y$, かつ H が ZX 面内にあるときの検出コイルに発生する起電力 $V_{zy}(H)$ を \vec{I} の 1 倍周波数 ($f = 4.7 \text{ kHz}$) で位相検波したときの直流信号の磁場依存性.

$H = 0 \text{ kOe}$ での信号レベル V_0 は $120 \mu\text{V}$ (ただし $|\vec{I}| = 10 \text{ mA}$).

内の種々の方向に印加した場合にも前述③のケース, すなわち電流は試料の長さ方向に平行かつ一様に流れることがわかる (③のケースでないことは Z プローブと X プローブで同じ測定結果を与えることからわかる).

3.2 表面電流のつくる磁束の測定²⁾

表面電流路の存在をもっと直接的に確かめる方法がある. 横磁気抵抗の配置と同じく, (a) 交流電流を X 軸方向に流し静磁場を YZ 面内に印加する場合, および (b) 交流電流を Y 軸方向に流し静磁場を ZX 面内に印加する場合について, いずれも第6図のように試料面中央に検出コイルをおいてコイルに誘起される電圧を測定する. (a) では Z 軸と同軸に置かれた検出コイルに起電力の発生が見られ, これを交流と同周波数で位相検波することにより, シュブニコフ・ドハース振動と同じ磁気量子振動の重畳する信号 (第11図) が得られた. (b) の場合には (a) の場合のような有意の磁気量子振動は得られなかった (第12図). また 2 倍周波数の位相検波では (a), (b) とともに信号は観測されなかった.

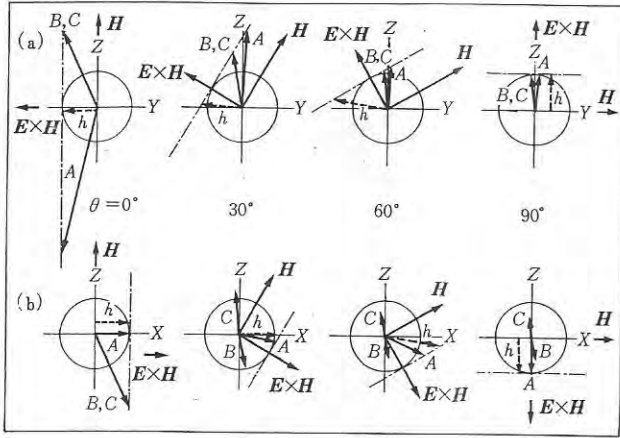
(a) の配置で見られた磁気量子振動は, 結晶内部に誘起されたシュブニコフ・ドハース振動が定電流の条件のために表面電流の強さの磁気量子振

動となり, それが第7図 (b), (c) のごとく半環路的であるために, 試料を貫いて Z 方向に磁気量子振動を伴う磁束をつくり, それが試料外の検出コイルを通して観測されたのであると解釈される. また (b) の場合には表面電流が存在しないために観測されないと解釈できる. 更に注目すべきこととして, (a) の場合で表面電流路の片寄りが磁場方向にのみ依存し, 電流方向によらないことは, 第6図の実験で 2 倍周波数の位相検波では全く信号が観測されなかったことでサポートされる. もし AC 電流の位相反転ごとに表面電流路が反転するならば試料を貫く磁束は AC の全波整流の形となって 2 倍の周波数成分を最も多くもつはずだからである.

3.3 表面電流効果の存在の可能性³⁾

(a) の配置では表面電流効果の生じていることが確実で, また (b) の配置では表面電流効果の生じていないことが上述の結果から想像される. ここで問題となるのは, なぜ (a) の場合にのみ生じるかということである. いま静的表皮効果が存在するための必要条件について考える.

補償された金属では等方的である限り, つまり



第13図

ビスマスにおける各ポケットのドリフト速度.
(a) $H // YZ$ 面, $E // X$ (b) $H // ZX$ 面, $E // Y$
各円の半径は CE/H に等しい.

