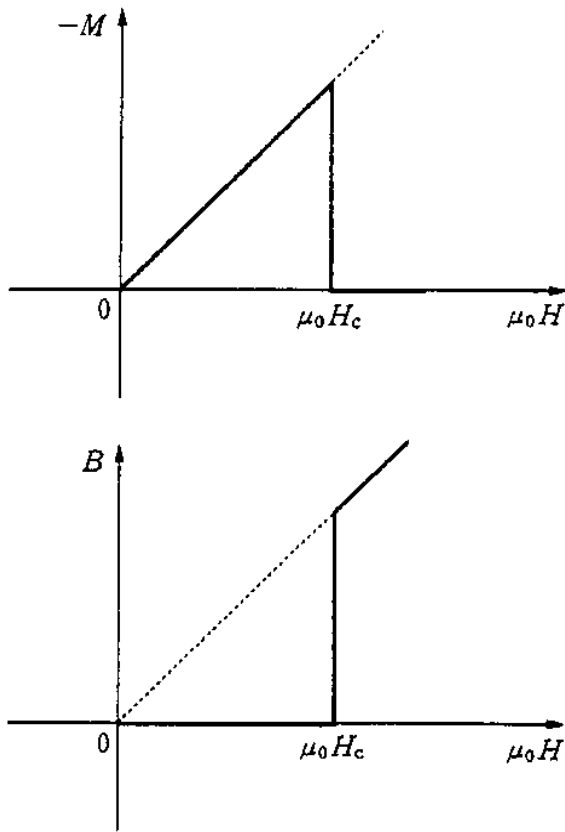
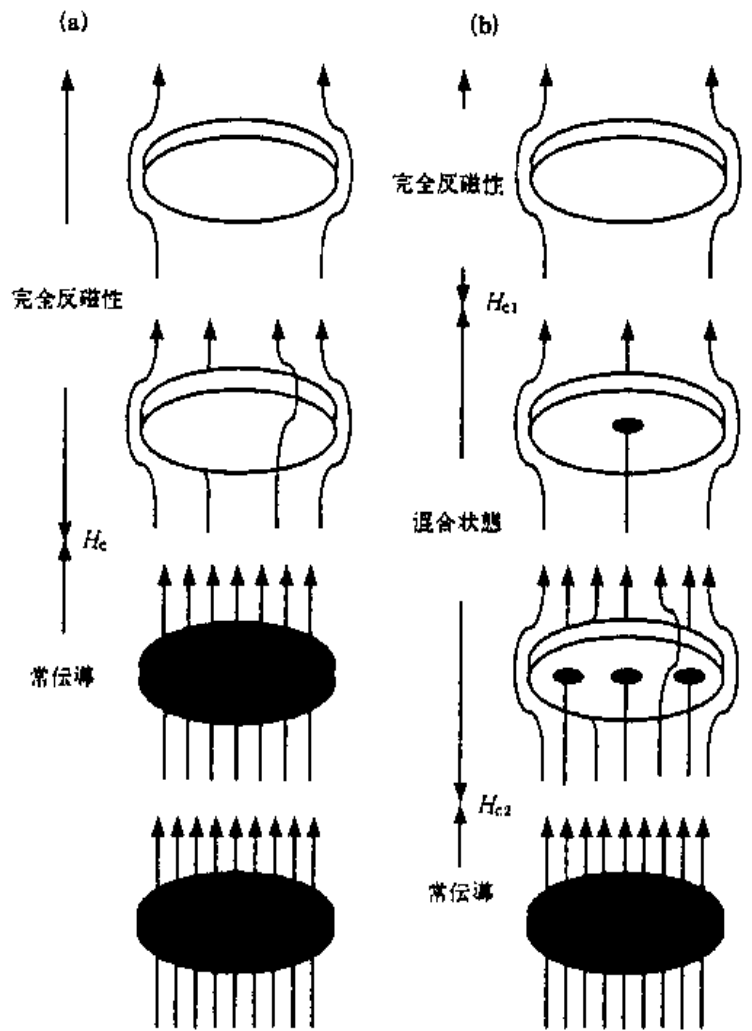


