

15. 誘電率・電気伝導度測定

目的

酒石酸カリウムナトリウム（ロッシェル塩、 $\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ）の誘電率 ε と電気伝導度 σ の測定を行い、相転移点（ 24°C ）の確認を行う。また、ロッシェル塩に関してキュリー・ワイス則に従うとして、キュリー・ワイス定数 C を求める。相転移点を境として誘電率の温度勾配が異なることを確認する。

実験

電極面積 A 、その間隔 d の平行平板コンデンサーの場合、電気容量 C_0 と電気抵抗 R_0 は

$$C_0 = \varepsilon_0 \frac{A}{d} \quad R_0 = \rho \frac{d}{A}$$

に表すことができる。 $\varepsilon_0 (= 8.854 \times 10^{-12} \text{F/m})$ は真空中の誘電率であり、 ρ は電気抵抗率（比抵抗）である。デジタルマルチメーターを用いて、結晶 (crystal) を極板の間に入れて作った結晶コンデンサーの容量 C_c と抵抗 R_c を測定すれば、上式により、誘電率と電気伝導度 ($\sigma = 1/\rho$) を求めることができる。従って、

$$\varepsilon = C_c \frac{d}{A} \quad (\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}) \quad \sigma = \frac{d}{R_c A}$$

と表すことができる。誘電率 ε がキュリー・ワイス定数を C として、キュリー・ワイスの法則

$$\varepsilon = \frac{C}{T - T_c}$$

に従うものとして、相転移点上下（低温の強誘電相と高温の常誘電相）の温度領域における定数 C を求める。ただし、 T_c は相転移点である。実際にこの値を求めるためには、縦軸に $1/\varepsilon$ を、横軸に温度差 ($T - T_c$) を取ると、傾きの違いが分かる。（図 10 を参照）

装置

No.15(1) の試料（水道側）： a 軸に垂直な平板に加工したロッシェル塩結晶（面積 2.5×2.5 mm、厚さ 0.85 mm）

No.15(2) の試料（ドア側）： a 軸に垂直な平板に加工したロッシェル塩結晶（面積 4.9×3.5 mm、厚さ 0.95 mm）

LCR メーター、デジタルマルチメーター、保温瓶、リボンヒーター、スライダック

測定

以下の測定を昇温 (heating) と降温 (cooling) について行うこと。

- (1) ロッシェル塩 ($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) の電気容量 C
- (2) ロッシェル塩 ($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) の電気抵抗 R

手順

昇温 (heating) 測定

- (1) 保温瓶に水と氷を入れ、サンプルが入った試験管が保温瓶に浸かるようにする。
- (2) デジタルマルチメーターを使って、サンプルの温度を確認する。
- (3) 温度が十分低くなったら、保温瓶を下げて取り外す。
- (4) 試験管表面の水をティッシュで拭き取り、リボンヒーターを試験管に巻き付ける。十分水をふき取ること。水がついているとリボンヒーター内で電流がショートしてしまう。

(5) AC アダプターをコンセントに挿して、LCR メータの電源を入れる。ケーブルを試験管の銅線に接続し、「L/C/R」キーを押して、測定レンジをコンデンサー C に合わせ。15(1) の LCR メータは電気容量と抵抗の直列 S と並列 P の選択が可能であるので、「S/P」ボタンを押して、P を選択

(6) 「FREQ」キーを押して測定周波数を最高の測定周波数 10KHz (15(2) の U1732A-LCR メータ) と 100KHz (15(1) の三和電気計器 LCR メータ) に変更する。(周波数が高いと測定値が安定する。周波数を色々変えて確認してみると良い。)

(7) 重要

☒ ケーブルの電気容量を測定するために、赤黒のケーブルの一方を銅線から外し、電気容量の値をメモする。ケーブルを元へ戻す。この値を測定値から引くと試料の電気容量が得られる。このとき、ケーブルが接近していると、ケーブルの電気容量は大きくなる。なるべくケーブルの影響を避けたいときには、2つのケーブルを離すように配置すると良い。抵抗を測定する場合、ケーブルの抵抗は 0.1 Ω 程度であり、小さいので支障はない。

(8) スライダックにリボンヒーターのコンセントを差し込む。

(9) スライダックの電圧が 0V になっていることを確認し、スライダックのコンセントを電源に差し込む。

(10) 10~15V 程度の電圧にセットする。暖まるまで少し時間がかかるので、電圧を上げないようにする。温度上昇のスピードが遅くなったら、電圧を 20V に上げる。