トル $A, B(C), h$ の $[E \times H]$ 方向の成分は
不同で, 電荷の流れでホール電圧が生じ
て質量流が阻止されることがわかる.

3.4 静的表皮効果による表面 電流の説明

上述の如く, ビスマスのフェルミ面が
球状から歪んでいるため, 電子および正

孔は特別の方位(第13図(a))を除いては一般に
 E, H の両方に垂直な方向の質量流をもたない.

しかし, 簡単のため, 仮にいま電子のフェルミ面
および正孔のフェルミ面が各一個づつ存在し, そ
の形状がいずれも球状である等方的な半金属を想
定する. Peschanskii と Azbel¹²⁾ によって提唱され
た理論では, $E \times H$ 方向への担体の効果が考慮さ
れていない. この場合, 第1図(a)に示すように,
試料の両側の面に同じだけの表面電流が存在す
る. しかるに質量流が存在するとき事情は全く異
なる. 第1図(b)に示す如く, バルク内での軌道
の中心はドリフトにより ξ の向きに移動するが,
散乱体との散乱によってのみ電場と反対方向に
 $2r_h$ 程度の距離だけ移動する. この面で, 表面付
近での電子の運動について考えよう.

まず $\xi = d$ の面近くでは, 飛び石軌道の中心は
試料の内側から外側へとドリフトしながらも表面
に沿って進んでいく. この意味では平均自由行程
の間中, 表面電流として寄与する. 一方 $\xi = 0$ の
面の表面近くでは, 飛び石軌道の中心は試料の外
側から内側へとドリフトしながら表面に沿って運
動していくが表面への入射角で決まるある飛び石
回数後では軌道は表面を離れてバルクの軌道に変
わるので, 試料電流に逆方向の寄与をするこの面
での表面電流の大きさは, 他面のそれに比べてず
っと小さくなるものと考えられる. それ故 $\xi = d$
の面, すなわち(質量流の向かう方の面)にのみ
表面電流が存在することになる. さらに H また
は E の反転に対して質量流の方向が反転するこ

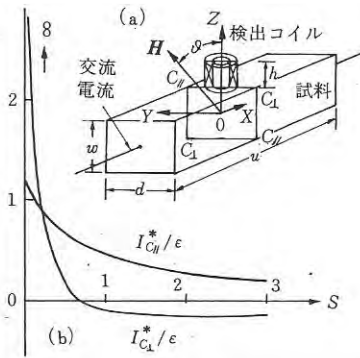
電子および正孔のフェルミ面がともに球状である
限り, 直交する電場 E および磁場 H のもとで E
 $\times H$ の方向に質量流が存在する. ビスマスはフェ
ルミ面は球でなく, 異方性が強い. この場合 E と
 H がどのような方位のとき $E \times H$ の方向に質量
流が生じるかを知るため, 各担体 (a, b, c-電子ポ
ケットおよび正孔ポケット) のドリフト速度 $V_a,$
 V_b, V_c, V_h の空間分布を量的に検討した⁹⁾. 有効質
量テンソル m_i^* を有する i -電子ポケットのドリフト
速度 V_i および質量テンソル M^* を有する正孔
ポケットのドリフト速度 V_h はそれぞれ次式で与
えられる.

$$V_i = \frac{cE \times (m_i^* H)}{H \cdot m_i^* H} \quad (i = a, b, c) \quad (11)$$

