超伝導入門 第6章：ギンズブルグ-ランダウ理論 (1)

大塚 泰一郎

藤沢市弥勒寺 498-7

Introduction to Superconductivity
Chapter 6 : Ginzburg-Landau Theory

Taiichiro OHTSUKA

498-7 Mirokuji, Fujisawa 251-0016

Synopsis: As described in the previous chapters, experiments following the introduction of the London theory revealed a few serious problems which could not be explained by the theory. Examples are transition to the normal state when the magnetic field is applied parallel to the surface of a superconducting film and the dependence of the penetration depth on the addition of impurities. The latter problem was resolved by Pippard through the introduction of the coherence length as described in the previous chapter. A serious problem which remained unresolved was the surface energy at the boundary of the superconducting and normal phases in the intermediate state of Type 1 superconductors. The stability of the intermediate state observed in experiments requires the boundary energy to be positive, which can not be explained by the London theory. In the next few chapters, the phenomenological theory by Ginzburg and Landau, which not only resolved these problems but also led to the prediction of Type 2 superconductors, will be described.

Keywords: long range order in momentum, fluxoid, flux quantization, GL order parameter

1. F. ロンドンの考察

ギンズブルグ-ランダウ (以下 GL と略す) 理論に入る前に, F. ロンドンによるロンドン方程式の物理的意味についての考察を述べておきます. 第5章で示したようにロンドン方程式は磁束密度 $\mathbf{B} = \text{curl } \mathbf{A}$ で定義されるベクトル・ポテンシャル $\mathbf{A}$ を用いると,

$$\Lambda \mathbf{j}_s + \mathbf{A} = 0 \quad (5-9)$$

と書けます. ただし任意のスカラー量 ϕ の勾配 $\text{grad } \phi \equiv \nabla \phi$ の curl は恒等的にゼロ ($\text{curl grad } \phi \equiv 0$) なので, ベクトル・ポテンシャル $\mathbf{A}$ を $\mathbf{A} + \nabla \phi$ に変換 (ゲージ変換) しても式(5-9)は成り立ちます. このゲージの任意性は $\mathbf{A}$ と ϕ に式(5-8)の条件 ($\text{div } \mathbf{A} = 0$, $\mathbf{A} \cdot \mathbf{n} = 0$; $\nabla^2 \phi = 0$, $\partial \phi / \partial \mathbf{n} = 0$) を付せば除くことができます. ここで $\mathbf{n}$ は超伝導体表面の法線方向の単位ベクトルです.

いま $\mathbf{j}_s = n_s q \mathbf{v}_s$ (第3章, 式(3-2), $\Lambda = m_s / n_s q^2$ (第3章, 式(3-4)) を用いますと, 式(5-9)は,

$$m_s \mathbf{v}_s + q \mathbf{A} = 0 \quad (6-1)$$

と表すことができます. この式は何を意味するのです

ようか.

磁場 $\mathbf{B}$ の中で速度 $\mathbf{v}$ をもって運動している質量 m , 電荷 e をもった荷電粒子は運動方向と磁場方向に垂直な方向にローレンツ力 F_L ,

$$F_L = e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (6-2)$$

を受けます. 従って, 粒子の運動量 $\mathbf{p}$ は運動方程式,

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (6-3)$$

に従って時間的に変化します. ここで $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ はベクトル積で力が運動方向と磁場に垂直な方向に加わることを表しています. いま磁場は z 方向に加えているとしましょう. 粒子速度 $\mathbf{v}$ と $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ は垂直ですのでスカラー積 $\mathbf{v} \cdot (d\mathbf{v}/dt) = 0$ です. また z 方向 (磁場方向) の単位ベクトルを $\hat{z}$ とすれば, $\mathbf{B} // \hat{z}$ なので $\hat{z} \cdot (d\mathbf{v}/dt) = 0$ です. これから $v^2 = \text{一定}$, $v_z = \text{一定}$ であることが分かります. 詳しくは述べませんが, これらの条件から式(6-3)は粒子が磁場に垂直な面内では角周波数 $\omega = eB/m$ の等速円運動をしながら z 方向に進むことが分かります. この場合, 運動量 $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ はどう変わるのでしょうか.