# 第1種超伝導体

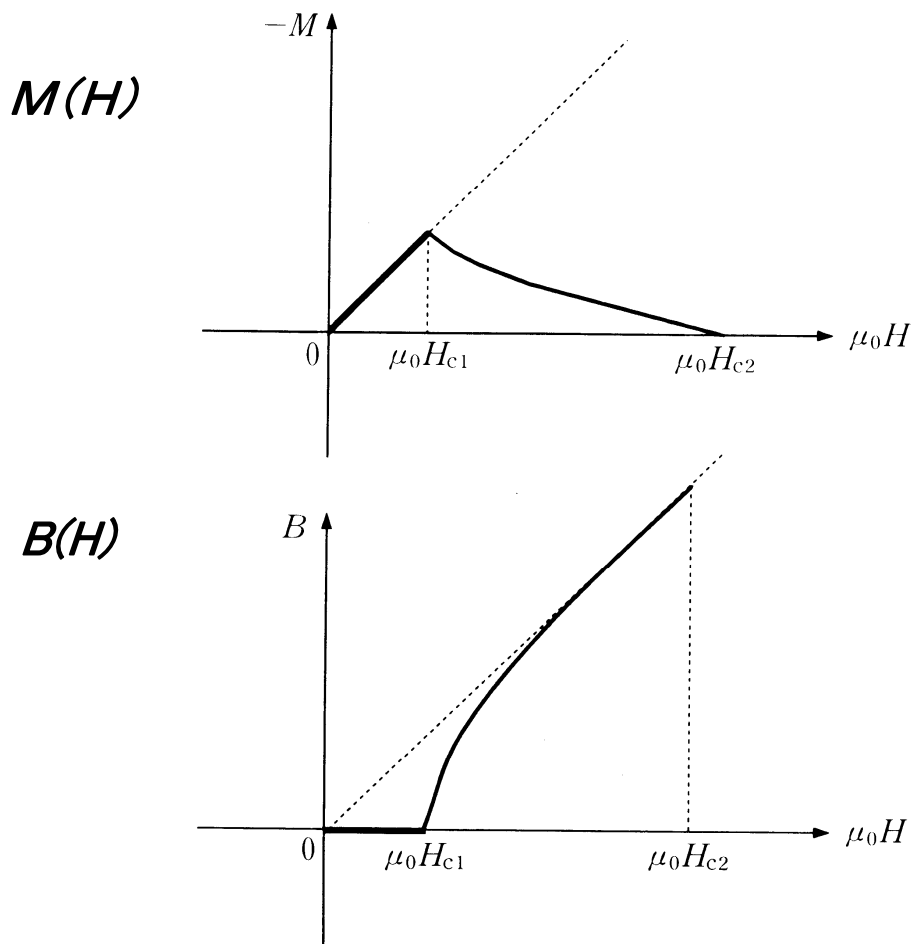


理想的な第一種超伝導体の  $M-H$  および  $B-H$  曲線。

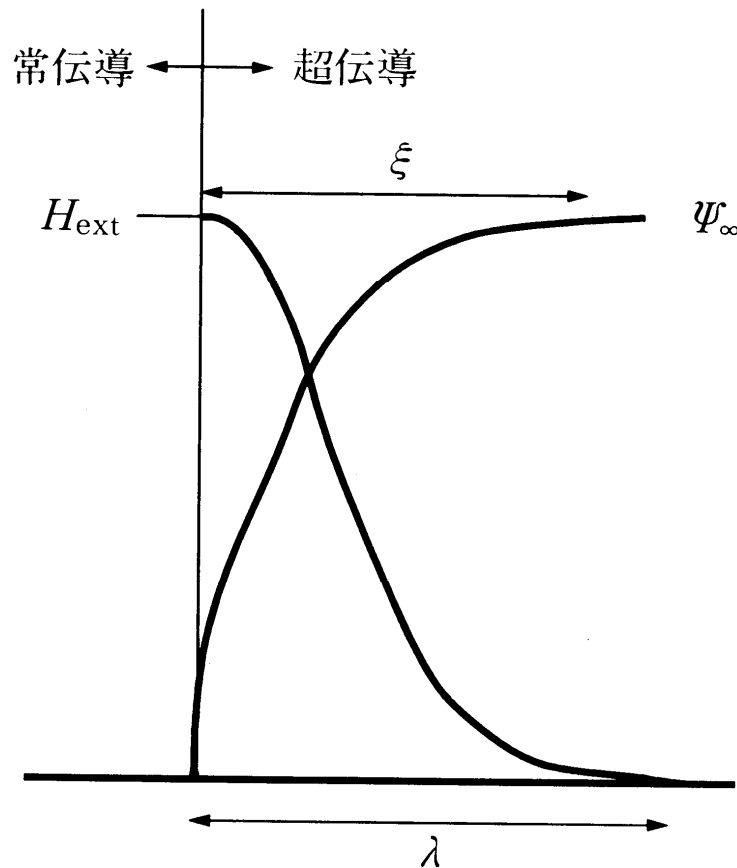


第一種超伝導体(a)と第二種超伝導体(b)の磁場に対する挙動の違い。

## 第2種超伝導体の磁化 ( $M$ ) と磁束密度 ( $B$ ) の磁場 ( $H$ ) 変化



# 超伝導/常伝導界面における磁場侵入と秩序パラメーターの空間変化



$$\delta k \cong \frac{-E}{\hbar v_F}$$

従って空間的拡がり  $\delta r$  は

$$\delta r \cong \left| \frac{1}{\Delta k} \right| \cong \left| \frac{\hbar v_F}{E} \right|$$

$E$  は  $2\hbar\omega_D$  よりも小さいので  $\delta r > \frac{v_F}{\omega_D}$