$$V_h = \frac{cE \times (M^* H)}{H \cdot M^* H} \quad (12)$$

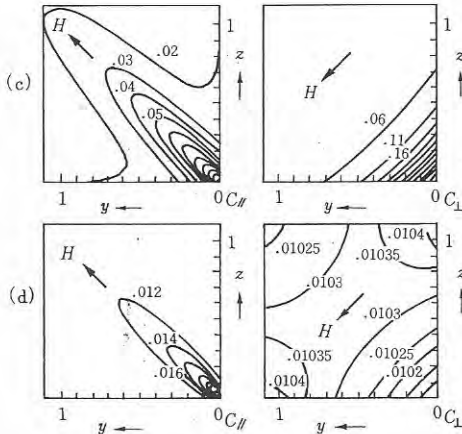
第13図(a)は磁場が YZ 面内のそれぞれ図示さ
れた方向に, また電場が X 軸(紙面に垂直)方向
に向いているときの各フェルミ面の担体のドリフト
速度であり, また第13図(b)は磁場が ZX 面内
のそれぞれの方向に, また電場が Y 軸方向に向い
ているときの各フェルミ面の担体のドリフト速度
である. 図から(a)の配置ではドリフト速度ベク
トル $A, B(C), h$ の $[E \times H]$ 方向の成分はすべて円
の半径 cE/H に等しくなり, E と H に直交する
方向に質量流が存在することがわかる. 一方(b)
の配置ではちょうど $\theta = 0$ の場合を除き*, ベク

* $\theta = 0^\circ$ の場合についてはこのモデルでは説明で
きない.



第14図

- (a) 検出コイルと試料との位置関係(第6図と同じ). 試料矩形断面の4つの角のうち C_{\perp} は磁場に垂直な方向の2つの角, C_{\parallel} は磁場に平行な方向の2つの角である.
 (b) 角を流れる過剰電流(平均電流からのずれ)と無次元化された表面再結合速度との関係.
 (c), (d) 角近傍での電流密度分布(自由電子モデル).
 (c) : $\epsilon = 1/[1 + \sigma_0^2 \sigma_0^h (H/n_0 c)^2] = 10^{-2}$, $S \equiv S_{\text{en}} \tau_{\text{eh}}/L$.
 (d) : $\epsilon = 10^{-2}$, $S = 10$.



果を得た.

いま, 試料が電流の流す方向(x軸)に長く, (i)系はx軸の方向について均一であり, (ii)電場 E_x は試料内において空間的に一様であり, (iii)全電流密度はx軸方向に平行である, という3つの条件を満足しているものとする. 電子と正孔のフェルミ面が各1個づつ存在し, その形状がいずれも球状である半金属のx軸に垂直な試料断面(矩形)の4つの角の電流分布に関して,

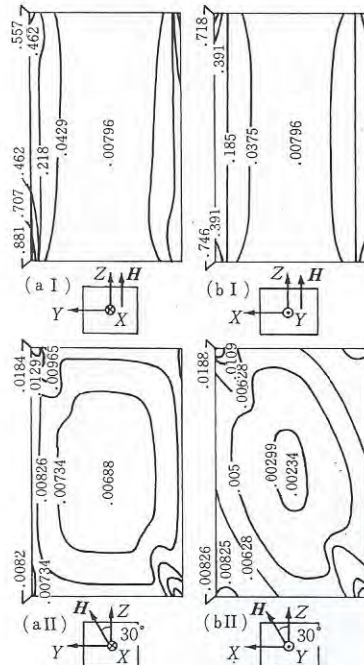
- (I) 電子・正孔の表面再結合速度が小さい場合, 磁場に垂直な方向の2つの角(第14図 C_{\perp}) 近傍に電流 I_C^* が集中する.
 (II) 表面再結合速度が大きい場合, 磁場に平

とから, 表面電流路は H または E の反転に際し, 一方の面から他方の面に移行することになる.

しかるに, 横磁気抵抗の測定より知られる, 表面電流路の片寄りが磁場方向のみに依存し電流方向に依存しないこと, および検出コイルの測定より知られる信号が2倍周波数の位相検波では観測されぬこと, の2つの重要な事実の説明は未解決のままである.