磁場 $\mathbf{B}$ を $\mathbf{B} = \text{curl } \mathbf{A}$ で定義されるベクトル・ポテンシャル $\mathbf{A}$ で表しましょう。いまの場合、 $\mathbf{B} // z$ なので、

$$B = (\text{curl } \mathbf{A})_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \quad (6-4)$$

これはベクトルポテンシャルのゲージ (第2章2.8節参照) として $A_y = Bx, A_x = A_z = 0$ を選べば満たされます。 $\mathbf{A}$ は一般には時間 t と位置 (今のゲージでは x 座標のみ) によりますので全微分をとりますと、

$$d\mathbf{A} = \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} dt + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x} dx$$

となりますが、今の場合磁場はあからさまには時間によりませんので $\partial \mathbf{A} / \partial t = 0$ です。しかし粒子は速度 $\mathbf{v}$ で運動していますので、

$$\frac{dA_y}{dt} = \frac{\partial A_y}{\partial x} \frac{dx}{dt} = Bv_x$$

となります。従って

$$e \frac{dA_y}{dt} = eBv_x$$

この結果はベクトル表示で、

$$e \frac{d\mathbf{A}}{dt} = e(\mathbf{B} \times \mathbf{v}) \quad (6-5)$$

と表せますが、これはローレンツ力によって生ずる運動量の変化 $d\mathbf{p}/dt$ (式(6-3)) はベクトル・ポテンシャルの時間変化によって生ずること、つまり $d\mathbf{p} = -e d\mathbf{A}$ であることを示しています。従って、磁場のないときの運動量は $\mathbf{p}(0) = m\mathbf{v}$ なので、磁場中の運動量 $\mathbf{p}(B)$ は、電子は負の電荷 $-e$ をもつので、

$$\mathbf{p}(B) = m\mathbf{v} + e\mathbf{A} \quad (6-6)$$

これは、ロンドン方程式 (式(6-1)) は、電荷 $-q$ をもつ超電子の磁場中の運動量 $\mathbf{p}_s$ が

$$\mathbf{p}_s = m_s \mathbf{v}_s + q\mathbf{A} = 0 \quad (6-7)$$

であることを表していることを示しています。ただ式(6-6)はあくまで1個の電子についての計算から求められたものです。これに対し、式(6-7)の超電子速度 $\mathbf{v}_s$ は1個の超電子ではなく、もとのロンドン方程式に現れる多数の超電子が関与する超電流密度 $\mathbf{j}_s$ に比例する速度 (第3章、式(3-2)) ですので単純な対応をつけることはできません。

常伝導状態ではどうでしょうか。常伝導状態の基本的性質は相互作用がない自由電子の集まりとしてよく記述できます。磁場を加えると、個々の電子は磁場と垂直な面内で等速円運動を行い、この円電流に伴って磁気モーメントが生じます。しかし隣接する電子の円電流はお互いに相殺する効果があるため、古典論では

自由電子系は磁化を生じないことが示されています。ただ電子の周期的な円運動は $h\nu$ (h はプランク定数、 ν は円運動の周波数) の単位で量子化されている量子効果を考慮すると、通常は無視できる程度の微弱な反磁性が現れます。これを初めて示したのは、他ならぬランダウですので、**ランダウ反磁性**と呼んでいます。

式(6-7)にもどりましょう。F. ロンドンはこの式は超伝導状態では多くの超電子が $p_s = 0$ の広い範囲にわたる**運動量の秩序状態** (long range order in momentum) に凝縮しており、マイスナー効果は磁場を加えてもこの秩序状態が破れないことを表していると考えました。運動量の秩序状態というのは大変分かりにくい概念ですが、後年バーデインらによる微視理論 (BCS 理論) で超伝導状態は反対向きの運動量 $\mathbf{p}, -\mathbf{p}$ をもつ電子が対を形成している状態であることが明らかにされました。超電子に相当する電子対の運動量は $\mathbf{p} + (-\mathbf{p}) = 0$ です。

F. ロンドンはさらに大胆な予言をしています。いま面 S を通る磁束 Φ は、

$$\int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS = \Phi$$

で与えられます。この式で $\mathbf{n}$ は面 S の法線方向の単位ベクトルです。いま $\mathbf{B} = \text{curl } \mathbf{A}$ と第2章で述べたストークスの定理を用いますと、

$$\Phi = \int_S \text{curl } \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} dS = \oint_C \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (6-8)$$

