吸着 ^3He 表面の構造と磁性

小 川 信 二

東京大学物性研究所 〒106 東京都港区六本木 7-22-1

(1989 年 11 月 11 日 受理)

Structure and Magnetic Properties of ^3He Adsorbed on Surface

Shinji OGAWA

Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo
7-22-1, Roppongi, Minato-ku, Tokyo 106

(Received November 11, 1989)

希ガスの He は van der Waals 力で多くの表面に吸着するが、化学吸着ではないので単純に二次元的な He 原子配列ができると考えて基本的には正しいと思われる。この事は表面の研究を行っている多くの人には変化に乏しいシステムと思われるかも知れない。しかし逆に二次元配列状態と通常の三次元配列状態との違いを、出来るだけ他の複雑な要素が入らない条件下で調べたいと思う場合には、理想に近いシステムになると思われる。このような観点から表面に吸着した He の研究が物性物理の研究者によって行われてきた。なかでも ^3He は核スピン $1/2$ のフェルミ粒子で磁気モーメントを持っているので、磁氣的性質に関心を持った研究が最近多くなされ、予想外に多様な磁性を示すことがわかってきた。この稿では吸着 ^3He の磁性に焦点を絞って最近の研究結果を紹介することにする。

ただその前に、吸着 ^3He の磁性との比較のために、バルクの He に関する実験結果、スピン $1/2$ の三角格子の磁性の問題点、およびこの様な研究を可能にした最近の超低温実験技術の進歩について、ごく簡単な紹介をはじめに述べておく。

1. 液体および固体 ^3He

よく知られているように、He は常圧で絶対零度まで固化しない唯一の物質で、 ^4He は 2.1 K 以下で超流動になり (HeII)、 ^3He は 2 mK 以下でスピン 3 重項状態の超流動になる ($^3\text{He-A}$, $^3\text{He-B}$, $^3\text{He-A}_1$ 等)。圧力を加えると固体になるが、その結晶構造は圧力が低いうちは ($34.7\sim 106$ 気圧) 体心立方格子 (bcc), 圧力が高くなると (106 気圧以上) 稠密六方格子 (hcp) となる。

1.1 液体および固体 ^3He の磁性

超流動でない普通の液体 ^3He はいわゆるフェルミ液体として大変よく記述できる。フェルミ温度 (T_F , 約 1.6 K) 以下では縮退したフェルミ気体となり、 ^3He のスピン磁気モーメントは $\pm$ でキャンセルして、磁場を加えた時フェルミ面近傍の ^3He のスピン磁気モーメントだけが励起されて弱い常磁性となる。磁性に関して電子スピンと比較した場合、 T_F 以下の液体 ^3He は金属の伝導電子に対応していると言える。圧力下の bcc 固体

^3He では 1 mK 以下で核スピンはいわゆる $u2d2$ 構造と呼ばれる反強磁性秩序状態になり¹⁾, hcp 固体 ^3He では強磁性になることが、実験的に示唆されている²⁾。この固体の核スピンは、結晶中の電子スピンと比較した場合、局在磁気モーメントに対応していると言える。

その磁気転移温度 T_c は圧力と共に急激に減少する。その圧力依存性は、実験的に $u2d2$ 構造の場合、圧力の約 -18 乗 (モル体積の約 18 乗) に比例して変わる。電子系の場合に比べ符号が逆で依存性が大きいのは、He の $1s$ 電子コアによる強い斥力 (いわゆる hard core potential) による。図 1 にみられるように hcp でも T_c は bcc の圧力依存性を示す同じ曲線の延長上に大体乗っている。すなわち結晶構造の違いによらず、磁氣的相互作用の大きさは原子間距離で大体決まっているようにみえる。相互作用の大きさは、磁気ダイポール相互作用より数桁大きく、零点振動の大きい He 原子間の交換相互作用によることがわかっている。電子の場合の交換相互作用との定性的違いは、He では圧縮された (原子間距

