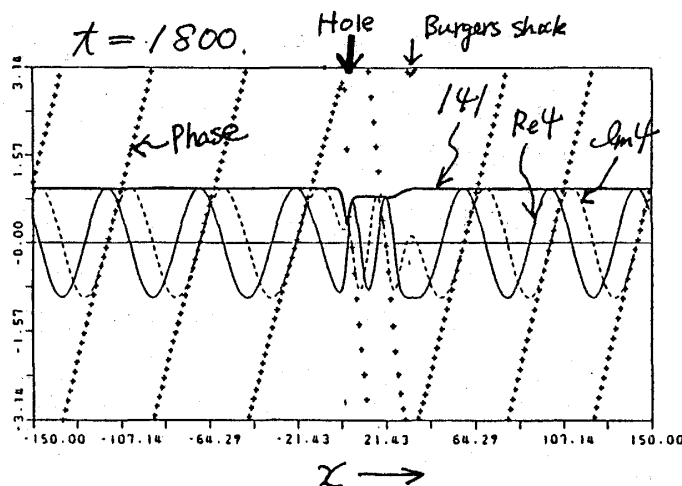


好村滋洋, 長村光造, 武田隆義, 奥田浩司

間が経てば, ホールの部分が源となり, パターンを形成し, ホールの速さは厳密解と非常に良く合っている。

文 献

- 1) K. Nozaki and N. Bekki, J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 1581.



6. 相転移に伴う動的スケーリング関数

広島大・総合科学, 京大・工^A 好村滋洋, 長村光造^A,
武田隆義, 奥田浩司^A

我々は Al-Zn 急冷合金を時効処理する過程で, 組成のゆらぎ $\eta(\vec{r}, t)$ のフーリエ変換 $\eta(\vec{k}, t)$ の二乗平均として定義される構造関数

$$S(\vec{k}, t) = \frac{1}{V} |\eta(\vec{k}, t)|^2 \quad (1)$$

を中性子小角散乱で測定した (V は試料体積)。これらの関数では, 時間 t とともに, S の極大を与える k の値 $k_m(t)$ が小さくなるとともに, 極大値 $S(k_m, t)$ が増大する。この結果は古川浩¹⁾ の提唱する時間に依存しないユニバーサルなスケーリング関数

$$\tilde{S}(x) = \frac{3x^2}{2+x^6}, \quad (x = k/k_m) \quad (2)$$

を用いて

$$S(k, t) = \alpha k_m^{-3}(t) \tilde{S}(k/k_m(t)) \quad (3)$$

のようにスケールされることが判明した (α は定数)²⁻⁴⁾。ここで $k_m(t)$ も指数則

$$k_m(t) \sim t^{-a} \quad (4)$$

に従う (a は定数)。

ところが、このような関数 $\tilde{S}(x)$ はマイナリティ相の体積分率 ϕ に依存する筈であるという指摘が多く、理論家によってなされている^{5~8)} この報告では、その点を考慮して Al-Zn 合金について Zn の組成を変え、異なる体積分率 ϕ に対してスケーリング関数 $\tilde{S}(x)$ の形および特にその相対半値幅 $\Delta = \Delta k / k_m$ がどのように変化するかを測定した (Δk は $S(k)$ のピークの半値幅)。その結果を提唱されている理論値と比較検討した。

第1図には Al-Zn 合金に関する Hennion⁹⁾ および我々²⁾ の実験結果と、二成分液体 (Isobutyric Acid + Water) に関する Knobler and Wong¹⁰⁾ の実験結果から得られたスケーリング関数 $\tilde{S}(x)$ の相対半値幅 $\Delta = \Delta x / x_m$ の体積分率 ϕ への依存性を示す。

ϕ の値は各温度におけるバイノーダル曲線を考慮して、この原理により求めた。 Δ の値にはかなりの誤差があるが、 ϕ が大きくなるにつれて、 Δ が小さくなる傾向が見られる。