$v_F / \omega_D$  は普通の金属では、 $10^{-5} \text{cm}$  の程度になる。この意味することは、第1の電子が  $v_F$  で走りぬけるとイオンはゆすぶられるが、イオンが集まるまでには、 $\omega_D^{-1}$  程度の時間遅れがある。第2の電子がこの集まったイオンの引力を感じるが、その時には、第1の電子は、 $v_F \cdot \omega_D^{-1}$  の程度遠くへ走り去っている。従って、引力はかなり離れた距離までとどき、対の大きさは、電子間の平均距離、 $10^{-8} \text{cm}$  よりもかなり大きいものになる。

超伝導界面を考える。このとき、外部磁場は $\lambda$ 程度超伝導体内に侵入するが、これによって、完全に磁場を排除するよりも単位面積あたり $(1/2)\lambda\mu_0 H_c^2$ だけ磁気エネルギーを得している。一方、この界面では $\xi$ の深さだけ超伝導が壊れているので、単位面積あたり $(1/2)\xi\mu_0 H_c^2$ だけ凝集エネルギーを損することになる。よって界面エネルギー( $G_{\text{surface}}$ )は

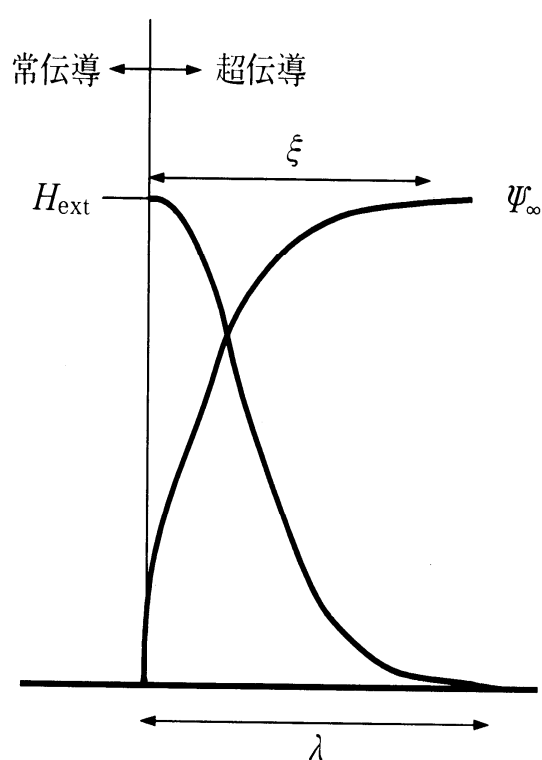
$$G_{\text{surface}} = (1/2)(\xi - \lambda)\mu_0 H_c^2$$