図1 バルク ^3He の状態図。温度は対数で現わされている。体心立方格子 (bcc) での T_N は反強磁性転移温度。稠密六方格子 (hcp) での T_c はワイス温度の実験値²⁾ をプロットしてある。

離が近い) 時 1 s 電子コア間の斥力のため原子の交換がしにくくなり、核スピン間の交換相互作用は弱くなる。一方電子の場合は、圧縮されると電子の波動関数の重なりが大きくなるので交換相互作用は強くなる。また固体 He では結晶中の電子の様に 2 体交換が 3 体交換 (さらには 4 体交換) に比べ圧倒的に起こり易いとは限らず、現実には 2 体交換相互作用と 3 体交換相互作用はほぼ同じ程度の大きさの量である。例えば、hcp 相の c 面内で三角格子状に詰まった剛体球に近い He 原子間の交換を考えたとき、2 原子を動かすより 3 原子リングを動かす方が周囲の原子に及ぼす歪みは少ない。このため hcp 相では 3 体の強磁性的相互作用が一番強いと考えられる。フェルミ粒子の性質から偶数粒子の交換が反強磁性的なら、奇数粒子の交換は強磁性的となる。交換相互作用の絶対値は hcp 相の原子間距離 $3.57\text{\AA}$ で温度に換算して約 $50\text{ }\mu\text{K}$, bcc 相は $3.73\text{\AA}$ で約 1 mK である。

1.2 二次元三角格子の磁性

スピン統計のなかで、二次元格子は数学的に厳密に解ける場合のある問題として、理論家によって早くからとりあげられてきた。三角格子に関しても、すでに 1950 年に Wannier³⁾ によって最近接相互作用が反強磁性的でスピン 1/2 のイジング模型が取り扱われ磁気転移温度が絶対零度であるという結論が得られている。三角格子は反強磁性相互作用の場合には、単純に $+$ の 2 つの副格子に分かれた反強磁性体にはなれず、相互作用が競合した (フラストレーションのある) 系となり、秩序状態は微妙なバランスの上にてきており、小さな摂動によっ

て大きく変わるという特徴をもっている。反強磁性イジング模型でも次近接相互作用を入れると 2 つの逐次相転移が起きる。反強磁性 XY 模型ではカイラリティの自発対称性の破れが起き、コスタリッツ・サウレス型の転移があると考えられる。反強磁性ハイゼンベルグ模型では長距離秩序は存在せず、基底状態は Anderson が指摘したスピン一重項の量子流体、RVB (Resonating Valence Bond) 状態⁴⁾、でないかといわれている。この様に二次元三角格子は理論的にまだ解決していない面白い問題であるが、これに対応する実験は、理想的二次元三角格子の物質がなかなか見つからないため、最近の多くの努力にもかかわらず、はっきりした結論は得られていない⁵⁾。

1.3 超低温技術

希釈冷凍機の普及によって、数 mK までの低温が比較的容易に得られるようになったが、さらにこの 10 年ほどの間に核断熱消磁装置がいくつかの研究室に設置され μK 温度の実験が可能になってきた。日本でも東京大学物性研究所には、 $27\text{ }\mu\text{K}$ までの冷却能力を持つ装置がある⁶⁾。この結果転移温度が μK 程度になると予測され、もっぱら理論的検討だけがなされてきた核スピンの磁気秩序を今では実験的に調べることが可能になった。ただし実際に実験を行う際には、試料そのものを冷却できなければならない。試料が例えばグラファイトのように低温で熱伝導の悪いものの場合、冷却装置の能力ではなく熱伝達が超低温における実験技術上の一番大きな問題となる。