ここで C は面 S を囲む閉曲線で $d\mathbf{l}$ は曲線の線素です。この式をロンドン方程式 (式(5-9)) に適用しますと、

$$\Phi_C = \oint_C (\mathbf{A} + \Lambda \mathbf{j}_s) \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (6-9)$$

この式で Φ_C は磁束 (magnetic flux) に超電流からの寄与を加えた量で**フラクソイド** (fluxoid) と呼んでいます。ロンドン方程式は $\Phi_C = 0$ を与えますが、ベクトル・ポテンシャル $\mathbf{A}$ を $\mathbf{A} + \nabla \phi$ にゲージ変換しても、 ϕ がひとまわりしたらもとの値にもどる一価関数であれば

$$\int \nabla \phi \cdot d\mathbf{l} = 0$$

なので、式(6-9)は如何なるゲージでも成り立ちます。 $\Phi_C = 0$ はまさにマイスナー効果を表しています。

以上は、孔が通りぬけていない超伝導体についての結果ですが、孔が通り抜けていれば磁束は孔を通り抜けますので、**Fig. 6-1** に示すように、孔を囲む閉曲線 C についての積分 (式(6-9)) はゼロにはならず、孔

Fig. 6-1 A superconductor with a hole. The magnetic field may pass through the hole given rise to flux Φ_c when the circulation is taken around path C indicated in the figure. The circulation around path C', which does not surround the hole, is zero.

を通るフラクソイド Φ_c を与えなければなりません。式(6-7)を用いますとこれは、

$$\Phi_c = \oint_C (\mathbf{A} + \Lambda \mathbf{j}_s) \cdot d\mathbf{l} = \frac{1}{q} \oint_C \mathbf{p}_s \cdot d\mathbf{l} \quad (6-10)$$

と表せます。量子力学が確立される以前に、ボーア (N. Bohr) らによって周期的な運動を行っているミクロ粒子の運動量 $\mathbf{p}$ の軌道の1周にわたる積分が、

$$\oint \mathbf{p}_s \cdot d\mathbf{l} = nh, \quad n = \text{整数} \quad (6-11)$$

の条件に従って量子化されることが示されています。この量子化の法則はあくまで一つのミクロ粒子を対象としたものですが、F. ロンドンは運動量の秩序状態にあるマクロな数の超電子についても適用できるとすれば、超伝導体に囲まれた孔を通る磁束は、

$$\begin{aligned} \Phi_c &= \frac{1}{q} \oint \mathbf{p}_s \cdot d\mathbf{l} \\ \therefore \Phi_c &= n \left(\frac{h}{q} \right) \end{aligned} \quad (6-12)$$

に従って量子化されている可能性があることを指摘しました。1948年のことです。これについては、1953年に日本で初めて開催された理論物理学の国際会議でも特別のセッションで議論されましたが、マクロな量である磁束が直接量子化されるということは当時考えも及ばなかったもので、敢えて実験を試みる人もいませんでした。磁束量子化がデイバーとフェアバンクおよびドールとネーバウアによって実験的に検証されたのは13年後の1961年です。実験は超電子の正体が電子

Fig. 6-2 Magnetization M versus applied field H of a thin superconducting film where the field is applied parallel to the film surface. The London theory predicts a linear relation between M and H up to transition field H_T (dotted line), whereas experiments show a rounding off and continuous change to the normal state $M=0$ at H_T .

対であることを反映して、超電子の電荷 ($-q$) として $q=2e$, 従って磁束量子として $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ を与えています。

さて、ロンドン兄弟の現象論とともに、多くの実りある結果を生むことになったギンズブルグ-ランダウの現象論に進むことにしましょう。

2. ギンズブルグ-ランダウ (GL) の秩序パラメータ

第4章2.1節で、超伝導薄膜の面と平行に磁場を加えたときの常伝導状態に移る転移磁場 H_T より侵入深さを求める研究について述べました。ロンドン理論によれば磁化 M は転移磁場 H_T に至るまで磁場に比例して変化し、転移磁場で不連続的に磁化 $M=0$ の常伝導状態に移ります。しかし実際には Fig. 6-2 に示すように、転移磁場に近づくとき磁化の変化は顕著な丸みをおびて連続的にゼロになり、ロンドン理論に不備があることを示唆しています。