と表される。

**第1種超伝導体**： $\lambda < \xi$  である。界面の面積をできるだけ小さくしようとする。磁場の侵入を表面層( $\lambda$ )のみにとどめているマイスナー効果を示す。一方、**第2種超伝導体**： $\lambda > \xi$  であるので、超伝導/常伝導界面の作ることで得られるエネルギーの利得、および磁場が侵入することで得られエネルギーの利得があり、 $H_c$ に達する前に磁場が侵入する。

## 第2種超伝導体の下部臨界磁場( $H_{c1}$ )

どの程度の磁場で外部磁場は超伝導体内部侵入するか？



磁場 ( $H$ ) が侵入した場合の磁気エネルギーの利得： $\pi\lambda^2(1/2)H^2$  (単位長さ当たり)

磁場が侵入した部分では、 $\xi$ の半径にわたって超伝導が破れる。

凝集エネルギーの損： $\pi\xi^2(1/2)H_c^2$   
(単位長さ当たり)

$$G_n(T) - G_s(T, H = 0) = (1/2)H_c^2$$

さて、この磁場侵入によるエネルギー利得が、超伝導が壊れることで損をするエネルギーよりも低いあいだは、トータルとしての自由エネルギーの利得はないので、磁場は超伝導体内に侵入できない。

しかし、磁場の増加とともに磁場侵入による利得エネルギーが増大する。そして、ある磁場で、これら二つのエネルギーが等しくなり、それ以上の磁場では、磁場侵入を許した方が自由エネルギーが低くなる。この限界の磁場が  $H_{c1}$  である。よって、

$$\pi\lambda^2 \cdot (1/2) \cancel{\mu_0} H_{c1}^2 = \pi\xi^2 \cdot (1/2) \cancel{\mu_0} H_c^2$$

の関係が得られる。つまり、 $H_{c1}$  は

$$H_{c1} = (\xi/\lambda) H_c$$

で与えられる。

## 量子化磁束 ( $\Phi_0$ ) と $H_{c1}$ の関係

下部臨界磁場、 $H_{c1}$  で侵入した磁場の半径、 $\lambda$  である。

従って、磁束 (磁束密度  $H_{c1}$  × 面積  $\pi\lambda^2$ ) は、超伝導内部では、量子化磁束 ( $\Phi_0$ ) であるから

$$\Phi_0 = \pi\lambda^2 \cancel{\mu_0} H_{c1}$$

従って、

$$\cancel{\mu_0} H_{c1} = \Phi_0 / \pi\lambda^2$$

## 上部臨界磁場 ( $H_{c2}$ )

—量子化磁束が超伝導体内部に入れるだけ入った状態—

このときの磁束の半径は、 $\xi$ であるので磁束（磁束密度  $H_{c2}$  × 面積  $\pi\xi^2$ ）となる。超伝導内部では、量子化磁束 ( $\Phi_0$ ) であるから