(11) 40℃ まで温度を上昇させながら、温度、電気容量 C または電気抵抗 R の測定を行う。
注意：温度はスライダックの電圧を 0V にしても直ぐには下がらない。50℃ 以上になると、ロッシェル塩は風化して、次から測定できなくなる。この場合は次に使用する学生のために試料を準備してもらう。感電する可能性があるので、ヒータに水をこぼさないように十分注意すること。

降温 (cooling) 測定

(1) 昇温測定後、引き続き降温測定を行う場合、スライダックの電圧を 10V または 0V にする。

(2) 温度、 C または R を測定する。

(3) 室温付近まで来たら、リボンヒーターを静かに外す。

(4) 水を入れた保温瓶を上昇させ、試験管を水の中に入れる。(ただし、回りの環境が異なるために、電気容量 C の値に跳びができるかもしれない。)

(5) 適度に氷を入れ、水の温度を下げに行く。

電束密度 D 、電場 E 、誘電分極 P の間には

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon E$$

の関係がある。また、誘電分極 P は χ (電気感受率) を使って $P = \chi \epsilon_0 E$ と書くことができる。従って、上式は

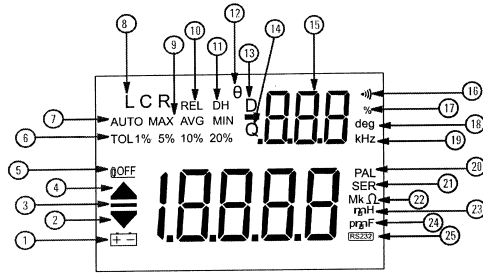
$$\epsilon_0 E + \chi \epsilon_0 E = \epsilon E \quad \chi = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_0} = \epsilon_r - 1 \sim \epsilon_r$$

となる。(強誘電体の比誘電率は 1 より非常に大きく、1 を無視してもかまわない。) よって、誘電分極は

$$P = \chi \epsilon_0 E \sim \epsilon E$$

と表すことができる。従って、誘電率 ϵ の意味するところは電場 E が印加されたとき生じる誘電分極 P との間の係数である。電気感受率 χ とほぼ同じ意味を持つ。

ディスプレイ/インジケータ

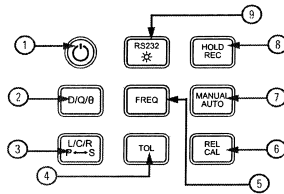


番号	説明	番号	説明
1	電池消耗インジケータ	14	Q値インジケータ
2	下限値の表示	15	セカンダリ・ディスプレイ - 888
3	プライマリ・ディスプレイ - 188.88	16	許容値/コンペア・モード用の警告音
4	上限値の表示	17	許容値の単位 (%)
5	自動電源切断インジケータ	18	位相精度の単位 (度) (U1732Aにのみ適用可能)
6	許容値モード、1%、5%、10%、20%を設定してキャパシタンスを並べ替え	19	ピーク周波数の単位 (セットアップ・モードの場合)
7	オートレンジ	20	並列モード・インジケータ
8	インダクタンス、キャパシタンスまたは抵抗 (L、CまたはR) ファンクション・インジケータ	21	直列モード・インジケータ
9	MAX、MIN、AVG、Present (MAXAVGMIN) の静的レコーディング・モード	22	抵抗の単位 (kΩおよびMΩ)
10	相対モード	23	インダクタンスの単位 (μHおよびmH)
11	データ・ホールド機能による表示されたデジタル値の保持	24	キャパシタンスの単位 (pF、nF、μF、mF)
12	位相精度インジケータ (U1733Aにのみ適用可能)	25	リモート制御
13	損失係数インジケータ		

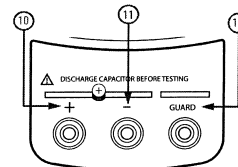
3

U1731A/U1732Aクイック・スタート・ガイド

キーボード操作



端子



番号	キー	機能	番号	端子	機能
1	パワー	測定器のオン/オフ用	10	+	正端子/ソケット
2	D/Q/θ	損失係数、Q値、位相角の選択 (U1732Aにのみ適用可能)	11	-	負端子/ソケット
3	L/C/R	インダクタンス/キャパシタンス/ 抵抗測定を選択	12	GUARD	ガード端子/ソケット
4	P↔S	並列モードと直列モードの切り替え			
5	TOL	許容値モード			
6	FREQ	テスト周波数の選択			
7	REL CAL	相対モード 校正モード			
8	手動 AUTO	手動レンジ オートレンジ			
9	HOLD REC	データ・ホールド 静的レコーディング・モード			
	RS232 *	リモート機能のオン/オフの切り替え バックライト・ディスプレイ (U1732Aにのみ適用可能)			