もう一つは、第5章で述べた第1種超伝導体の中間状態における超伝導相と常伝導相の境界エネルギーの問題です。ロンドン理論によればこの境界エネルギーは負になりますが、それでは中間状態は安定に保たれません。

これらの問題は戦前から戦後にかけて、第4章で述べたモスクワの旧ソ連科学アカデミー物理学問題研究所で、理論的、実験的研究が盛んに行われましたが、そこから生まれたのが1950年に発表された GL 理論

Fig. 6-3 Two particle waves propagating in the x direction with the same wavelength but different phases (θ_1, θ_2) at $x=0$.

です。

第3章で、常電子と超電子が混在する二流体モデルにもとづき、エントロピーが低い超伝導状態の秩序の度合いを表す秩序パラメータとして超電子の数密度 n_s が用いられたことを述べました。ロンドン理論、またこれから述べる GL 理論も、基本的には二流体モデルに基づいた現象論ですが、GL は前節で述べた運動量の秩序を表すパラメータとして位置 $\mathbf{r}$ に依存する複素数の秩序パラメータ、

$$\Psi(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r})e^{i\theta(\mathbf{r})} \quad (6-13)$$

を導入し、このパラメータの絶対値の2乗が位置 $\mathbf{r}$ における超電子密度 $n_s(\mathbf{r})$ を与えるとした。

$$|\Psi(\mathbf{r})|^2 = \Psi^*(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}) = f^2(\mathbf{r}) = n_s(\mathbf{r}) \quad (6-14)$$

なぜ複素数の秩序パラメータを考えたのでしょうか。ご存知の方も多いと思いますが、ミクロ粒子が従う量子力学の初歩を簡単に復習しておきましょう。量子力学では粒子運動は波動的性格をもち、粒子の状態を表す波動関数 ϕ はシュレディンガー (Schrödinger) 方程式

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\phi + V(\mathbf{r})\phi = E\phi \quad (6-15)$$

に従います。ここで V は粒子が受けるポテンシャルエネルギー、 E は粒子のエネルギーです。ポテンシャルエネルギーが一定の場合、エネルギーの原点はどこにとってもよいので $V=0$ とおけます。この場合、波動関数として、

$$\phi(\mathbf{r}) = fe^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \quad (6-16)$$

を用いれば、式(6-15)は自由粒子の運動エネルギー $E = p^2/2m$ を与えます。波動関数の絶対値の2乗 $|\phi(\mathbf{r})|^2 = \phi^*\phi$ は位置 $\mathbf{r}$ に粒子を見いだす確率を与えま

す。従って、 $|\phi|^2$ を系の全体積 V にわたって積分すると、粒子は系のどこかにいなければなりませんから、

$$\int \phi^*(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r})dV = f^2V = 1$$

従って、 $f = 1/\sqrt{V}$ です。

次に同じ運動量 p をもち、振幅が同じで同じ方向 x に進む2つの自由粒子の波動を重ね合わせたとしましょう。そのためには Fig. 6-3 に示すように、原点 $x=0$ で各々の波が波の山か谷かあるいはその中間にあるかを表す、波の位相 θ を知る必要があります。いまそれぞれの粒子波の位相を θ_1, θ_2 としますと、簡単な計算から重ね合わせた波動は、

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_1 + \phi_2 = fe^{ipx/\hbar}(e^{i\theta_1} + e^{i\theta_2}) \\ &= fe^{i(p x/\hbar + \theta)}(e^{i\psi/2} + e^{-i\psi/2}) \\ &= 2fe^{i(p x/\hbar + \theta)}\cos(\psi/2) \end{aligned} \quad (6-17)$$