3.5 Nakazato¹⁶⁾ の説明

拡散サイズ効果 (§2, 3) に従えば, 第3図(c)に示すように, 拡散電流が $+z$ の側面と $-z$ の側面で同じ向きに同じだけ流れることになる. そうすると両側面の拡散電流が試料のバルクの部分につくる磁束は互いに相殺して生じなくなる. しかし最近 Nakazato¹⁶⁾ は等方的な半金属と異方的なビスマスについて試料断面を電流がどのように流れるかを, 拡散サイズ効果の立場から詳しく検討し, 表面電流に関して以下に示すような重要な結



第15図

- ビスマスの試料矩形断面上における電流密度分布 j_{μ}/E_n ($1/\text{m}\Omega \cdot \text{cm}$).
 (a) : $\mu = X$
 (b) : $\mu = Y$
 (I) : $\theta = 0^\circ$
 (II) : $\theta = 30^\circ$

行な方向の2つの角(第14図 C_{II}) 近傍に電流 I_C^* が集中する。

という結果が得られた。この場合、矩形断面の4つの角に関して、電流分布は反対称となり、バルク内に磁束の発生が可能となる。第14図(a)の検出コイルに発生する起電力 V は次式に比例した値をとる。

$$V \propto L^2(I_{C_{II}}^* - I_{C_I}^*)/d\omega\bar{\sigma}^* \quad (13)$$

ここで $\bar{\sigma}^*$ は断面積にわたる平均としての伝導度、 L は磁場方向の拡散距離である。

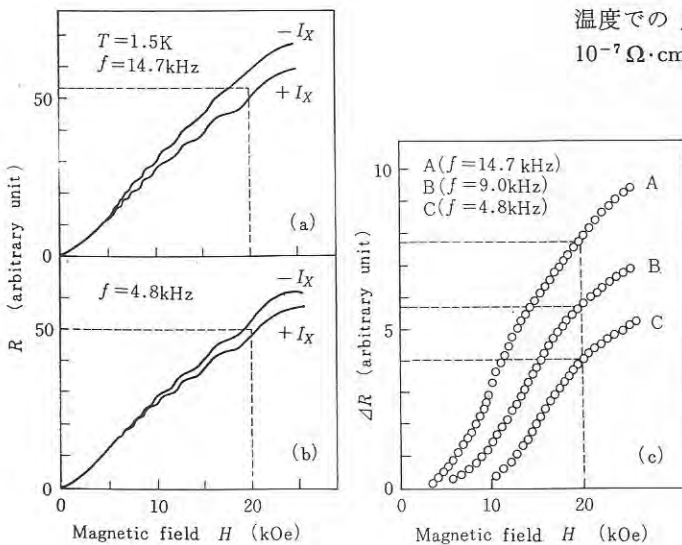
同様の計算がビスマスの場合についてもなされた。第15図はビスマスの矩形断面内での電流分布を示す。注目すべきことは (I) $I//X, H//Z$ の場合、電流分布は Z 軸に関して非対称となるが、(II) $I//Y, H//Z$ の場合、電流分布は Z 軸に関して対称となることである(ビスマスの YZ 面が鏡映面であることと関係している)。実際、実験でも (I) の場合には、検出コイルに起電力が観測されるが、(II) の場合には観測されなかった。Nakazato¹⁶⁾によれば静的表皮効果によって生じる起電力 V_{SSE} と拡散サイズ効果によって生じる起電力 V_{DSE} との間には次のような関係が成り立つ。 $V_{SSE} \approx (l/L)^2 V_{DSE}$ 。それ故、 $l \gg L$ の場合には静的表皮効果による寄与が大きくなり、 $l \ll L$ の場合には拡散サイズ効果による寄与が大きくなると考えられる。

3.6 拡散サイズ効果の実証⁴⁾

拡散サイズ効果と担体の濃度勾配に間に密接な関係があることから、濃度勾配の存在を直接的な方法で確かめることができれば、拡散サイズ効果の存在が実証されたことになる。このため第5図(b)に示すように、まず磁場を Z 軸方向にかけ、直流の定電流を GK ($//X$) 間に流しておき、このままの状態での AB 間の電気抵抗を交流四端子法により測定した。 AB 間の電圧は、 AB 間に流す微小交流電流と同一の周波数で位相検波することにより求めた。