警告

測定器の損傷を避けるために、入力リミットを超えないようにしてください。入力端子に電圧を印加しないでください。テスト前にキャパシタンスを放電してください。

誘電体論

1.1 構造相転移

温度や圧力を変化させると、それぞれ物質固有の温度や圧力で異なる結晶構造に変化する物質が沢山ある。これらの変化のことを構造相転移 (structural phase transition) と呼ぶ。

1.2 強誘電相転移

外部電場 $E_0 = 0$ でも、電気分極 $P \neq 0$ である結晶は焦電気 (pyroelectric) 結晶と呼ばれ、そのうち外部電場で P の向きを反転できる物質が強誘電体 (ferroelectrics) と定義されている。 $P = 0$ の結晶構造から $P \neq 0$ の結晶構造への相転移を強誘電相転移と呼び、この相を強誘電相 (ferroelectric phase)、これに対して $P = 0$ の相を常誘電相 (paraelectric phase) と呼ぶ。強誘電相で生じる P を自発分極 (spontaneous polarization) と呼び、 P_s で表す。

強誘電性相転移の起きる原子論的起源として、双極性物質の永久双極子 p が一定方向を向くか、有極性物質を含めた結晶においてイオン分極 (イオンの変位) が起こるかの2通り以外は考えない。相転移の機構として、前者に対応するものを秩序-無秩序型、後者を変位型と呼ぶ。

典型的な強誘電性相転移の例として、前者に対応して NaNO_2 (亜硝酸ナトリウム)、後者に対応して BaTiO_3 (チタン酸バリウム) を挙げる。図1は NaNO_2 において、温度 T が強誘電性相転移温度 $T_c = 436 \text{ K}$ より低い場合に実現する強誘電相の結晶構造で、全ての NO_2 双極子が同じ $+b$ 軸方向を向いた配置を表す。常誘電相では、各 NO_2 分子が図2のように2つの配置をそれぞれ $1/2$ の確率を持つ。

後者に対応する BaTiO_3 はペロフスカイト (perovskite) 型結晶 (ABO_3) と呼ばれる (図3)。A : Ba、B : Ti に対応している。 BaTiO_3 は $T_c = 403 \text{ K}$ 以上で常誘電相になり、 T_c 以下では図4のように、Ba を基準として Ti が $+z$ 方向に、O が $-z$ 方向に変位し、イオン分極が $+z$ 軸方向に向きを揃える (図5)。

磁性体に強磁性体と反強磁性体があるように、強誘電体に対して反強誘電体 (antiferro-electrics) が存在する。ここでいう反強誘電体は狭い意味に限っており、双極子の向きが結晶の特定の方向に沿って一つおきに逆になっているものを指す。代表的な物質として図6に示す $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ が有名である。この反強誘電相の双極子配置も図6に示されている。

1.3 強誘電体の自由エネルギー

ここでまず、変位型強誘電体を考える。今、結晶の温度が下がってキュリー点 (相転移点) に達し、イオンがごくわずかに平衡点から変位したとする。この変位によって生じた双極子のために内部電場 (local field) F_l が発生する。この内部電場によってイオンの位置に生じる力が、イオンの弾性的復元力に打ち勝てばイオンはさらに変位する。イオンの変位が小さい間はフックの法則に従い、 F_l は変位に比例する。変位が大きくなると復元力は調和項のみでは表わせなくなり、高次の非調和項を考慮しなければならない。分極 P は変位 x に比例するので、内部電場 F_l は

$$F_l = \alpha P + \xi P^3 + \zeta P^5$$

と奇数項で表される。一方、内部電場は

$$F_l = E + \gamma P$$

と書ける。 E は外部から加えられた電場であり、 γ は比例定数で、ローレンツ電界ならば MKS 単位で $1/(3\epsilon_0)$ (cgs 単位では $4\pi/3$) である。上の 2 式から

$$E = (\alpha - \gamma)P + \xi P^3 + \zeta P^5$$

となる。 $\alpha - \gamma = \chi$ とすると、この系の内部エネルギー U は

$$U = \int E dP = G_0 + \frac{1}{2}\chi P^2 + \frac{1}{4}\xi P^4 + \frac{1}{6}\zeta P^6 \quad \Delta U = E\Delta P = Eq\Delta x = F\Delta x$$