$$\pi\xi^2 \cdot \cancel{\mu_0} H_{c2} = \Phi_0$$

よって

$$\cancel{\mu_0} H_{c2} = \Phi_0 / \pi\xi^2$$

## 量子化磁束の構造

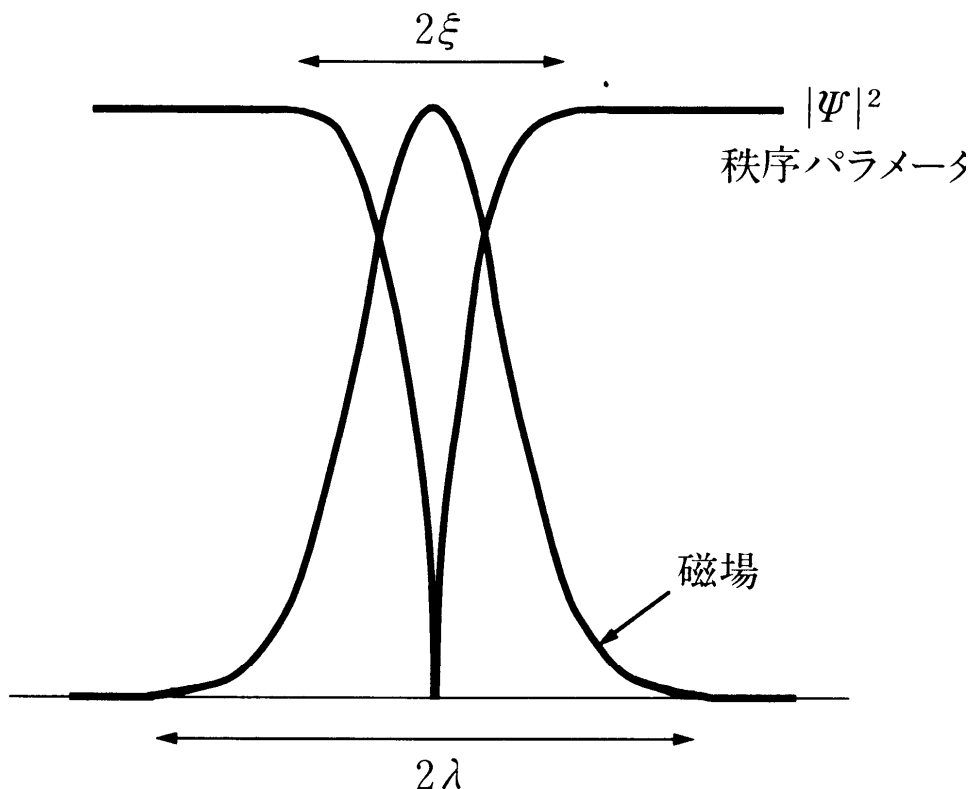
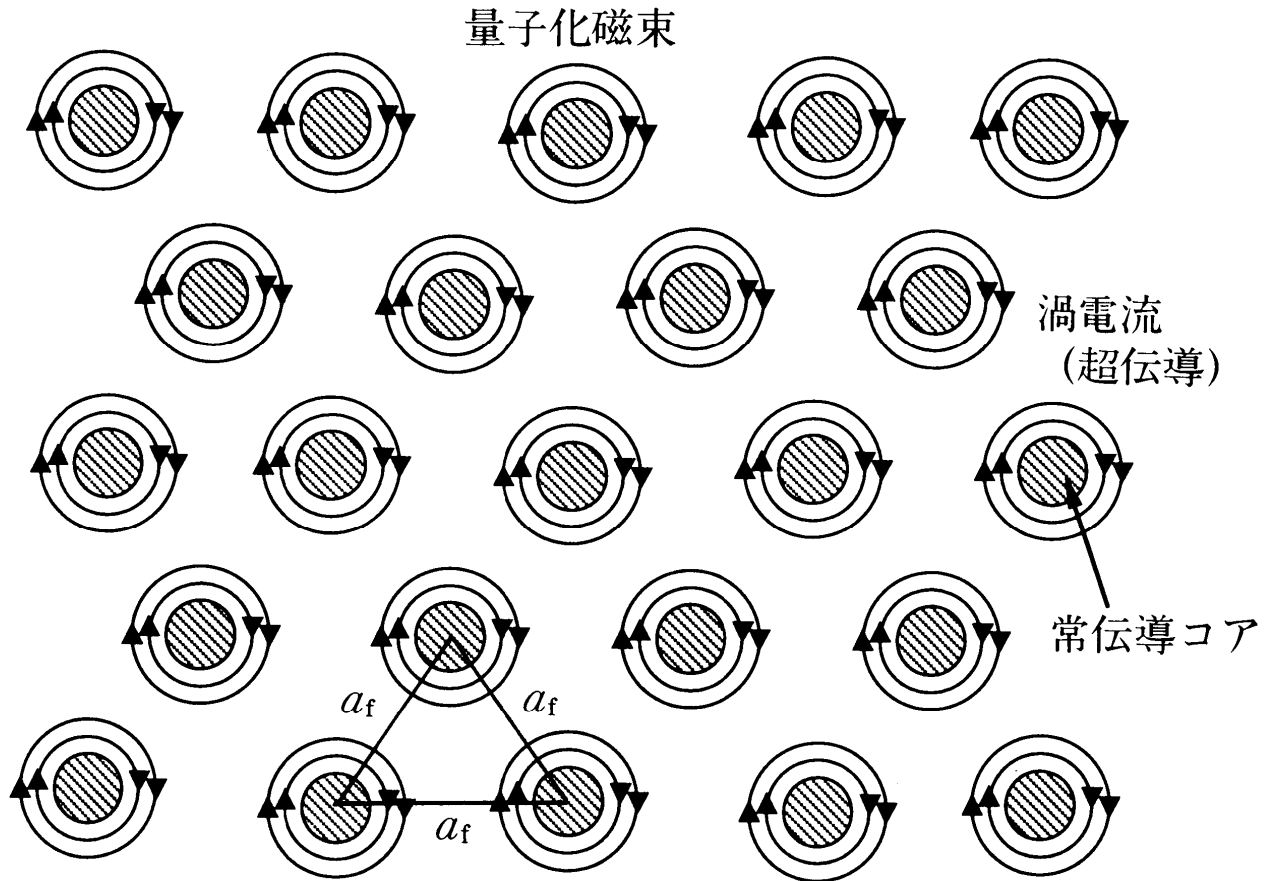
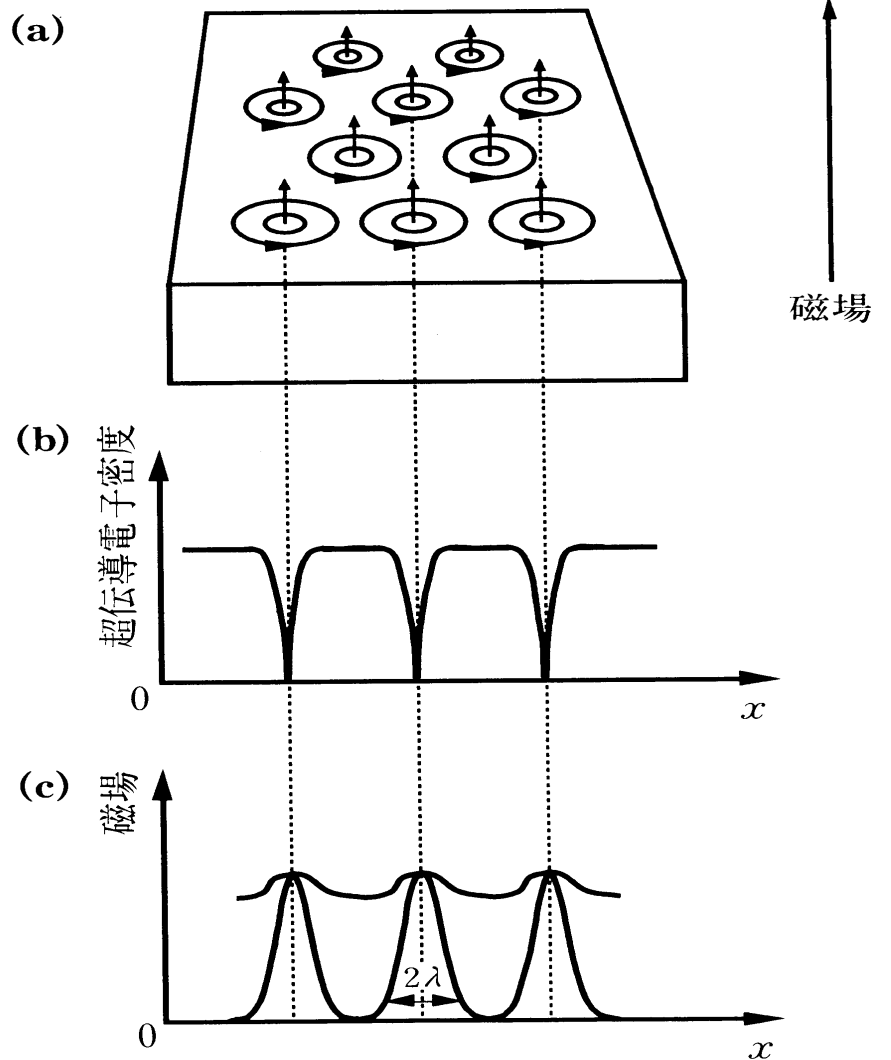