2. 吸着 ^3He の構造

2.1 吸着 He に関する研究は多種類の基盤 (Mylar⁷⁾, Teflon⁸⁾, Nuclepore⁹⁾, Ag¹⁰⁾, Pt¹¹⁾, Vycor glass¹²⁾, Graphite¹³⁾) についてなされているが、最も良く調べられているのはグラファイトへの吸着である。特に Grafoil という商品名で呼ばれる c 面で剥離したグラファイトが表面積の多い利点を活かしてよく使われている。比熱¹⁴⁾, 中性子回折¹⁵⁾等の実験からグラファイト上での吸着量 ρ (この稿では面密度 $\text{atoms}/\text{\AA}^2$ であらわす) および温度 T に対する状態図はかなり調べられていて、 ^3He と ^4He ではほとんど同じ状態図がえられている (図 2)。単原子層以下では初め液体状に付いていたのが、 $\rho = 0.064\text{ atoms}/\text{\AA}^2$ の時下地に整合したいわゆる $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造, Registered lattice, ができる。吸着量がさらに増えると、下地と不整合な三角格子の固体ができる。吸着量が約 $0.11\text{ atoms}/\text{\AA}^2$ を越えると第 2 層として吸着する。第 2 層の吸着量 (ρ_2) が約 $0.08\text{ atoms}/\text{\AA}^2$ を越すと第 3 層がでかす。この第 2 層が終わる時、 ^4He の場合は第 2 層

図2 グラファイトc面上に吸着した ^3He の吸着量 ρ (面密度 atoms/ $\text{\AA}^2$) と温度に関する状態図 (文献 14, 15) から作成。 ^4He もほとんど同じ。

も二次元三角格子になっていることは中性子回折で確かめられているが、 ^3He の場合は中性子回折で確認されていない。しかし約2.4層以上吸着したときは第2層が固体であることは確かである。第3層以上はすべて液体である。三角格子の ρ (従って格子定数) に関して注意しなければならないのは、第1層でも第2層でもその上にさらに ^3He 原子が吸着すると第1層で約5%, 第2層で約20% 近く ρ が増える, 従って格子定数が小さくなることである。即ち ^3He の二次元三角格子は非常に柔かい。

3. 吸着 ^3He の磁性

吸着 ^3He の物性に関する研究は最初超流動への関心から始まったが、吸着量の関数として磁化率に異常が見いだされたことから磁性に関する研究が進み、超低温技術の発展と共に核スピン間の磁気的相互作用による各種の磁気秩序が明らかになってきた。

3.1 二次元ハイゼンベルグ強磁性

吸着量と共に磁性がどのように変わっていくか、まず大ざっぱな傾向をみてみよう。吸着第1層は最初吸着量が少ない間はフェルミ液体として弱いパウリ型常磁性であるが、吸着量が増えると三角格子の二次元固体となりキュリー・ワイス型 (ワイス温度が数十 μK 以下と低いので実際上はキュリー型) の磁性を示す。吸着量がさらに増えて第2層が形成されると、初めの内は弱いパウリ型の常磁性が、第1層のキュリー型に加わって観測される。第3層ができたときの第2層の磁化率は、正のワイス温度をもつキュリー・ワイス型を示す。そこで磁

図3 吸着量 ρ (面密度 atoms/ $\text{\AA}^2$) の関数としての ^3He の磁化¹⁶⁾。破線は第1層と第2層が自由スピン (キュリー則に従う) とし、第3層以上はフェルミ液体 (弱い常磁性) とした時の磁化。

性は第1層のキュリー、第2層のキュリー・ワイス、第3層以上のパウリ常磁性の和となり、実際上は低温ではパウリ常磁性の寄与は無視できて、第1層と第2層の磁化率の和が観測されることになる。