直流電流の極性を反転させることにより、 H に平行な両側面での Z 軸方向の電気抵抗 R [第16図(a), (b)] およびその差 ΔR [第16図(c)] が測定されることになる。いま $I//X$ のときの AB 間の電気抵抗を R_1 、また $I// -X$ のときの AB 間の電気抵抗を R_2 とする、 R_1 および R_2 は第3図における $\xi = d$ および $\xi = 0$ 近傍の局所抵抗である。 R_1 、 R_2 は本質的には縦磁気抵抗 $R_{zz}(H_z)$ に相当する。 $\rho_{xx}(H_z)$ 、 $\rho_{yy}(H_z)$ とともに $\rho_{zz}(H_z)$ に比べてずっと大きいので、 AB 間を流れる交流電流は表面のごく近傍を流れることになる。

いま交流電流による通常の表皮効果について考える。古典的な表皮厚さ δ は $(c^2\rho/f)^{1/2}/2\pi$ で与えられる。ここで f は AC 電流の周波数、 ρ は実効抵抗率、 c は光速である。 ρ として液体ヘリウム温度での $\rho_{zz}(H_z)$ の値をとると $(\rho_{zz}(H_z) \sim 1.0 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm})^9$ 、 δ は $f = 10 \text{ kHz}$ で約 $1.6 \times 10^{-2} \text{ cm}$



第16図

- (a), (b) 直流電流 I_x を正・反転させたときの、 AB 間の交流電圧を倍周波数で位相検波して得られた直流電圧(電気抵抗 R) の磁場依存性。
(第5図(b)参照, $H//Z, I//X$)
(c) 直流電流を正・反転させたときの Z 軸に平行な方向の電気抵抗の差 ΔR 。
(a)~(c)の縦軸は同じ目盛であるが任意である。

である。第16図(c)の $H = 20$ kOe での3つの周波数 (4.8, 9.0, 14.7 kHz) に対する ΔR の比 4.0:5.7:7.7 = 1.0:1.4:1.9 が周波数の平方根, $\sqrt{4.8}:\sqrt{9.0}:\sqrt{14.7} = 1.0:1.4:1.7$ に一致することがわかる。このことは ΔR が表皮厚さに反比例していることを意味している。この場合 ΔR は $\xi = 0$ または $\xi = d$ における表皮厚さにわたる担体濃度の平均的なずれから求まる。すなわち,

$$\frac{R_1 - R_2}{(R_1 + R_2)/2} = \frac{2\overline{\Delta n}}{n_0} \quad (14)$$

ここで n_0 はバルク内の担体濃度である。

第16図(a), (b)の 20 kOe における R_1, R_2 の値から

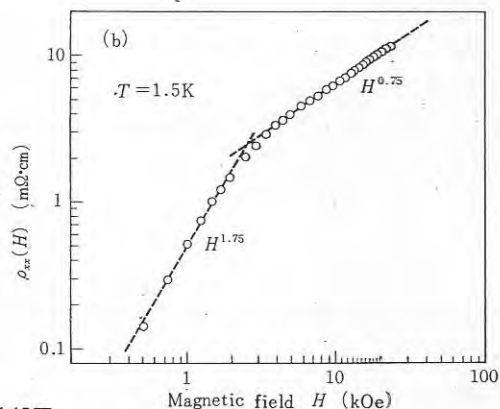
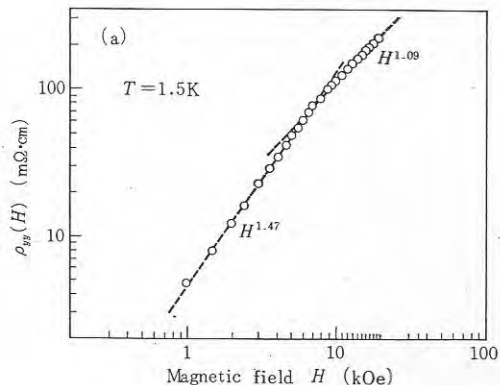
$$\begin{aligned} \overline{\Delta n}/n_0 &= 0.04 \quad (f = 4.8 \text{ kHz}) \\ &= 0.072 \quad (f = 14.7 \text{ kHz}) \end{aligned}$$