図 7-5 量子化磁束の構造。

# 磁束線格子の構造（等間隔に並んだ三角格子）



## 第2種超伝導体の 混合状態



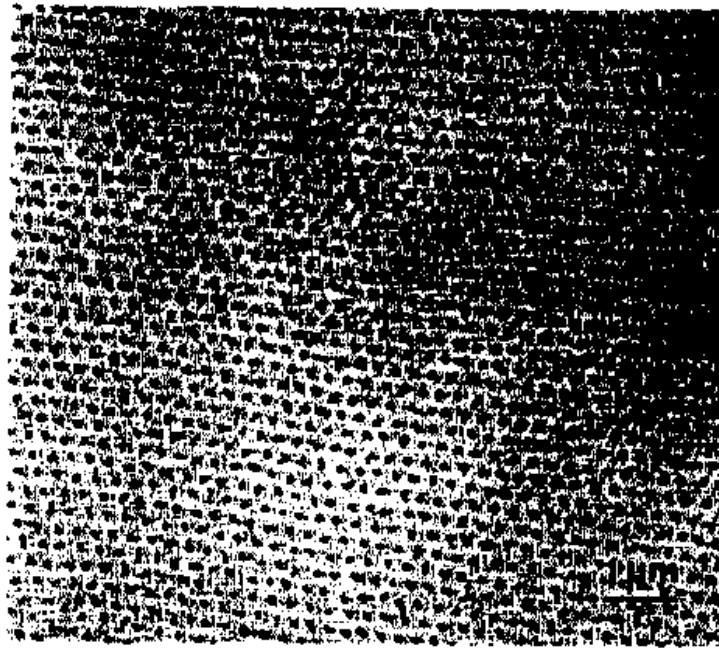


図7-9 磁気修飾法により観察した Pb-In 合金の磁束線格子。混合状態(35 mT の磁場を印加後、磁場を取り除いた状態)で、強磁性粒子(粒径約 50 nm)を蒸着させている。磁束線の位置に粒子が集まるので、粒子分布が磁束線格子を反映する。写真は、表面のレプリカをとり、透過型電子顕微鏡で得られた像である。

磁束線格子が三角格子を形成することをはじめて観察するのに成功した記念すべき写真である(写真はマックスプランク研究所(ドイツ)、Essmann 博士提供)。

## 問題 1 1

$\Phi_0$ ,  $H_c$ ,  $H_{c1}$ ,  $H_{c2}$ ,  $\xi$ ,  $\lambda$  の間の関係式を使って

$$H_{c1}H_{c2} = H_c^2$$

$$H_{c2} = (\lambda/\xi)H_c$$

の関係を示せ。

## 問題 1 2

磁束密度  $B$  の場合、単位面積あたり、 $B/\Phi_0$  の数の量子化磁束線が存在する。磁束線格子の間隔 ( $a$ ) の三角格子を形成する。このとき、磁束線間隔  $a$  は、

$$B_{c2} = \sqrt{3}/2 \Phi_0 / \xi^2$$

$$a = \left( 2/\sqrt{3} \Phi_0 / B \right)^{1/2}$$

で与えられることをしめせ。

$$\mu_0 H_{c2} = \Phi_0 / \pi \xi^2$$