第2層が示すワイス温度より高温、すなわち数 mK 以上での磁化を吸着量に対してプロットすると、最初は吸着量に比例して増え、第2層の吸着量以上では一定値になることが予想される。実験的に 10 mK 以上での磁化は大体そのようになっているが、低温での磁化はそう単純ではなく、例えば 3 mK での磁化は約2.5層で強いピークを示す¹⁶⁾ (図3)。この傾向は、グラファイトに限らず銀の微粒子表面でも観測される¹⁷⁾。この吸着量依存性は、伝導電子に対応した第3層 (およびそれ以上) の液体 He スピンを使った RKKY 相互作用¹⁸⁾によって第2層のスピン間の交換相互作用が増大することと、第3層 (さらにそれ以上) の吸着により第2層の原子の動きが押えられることによる第2層の交換相互作用の減少とによって解釈されている¹⁹⁾。吸着量が約2.5層の時に第2層の固体ヘリウムのスピンの、ワイス温度から期待される mK 以下の低温で強磁性的な磁気秩序状態になるかどうかは興味深い問題で、静磁化測定が 0.7 mK まで行われた²⁰⁾。約 2 mK 以上での磁化率は、強磁性二次元三角格子ハイゼンベルグ模型に対する 10 次までの高温展開近似計算で、交換相互作用定数 J として 2.1 mK とした場合に大変良く一致する (図4)。また 0.4 mK の低温までダイポール磁場より低い磁場下での NMR 測定が行われ、強磁性磁区によると思われるラーマー周波数

図 4 グラファイト上に 2.5 層吸着した ^3He の磁化の温度依存性 (磁場 14.21 mT)。破線は高温展開近似での理論曲線 ($J=2.1$ mK)²⁰⁾。

と異なる新しいモードの吸収線が 1 mK 以下で観測された²¹⁾。まだ決定的とは言えないが、約 1 mK 以下で強磁性秩序状態になっていると考えられる。

3.2 三角格子上の相互作用の競合する反強磁性*

約 2.5 層の強磁性の状態にくらべ丁度 2 層が終わる吸着量の近くでは磁化の増強はない、と言うよりむしろ弱くなっている。固体 (格子) になっているかどうかの問題と合わせて、上に何も無い第 2 層の ^3He の性質にも関心が強くもたれていたが、最近丁寧な比熱の実験が行われ、予想外の二次元反強磁性磁気秩序が起きていると考えられるようになった。

総表面積 203 m² の Grafoil 上に吸着した ^3He の比熱が第 2 層が完結する前後の吸着量 $\rho=0.15\sim 0.20$ atoms/ $\text{\AA}^2$ について 2~200 mK 間で測定された²²⁾。第 2 層が完結する $\rho=0.178\sim 0.182$ atoms/ $\text{\AA}^2$ で比熱は固体に対応した小さな値を示すが、そこでは低温側の約 2.5 mK に鋭いピークが現れる (図 5)。これは明らかに核スピンの磁気秩序が起きたことを意味する。この磁気比熱は実験的にピーク以下の温度ではほぼ温度 T に、ピーク以上では $1/T$ に比例しているのを、それを仮定してエントロピーを計算すると、スピン 1/2 に対する $R \ln 2$ の約半分になる (R はガス定数)。

この比熱の実験結果に対して次の説明がなされた²³⁾。中性子回折実験で求められた第 1 層の $\rho_1=0.114$ atoms/ $\text{\AA}^2$ を使くと、 $\rho=0.178$ atoms/ $\text{\AA}^2$ から第 2 層の $\rho_2=\rho-\rho_1=0.064$ atoms/ $\text{\AA}^2$ となり、 $\rho_2/\rho_1\cong 4/7$ は第 2 層が第 1 層に対して $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ 構造をとっていることを強く示唆する。実はすでに 1978 年のヘリウム温度域での比熱のデータ¹⁴⁾は $\rho=0.18$ atoms/ $\text{\AA}^2$ 付近で融点が約 1 K の相 (おそらく registered lattice) ができていることを示していた。第 3 層がつきだすと、第 2 層は少し密度が