となる。しかしながら AB 間の抵抗 $R(H)$ の大きさが電流路のとり方に強く依存することを考えると, $\overline{\Delta n}/n_0$ の上述の値は正確な値とみなすことはできない。 $\overline{\Delta n}$ が一定磁場下で AC 周波数にほとんど依存しないこと, および表皮厚さが $\sqrt{D\tau}$ の有効長(拡散距離)に比べて小さいということから, $\overline{\Delta n}$ の値は表面における Δn の値にほとんど等しいと考えられる。以上の実験よりも方向に沿って濃度勾配の存在することがわかった。

3.7 横磁気抵抗の非振動部分の磁場依存性

もう一度(6)式に立ち帰る。式(6)は物理的に次のことを意味している。すなわち低磁場ではバルク電流に比べて表面電流が無視できるから ρ_H は H^2 に比例する。より高い磁場では ρ_H は H^1 に比例する。これは表面電流がバルク電流に優越して主役を演ずるためである。非常に強い磁場ではサイクロトロン半径が非常に小さくなることにより表面散乱に散漫散乱の割合が大きくなり, バルク電流が再びきいてくることになる。

筆者ら^{1,4)} はビスマスの横磁気抵抗 ρ が H^p に比例すると考え, べき p が, ①磁場の方向, ②電圧プローブの位置, ③温度 (1.5 K と 77 K), ④試料の表面状態の変化, と共にどのように変化するかを詳しく検討した。ここでは主として, 表面電流効果が顕著に現われると思われる $T = 1.5$ K の



第17図

- (a) Yプローブによって測定された $\rho_{xx}(H)$ の非振動部分の磁場依存性 (1.5 K, $H \parallel Z, I \parallel X$).
 (b) Zプローブによって測定された $\rho_{yy}(H)$ の非振動部分の磁場依存性 (1.5 K, $H \parallel Z, I \parallel Y$).

もとでの $\rho_{xx}(H_Z)$ (Zプローブ) の非振動部分 (第17図(a)) と表面電流効果が現われなと思われる $T = 1.5$ K のもとでの $\rho_{yy}(H_Z)$ の非振動部分 (第17図(b)) についてのみ取り上げる。第17図(a)より,

$$p = \begin{cases} 1.75 & (H \leq 2 \text{ kOe}) \\ 0.75 & (H \geq 3 \text{ kOe}) \end{cases} \quad (15)$$

また, 第17図(b)より

$$p = \begin{cases} 1.47 & (H \leq 7 \text{ kOe}) \\ 0.9 & (H \geq 7 \text{ kOe}) \end{cases} \quad (16)$$

式(16)の p の値について今のところはっきりとした物理的解釈を与えることはできないが, 式(15)の p の値については次のように考えることができる。すなわち(15)式に示された結果を,

$$\rho = \begin{cases} \alpha H^2 H^{-0.25} & (H \leq H_c) \\ \beta H^3 H^{-0.25} & (H > H_c) \end{cases} \quad (17)$$

と書き直してみる。ここで H_c は今の場合 ~ 2.5 kOe であり、 α, β は一定値である。もし $H^{-0.25}$ なる項がなければまさに (6) 式によって表わされた静的表皮効果からの予想と一致する。Hattori¹¹⁾ によれば液体窒素温度でのビスマスの横磁気抵抗の H^2 からのずれは $H^{-0.2}$ である。Hattori¹¹⁾ はその原因が拡散サイズ効果によるものと考えた。今の場合 $H^{-0.25}$ であるが、これは測定温度の差によるものと思われる。