Δ の理論値としては、Rikvold and Gunton⁵⁾ および古川浩⁸⁾ のものを示した。Rikvold and Gunton の理論値は実験値よりやや大きく、T. Ohta および H. Tomita の値は更に大きい。古川浩のスケーリング関数⁸⁾ は、クラスター間の相互作用を考慮して

$$\tilde{S}(x) = \frac{x^2}{2m(1-x^2) + x^2(2+x^4)} \quad (5)$$

と書かれる。ここで

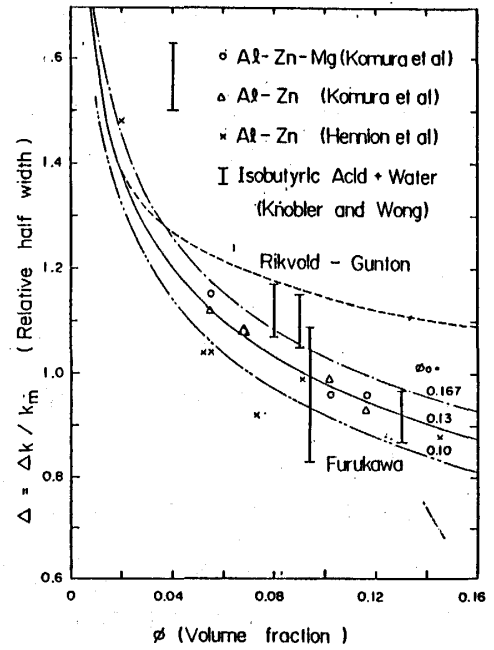
$$m(\phi) = \frac{\phi(1-\phi)}{\phi_0(1-\phi_0)} \quad (6)$$

であり、 ϕ_0 は(2)が成り立つときのマイナリティ相の体積分率である。当然 $\phi = \phi_0$ のとき $m = 1$ となって、(5)は(2)に移行する。(5)の相対半値幅は解析的に解けて

$$\Delta = \sqrt{2} \omega^{\frac{1}{12}} \left[\sqrt{\cos((\pi-\theta)/3)} - \sqrt{\cos((\pi+\theta)/3)} \right] \quad (7)$$

と与えられる。ここで

$$\theta = \tan^{-1} \sqrt{\omega-1}, \quad (8)$$



第1図 スケーリング関数の相対半値幅 Δ の体積分率 ϕ への依存性

$$\omega = \left(2 + \frac{2}{3} (1-m) m^{-\frac{2}{3}} \right)^3 \quad (9)$$

である。図には $\phi_0 = 0.10, 0.13, 0.167$ の三つの場合に(7)で与えられる I を示した。 $\phi_0 = 0.13$ の値が比較的よい一致を与えることが判明した。

参考文献

- 1) H. Furukawa, Physica, **123A**, 497 (1984).
- 2) S. Komura, K. Osamura, H. Fujii and T. Takeda, Phys. Rev. **B30**, 294 (1984); **B31**, 1278 (1985).
- 3) 好村滋洋, 固体物理, **19**, 711 (1984).
- 4) 好村滋洋, 日本物理学会誌, **40**, No. 1 (1985).
- 5) P. A. Rikvold and J. D. Gunton, Phys. Rev. Lett., **49** 286 (1982); private communication.
- 6) T. Ohta, Annals of Phys., **158**, 31 (1984).
- 7) H. Tomita, Prog. Theor. Phys., **71**, 1405 (1984).
- 8) H. Furukawa, private communication.
- 9) M. Hennion, D. Ronzand and P. Guyot, Acta Metall. **30** 599 (1982).
- 10) C.M. Knobler and N.C. Wang, J. Phys. Chem., **85**, 1972 (1981).

7. ランダムな界面系の散乱関数

京大・教養 富田博之

相分離がすすみ滑らかでランダムな界面が形成された段階における散乱関数のスケイリング則を考える。¹⁾

ランダムな界面系と言っても、体積組成比 ϕ の値によって特徴が異なる。 $\phi \ll 1$ では半径分布に広がりを持った球状液滴系、 $\phi \sim 0.5$ では percolate し、かつ自己相補的な界面系、その中間では不規則な表面を持ったクラスター系と考えられる。このようなバラエティを考慮すると ϕ の全領域を通して統一的なスケイリングの機構を探すのは無理であろう。 $\phi \sim 0.5$ では時間的に cross over が起こることも報告されている。²⁾