図 5 グラファイト c 面上に吸着した ^3He の低温比熱²²⁾。吸着量 $\rho=0.184$ atoms/ $\text{\AA}^2$ は第 2 層が第 1 層の三角格子に対して $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ 構造の三角格子をつくった時に対応している。 $\rho=0.160$ atoms/ $\text{\AA}^2$ は第 2 層がまだフェルミ液体で固体に比べ大きな比熱を見せている。

図 6 $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ 構造。白丸は下地の第 1 層 He が作る三角格子で、影を付けた丸は第 2 層の He で B 原子は第 1 層の He の真上にあり、A 原子はそうでない。B-B 距離は第 1 層の原子間距離の $\sqrt{7}$ 倍。A 原子だけをとりゃカゴメ格子を作っている。

高くなり、第 1 層の原子配列と整合しない三角格子になる。 $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ 構造の場合、図 6 に示されるように 4 個の原子のうちの 1 個は丁度第 1 層の原子の真上に位置する。それを B 原子と名付け、残りを A 原子とすると、A 格子点はいわゆるカゴメ格子* を形成する。磁気的相互作用が単純にハイゼンベルグ模型で現わされると仮定すると、B 原子が下の第 1 層の原子によって上に押し上げられ A よりも不安定であることから、A-A 間の交換相互作用 J_{AA} と A-B 間の交換相互作用 J_{AB} とはかなり異なるであろう。 $J_{AA}>J_{AB}$ と仮定するとスピン $S=1/2$ のカゴメ格子上のハイゼンベルグ模型のハミルトニアン

$$H_{\text{ex}} = J_{AA} \sum \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (1)$$

で表現される問題になる。この系は、磁気転移温度以下で Anderson のいわゆる RVB 状態になっているであろう

* Frustrated antiferromagnetism on triangular lattice

* 日本の竹細工 (籠の目) に見られる格子 (図 7 参照) で、英語でも kagomé lattice と呼ばれている。

図7 カゴメ格子で隣合う2個のスピ間で一重項の対を作った場合の図。隣合う2個の原子対で結合のあるのとないのとを入れ替えた状態(60度回転した状態)は縮退している。

う。図7のように valence bond をつくる一重項対は60度回転した状態と縮退しているので、エントロピーは $(1/3) R \ln 2$ 残り(3スピ間で二重縮退)、これとB格子点のスピが自由のまま残っていることによるエントロピーを加えると、第2層のスピンは $\{(1/3) \times (3/4) + 1 \times (1/4)\} R \ln 2 = (1/2) R \ln 2$ のエントロピーをまだ残していることになる。2.5mKでの比熱のピークのもっと下の温度で、残った半分の自由度が秩序化する別のピークが期待される。この解釈が正しければカゴメ格子の磁気相転移が2.5mKで初めて実験的に観測されたことになる。

しかし、この解釈はおそらく話を簡単化しすぎていると思われる。バルクの固体Heの磁性から、磁気相互作用はいわゆるハイゼンベルグ模型の2体交換相互作用だけでは不十分で、3体、4体(さらに6体)の多体交換相互作用(リング交換相互作用)を取り入れないといけないことがわかっている。フェルミ統計に従うスピ $S=1/2$ の粒子の波動関数(Slater行列)の一般的性質として2体が反強磁性的なら3体は強磁性的、4体は反強磁性的、となる。つまり強磁性和反強磁性的の両方の相互作用が競合しているモデルを考える必要があり、(1)式の様な簡単なものでなく、6体まで考えるとハミルトニアンは

$$H_{ex} = -J \sum P_2 - K \sum (P_4 + P_4^{-1}) - S \sum (P_6 + P_6^{-1}) \quad (2)$$

となる²⁴⁾。ここで P_n は n 粒子の循環置換を現わすオペレーターであり、奇数次の置換はより低次の偶数置換で現わすことができるので、例えば2体の有効交換相互作用 J は、最近接2体置換のパラメーター J_{NN} と3体の J_T を含む $J = J_{NN} - 2J_T$ となる。 J_{NN}, J_T は正に定義してあるので両者の大小関係によって J は正にも負にもなる。しかし J, K, S を正確に評価することと(2)式を厳密に解くことはかなり難しく、今後に残された問題である。