以上より、静的表皮効果の理論から期待される H^2 則からのずれの理由は、飛び石軌道による表面電流の生ずる側面において、表面付近での担体濃度がバルクでの担体濃度に比べて大きくなり、このため飛び石軌道による表面電流が、濃度勾配が存在しない場合に比べて大幅に累進されるためであると考えられる。この解説の始めに横磁気抵抗の磁場依存性の H^2 からのずれについて、拡散サイズ効果による説明と静的表皮効果による説明の2つがあると指摘したが、本議論より各磁場において両方の効果がともに効いてくるという結論に到った。

§4 残された問題点

これまでの実験結果の解析より、帰納された新しい表面電流の挙動のメカニズムについて説明できなかった重要な問題点を再記しておく。 $I // X$, $H // Z$ ($T = 1.5$ K) の場合の表面電流の片寄りの現象は、片寄りの側面が磁場の反転に対しては反転するが、電場の反転に対しては不変である。この事実は検出コイルによる測定法において、試料に流す交流電流と同じ周波数での位相検波では信号が得られ、2倍周波数では得られないこと、および直流の横磁気抵抗で電圧プローブの立てられた側面に依存する電圧降下が (+) H_z と (-) H_z の磁場で非対称となり、電流の向きの反転では対称であることの2種類の実験に主として支えられており、疑う余地のないことのように思われる。しかし、その物理的なメカニズムについては未詳である。

謝 辞

最後に、有益な討論とご教示をいただいた筑波大物質工の寿栄松宏仁助教授、東大物性研の小林浩一教授、武蔵工大の服部健雄助教授ならびに東大理・物理の中里和郎氏に厚く感謝いたします。

〔参考文献〕

- 1) M. Suzuki: Ph. D. Thesis, University of Tokyo 1977.
- 2) M. Suzuki and S. Tanuma: Japan J. Appl. Phys. **16** (1977) 1067.
- 3) M. Suzuki and S. Tanuma: J. Phys. Soc. Japan **44** (1978) 1539.
- 4) M. Suzuki and S. Tanuma: J. Phys. Soc. Japan **45** (1978) 1645.
- 5) M. Suzuki and S. Tanuma: (To be submitted to J. Phys. Soc. Japan.)
- 6) S. Tanuma and R. Inada: Phys. Cond. Matter. **19** (1975) 95.
- 7) E. S. Borovik and B. G. Lazarev: Zh. Eksp. Teor. Fiz. **21** (1951) 857.
- 8) S. Mase and S. Tanuma: Sci. Rept. Tohoku Univ. **A12** (1960) 35; J. Phys. Soc. Japan **14** (1959) 1644.
- 9) S. Mase, S. von Molnar and A. W. Lawson: Phys. Rev. **127** (1962) 1030.
- 10) S. Tanuma and Y. Ishizawa: Proceedings of the 10th International Conference on Low Temperature Physics (Moscow, 1966).
- 11) T. Hattori: J. Phys. Soc. Japan **23** (1967) 19.
- 12) V. G. Peschanskiĭ and M. Ya. Azbel': Soviet Physics-JETP **28** (1969) 1045.
- 13) Yu. A. Bogod, V. V. Eremenko and L. K. Chubova: Soviet Physics-JETP **29** (1969) 17.
- 14) O. A. Panchenko, A. A. Kharlamov and Yu. G. Ptushinskiĭ: Soviet Physics-JETP **40** (1974) 386.
- 15) G. I. Babkin and V. Ya. Kravchenko: Soviet Physics-JETP **33** (1971) 378.
- 16) K. Nakazato: J. Phys. Soc. Japan **45** (1978) 1911.
- 17) W. A. Reed, E. I. Blount, J. A. Marcus and A. J. Arko: J. Appl. Phys. **42** (1971) 5453.