$$\theta = \theta_1 + \theta_2, \quad \psi = \theta_1 - \theta_2$$

となることが分かります。相互作用がない自由粒子の波動の位相間には一定の関係がありませんので、位相差 $\psi = \theta_1 - \theta_2$ は $0 \sim 2\pi$ の間の任意の値をもちます。この場合、式(6-17)の $\cos(\psi/2)$ の平均値はゼロになり、重ね合わせた波の振幅はゼロ、つまり独立な自由粒子の波は重なり合わないということになります。常伝導状態の自由電子はこのような独立な電子波の集まりなのです。これに対し、GL はやはり自由粒子である超電子が一つの運動量状態 $\mathbf{p}_s$ に凝縮していると考えられる運動量の秩序状態は、多数の超電子が同じ位相 θ をもった秩序パラメータ (式(6-13)) で表せると仮定したのです。さらにこの秩序パラメータは自由粒子の波動関数と同じ性格をもち、超電子の運動量 $\mathbf{p}_s$ は、

$$\mathbf{p}_s = -i\hbar\nabla\Psi \quad (6-18)$$

で与えられるとしました。ただしこの秩序パラメータは真の波動関数ではなく、GLも論文の中で「いわば有効波動関数であると考えたことにした…」と述べています。

3. 自由エネルギー

第3章で超伝導状態と常伝導状態の自由エネルギー差を最小にする条件としてロンドン方程式が得られることを示しました。GLはこの自由エネルギー差を量子力学的な色合いをつけた複素数の秩序パラメータで表すことから出発しています。

まず外磁場 $H=0$ の場合を考えましょう。第2章で述べたように、磁場を加えていないときの超伝導状態と常伝導状態のヘルムホルツ自由エネルギー密度 f_s, f_N の差は $f_N(0) - f_s(0) = \mu_0 H_c^2 / 2$ です。第3章では $g = f - \mathbf{H}\mathbf{B}$ で定義されるギブス自由エネルギー g を最小にする条件がロンドン方程式を与えることを示しましたが、これについては後でコメントすることになります。いずれにしても外場 $H=0$ のときは $f=g$ です。第2章で述べたように、熱力学的臨界磁場 H_c は臨界温度 T_c で連続的にゼロになります。また、自由エネルギーの温度微分が与えるエントロピー差も T_c で連続的にゼロになりますので、秩序パラメータ Ψ も T_c で連続的にゼロにならなければなりません。従って Ψ が十分に小さい T_c 近傍では、自由エネルギー密度の差を高次の項を無視した Ψ のべき展開で表わせると考えられます。ただ秩序パラメータ Ψ は複素数なので GL は Ψ の絶対値の2乗 $|\Psi|^2$ で展開し、 $|\Psi|^4$ 以上の高次の項を無視したべき展開で磁場ゼロのときの T_c 近傍の自由エネルギー密度 $f_s(0)$ を次式のように表せるとしました。

$$f_s(0) = f_N(0) + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 \quad (6-19)$$

$|\Psi|^2 = n_s$ ですので、この式は超電子密度 n_s が十分に小さい T_c 近くの温度領域に限定されます。

次に外磁場 H_e が加えられている場合を考えましょう。一定磁場 H_e を加えている場合のギブス自由エネルギーの差は、すでに第3章で求めています。

$$G_s(H, T) - G_N(H, T) = G_s(0, T) - G_N(0, T) - \int_V \frac{B^2}{2\mu_0} dV + \int_V \frac{1}{2} \Lambda j_s^2 dV + \int_V \frac{\mu_0 H_e^2}{2} dV \quad (3-39)$$

GL はヘルムホルツの自由エネルギーを用いていますので、ヘルムホルツとギブス自由エネルギーの関係式

$g = f - \mathbf{H}\mathbf{B}$ を用い、式(3-39)を導出したときに述べたように、超伝導状態のときの $\mathbf{H}$ は $\mathbf{B}/\mu_0$ 、常伝導状態では $H = H_e$ (一定の外場) で、 $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}_e$ であることに注意すると、全ヘルムホルツ自由エネルギー差 $F_s - F_N$ の磁気エネルギーの寄与は、

$$\int_V \left(\frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{\mu_0 H_e^2}{2} \right) dV \quad (6-20)$$