いずれにしても、2.5mK以下の温度で強磁性的ではなく、反強磁性的なスピンの消しあった状態が実現して

いると考えられる。第2層の上に約0.5層のHeが乗っただけで、反強磁性的から強磁性的に変わるのは一見不思議に思える。一つの考えられる理由は、すでに述べたRKKY型の相互作用が2.5層では強磁性に強く働いていて、それが2層ではないことと、もう一つ考慮しなければならないのは、第3層が上にのると第2層は $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ 格子よりも密度が約20%詰まった、下地と不整合な三角格子になることである。Heは1s電子の閉殻間の強い斥力、いわゆる hard core potential を持つ粒子であるので、原子間距離がわずかわっても交換相互作用は距離の指数関数的に大きく変わり、さらに例えば J_{NN} と J_T を比べたとき、直感的に、わかるように三角格子では2体交換は距離が詰まると非常に起こりにくくなるが、三角の環が回る3体交換はそれに比べればまだ起こりやすいと思われる。この様に強磁性的と反強磁性的の交換相互作用の相対的な距離依存性が異なれば2層だけと2.5層との磁性の大きな違いが説明可能となる。この事情は、バルクの体心立方固体³Heの反強磁性と高圧下で原子間隔が詰まった稠密六方固体³Heの強磁性の違いの説明にもなっている。

4. おわりに

単純だと思われた³Heの吸着層が意外に多様な磁気的性質を示し、それが新しい問題点を提起している。まだ決定的に明らかになったわけではなく、今後さらに多くの実験及び理論的研究を必要としている状態であり解説には少し時期が早いと思われるが、あえて紹介を試みた。定量的なデータと議論をほとんど省略した大ざっぱな話で気がとがめるが、超低温とかヘリウムにいままで関心のなかった方にちょっとでも気を引いてもらいたいという趣旨に免じてお許し頂きたい。

ここで取り上げた以外にも、³Heに⁴Heをわずかに混ぜると、van der Waals力の強い⁴Heが先ず表面を覆い、³Heは⁴Heの上に付着するため、吸着³Heの性質が大きく変わる現象や、吸着量が1層が完結する量よりずっと少なくてもまだ液体の状態の⁴Heが示すKosterlitz-Thouless型の超流動転移、などがあり吸着Heは興味深い研究対象である。

文 献

- 1) D. D. Osheroff, M. C. Cross and D. S. Fisher: Phys. Rev. Lett. **44**, 792 (1980).
- 2) Y. Takano, N. Nishida, Y. Miura, H. Fukuyama, H. Ishimoto, S. Ogawa, T. Hata and T. Shigi: Phys. Rev. Lett. **55**, 1490 (1985).
- 3) G. H. Wannier: Phys. Rev. **79**, 357 (1950).
- 4) P. W. Anderson: Mater. Res. Bull. **8**, 153 (1973).

- P. Fazekas and P. W. Anderson : *Phil. Mag.* **30**, 423 (1974).
- 5) 日本物理学会誌 **41** (1986) 12 号の話題特集 “三角格子反強磁性体の相転移と秩序相”.
 - 6) H. Ishimoto, N. Nishida, T. Furubayashi, M. Shinohara, Y. Takano, Y. Miura and K. Ono : *J. Low Temp. Phys.* **55**, 17 (1984).
 - 7) K. Carneiro, W. D. Ellenson, L. Passell, J. P. McTague and H. Taub : *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1695 (1976).
 - 8) A. Schuhl, S. Maegawa, M. W. Meisel and M. Chapellier : *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** Suppl. **26-3**, 325 (1987).
 - 9) J. M. Valles, Jr., R. H. Higley, B. R. Johnson and R. B. Hallock : *Can. J. Phys.* **65**, 1564 (1987); *Phys. Rev. Lett.* **60**, 428 (1988).
 - 10) Y. Okuda, A. J. Ikushima and H. Kojima : *Phys. Rev. Lett.* **54**, 130 (1985).
Y. Okuda, A. Fukushima and A. J. Ikushima : *Can. J. Phys.* **65**, 1547 (1987).
D. S. Greywall and P. A. Busch : *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1860 (1988).
 - 11) H. Godfrin, G. Frossati, D. Thoulouze, M. Chapellier and W. G. Clark : *J. Phys. (Paris)* **39** Suppl. **C 6**, C 6-287 (1978).
K. Shirahama, N. Wada, Y. Takano, T. Ito and T. Watanabe : *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** Suppl. **26-3**, 293 (1987).
 - 12) D. F. Brewer and J. S. Roit : *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1485 (1972).
B. N. Engel, G. G. Ihas and G. F. Spencer : *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** Suppl. **26-3**, 315 (1987).
 - 13) H. M. Bozler, T. Bartolac, K. Luey and A. L. Thomson : *Phys. Rev. Lett.* **41**, 490 (1978).
H. M. Bozler, D. M. Bates and A. L. Thomson : *Phys. Rev.* **B 27**, 6992 (1983).
H. Franco, H. Godfrin and D. Thoulouze : *Phys. Rev.* **B 31**, 1699 (1985).
H. M. Bozler : *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** Suppl **26-3**, 1894 (1987).
 - 14) M. Bretz, J. G. Dash, D. C. Hickernell, E. O. McLean and O. E. Vilches : *Phys. Rev.* **A 8**, 1589 (1973).
S. V. Hering, S. W. Van Sciver and O. E. Vilches : *J. Low Temp. Phys.* **25**, 793 (1976).
S. W. Van Sciver : *Phys. Rev.* **B 18**, 277 (1978).
S. W. Van Sciver and O. E. Vilches : *Phys. Rev.* **B 18**, 285 (1978).
 - 15) M. Nielsen, J. P. McTague and W. Ellenson : *J. Phys. (Paris)* **38** Colloq. **C 4**, C 4-10 (1977).
K. Carneiro, L. Passell, W. Thomlinson and H. Taub : *Phys. Rev.* **B 24**, 1170 (1981).
C. Tiby, H. Wiechert, H. J. Lauter and H. Godfrin : *Physica* **107 B**, 209 (1981).
H. J. Lauter, H. P. Schildberg, H. Godfrin, H. Wiechert and R. Haensel : *Can. J. Phys.* **65**, 1435 (1987).
 - 16) H. Franco, R. E. Rapp and H. Godfrin : *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1161 (1986).
H. Godfrin : *Can. J. Phys.* **65**, 1430 (1987).
 - 17) 福島章雄, 奥田雄一, 小川信二 : 日本物理学会第 44 回年会予稿集第 3 分冊, 195 (1989).
 - 18) H. Jichu and Y. Kuroda : *Prog. Theor. Phys.* **67**, 715 (1982) ; **69**, 1358 (1983).
 - 19) S. Tasaki : *Prog. Theor. Phys.* **79**, 1311 (1988) ; **81**, 946 (1989).
 - 20) H. Godfrin, R. R. Ruel and D. D. Osheroff : *Phys. Rev. Lett.* **60**, 305 (1988).
 - 21) L. J. Friedman, S. N. Ytterboe, H. M. Bozler, A. L. Thomson and M. C. Cross : *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2943 (1986) ; *Can. J. Phys.* **65**, 1351 (1987).
L. J. Friedman, A. L. Thomson, C. M. Gould and H. M. Bozler : *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1635 (1989).
 - 22) D. S. Greywall and P. A. Busch : *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1868 (1989).
 - 23) V. Elser : *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2405 (1989).
 - 24) D. J. Thouless : *Proc. Phys. Soc. (London)* **86**, 893 (1965).