と表せます。

重要なのは、式(3-39)で $(1/2) \Lambda j_s^2$ に相当する運動エネルギーの寄与です。式(6-18)を用いますと、運動エネルギーの寄与は

$$(1/2 m_s) | -i\hbar \nabla \Psi |^2 = (p_s^2 / 2 m_s) n_s$$

と表すことができます。ここで m_s は超電子の質量です。問題は磁場中では、式(6-6)で示されているように、運動量 $\mathbf{p}$ はベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ に依存することです。このため、一義的に定まらなければならない運動エネルギーが、ベクトルポテンシャルのゲージに依存する任意性があるということになります。この任意性は、 $\mathbf{p}_s$ の代わりに $\mathbf{p}_s - q\mathbf{A} = m_s \mathbf{v}_s$ を用いれば除かれます。ここで $-q$ は超電子の電荷です。いま、式(6-18)の複素共役は $i\hbar \nabla \Psi = \mathbf{p}_s \Psi$ です。従って、 $(-i\hbar \nabla - q\mathbf{A}) \Psi$ の絶対値の2乗

$$|(-i\hbar \nabla - q\mathbf{A}) \Psi|^2 = (\mathbf{p}_s - q\mathbf{A})^2 |\Psi|^2 = m_s v_s^2 n_s$$

ですので、運動量密度は次のようにゲージによらない形で表せます。

$$\frac{1}{2 m_s} |(-i\hbar \nabla - q\mathbf{A}) \Psi|^2 \quad (6-21)$$

さらに、磁場ゼロにおける自由エネルギー差として式(6-19)を用いますと、全自由エネルギー差として次式が得られます。

$$F_s(B, T) = F_N(H_e, T) + \int_V \left\{ \alpha |\Psi|^2 + \frac{1}{2} \beta |\Psi|^4 + \frac{1}{2 m_s} |(-i\hbar \nabla - q\mathbf{A}) \Psi|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{\mu_0 H_e^2}{2} \right\} dV \quad (6-22)$$

この自由エネルギー差の表式が GL 理論の出発点になっています。GL は上式で表される超伝導状態の全自由エネルギーが最小となる条件 $\delta F_s = 0$ から GL 方程式を導出しました。第3章で式(3-39)を最小にする条件を導く際には、変分変数として磁束密度 $\mathbf{B}$ を用いました。超電流 $\mathbf{j}_s$ も変数ですがマクスウェル方程式 $\mu_0 \mathbf{j}_s = \text{curl } \mathbf{B}$ を用いて $\mathbf{B}$ で表せます。これに対し、式(6-22)は秩序パラメータ Ψ とベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ の2つの変数があります。従って、 F_s が最小となる

条件は,

$$\delta F_s = \left(\frac{\partial F_s}{\partial \mathbf{A}}\right) \delta \mathbf{A} + \left(\frac{\partial F_s}{\partial \Psi^*}\right) \delta \Psi^* \quad (6-23)$$

となります. この条件を満たすには, $\mathbf{A}$ と Ψ^* についての変分の項が独立にゼロにならなければなりません. 従って, 自由エネルギーが最小になる条件から2つの独立な式が得られます.

$$\alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi + \frac{1}{2m_s} (-i\hbar \nabla - q\mathbf{A})^2 \Psi = 0 \quad (6-24-1)$$

$$\mathbf{j}_s = \frac{q\hbar}{2m_s} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{q^2}{m_s} \mathbf{A} |\Psi|^2 \quad (6-24-2)$$

あとで示すように, 式(6-24-2)はロンドン方程式に相当します. この **GL 方程式**と呼ばれている2つの式の導出は次回に述べることにします.

-
- 1) 荻原宏泰: 大塚泰一郎教授の「基礎講座 超伝導入門」によせて, 低温工学 **34**,3 (1999) 102
 - 2) 大塚泰一郎: 「基礎講座 超伝導入門」のはじめにあたって, 低温工学 **34**,3 (1999) 103
 - 3) 大塚泰一郎: 超伝導入門 第1章: 歴史的発展, 低温工学 **34**,4 (1999) 134
 - 4) 大塚泰一郎: 超伝導入門 第2章: 超伝導体の電磁気学と熱力学, 低温工学 **34**,8 (1999) 385
 - 5) 大塚泰一郎: 超伝導入門 第3章: 現像論, 低温工学 **34**,10 (1999) 506
 - 6) 大塚泰一郎: 超伝導入門 第4章: 初期の実験, 低温工学 **35**,2 (2000) 65
 - 7) 大塚泰一郎: 超伝導入門 第5章: ピパーズ方程式とコヒーレンス長さ, 低温工学 **35**,4 (2000) 169