と書くことができる。

新しい変数を α, β, δ とし、強誘電軸を z 方向に選ぶと、ギブスの自由エネルギーは

$$G = \frac{1}{2}\alpha P^2 + \frac{1}{4}\beta P^4 + \frac{1}{6}\delta P^6$$

と表わすことができる (図 7)。ただし、係数 α, β, δ は一般に温度の関数であり、(積分) 定数 G_0 は 0 とおく。奇数乗の項がないのはエネルギーは分極の向きを反転させても変わらないので、 P の偶関数のみで表される。ただし、一般のギブスの自由エネルギー G は

$$G = U - TS - Xx - EP$$

で表される。ただし、 G は内部エネルギー U 、温度 T 、エントロピー S 、応力 X 、ひずみ x 、電界 E 、誘電分極 P の関数で記述される。ここで、熱力学第一法則によると、内部エネルギー密度の変化 dU は

$$dU = dQ' + dW' \quad dW' = X_i dx_i + E_i dP_i \quad \Delta W = E\Delta x = E\Delta P = E(q\Delta x)$$

で与えられる。一方、熱力学第二法則によると、

$$TdS \geq dQ' \quad \text{等号：可逆変化}$$

となる。従って、 dU は

$$dU \leq TdS + X_i dx_i + E_i dP_i$$

となる。 G の全微分は

$$dG = dU - TdS - dTS - Xdx - dXx - EdP - dEP = -SdT - xdX - PdE$$

となり、各変数について

$$T = \frac{\partial H}{\partial S} \quad X = \frac{\partial A}{\partial x} \quad E = \frac{\partial G_1}{\partial P}$$

$$-S = \frac{\partial G}{\partial T} \quad -x = \frac{\partial G}{\partial X} \quad -P = \frac{\partial G}{\partial E}$$

という関係が成り立つ。 A は Helmholtz の自由エネルギー、 H はエンタルピー、 G_1 は弾性的 Gibbs 関数である。

$$A = U - TS \quad H = U - Xx - EP \quad G_1 = U - TS - Xx$$

1.4 二次の相転移

強誘電相になって自発分極が生じると自由エネルギーの展開で何次の項まで考慮するかは、係数の符号と大きさによる。 $\beta > 0$ 、 $\gamma = 0$ の場合を考えてみる。 G は下に凸でなければならないので、 $\beta > 0$ としなければならない。 $\beta < 0$ ならば、 $P \rightarrow \infty$ のときが最もエネルギーが低い状態となる。自由エネルギーは

$$G(P, T) = \frac{1}{2}\alpha P^2 + \frac{1}{4}\beta P^4$$

と表わすことができる (図 8)。電界 E は

$$E = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T = \alpha P + \beta P^3$$

で与えられる。強誘電相 ($T < T_c$) では外部電場がなくても自発分極 P が存在するので、 $E = 0$ のとき $P = P_s$ と書けば

$$(\alpha + \beta P^2)P = 0 \quad P_s = \pm \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}} \quad P_s = 0$$

が得られる (図 9)。いま $\beta > 0$ と仮定したので、有限の P_s が現れるためには強誘電相においては $\alpha < 0$ でなければならない。

キューリー点 T_c においては、常誘電相と強誘電相とが共存するから $G(P_s, T_c) = G(0, T_c)$ であるので

$$\frac{1}{2}\alpha P_s^2 + \frac{1}{4}\beta P_s^4 = 0 \quad (2\alpha + \beta P_s^2)P_s^2 = 0 \quad P_s^2 = -\frac{2\alpha}{\beta}$$

となり、 $T = T_c$ のとき、 $P_s = 0$ であるので、 $\alpha(T_c) = 0$ であることが分かる。常誘電相において、自由エネルギーは第 2 項目を考える必要はなく、第 1 項のみで表わすことができる ($G = 1/2\alpha P^2$) ので、 $\alpha > 0$ でなければならない。強誘電相 ($T < T_c$) においては $\alpha < 0$ であり、しかも $T = T_c$ において $\alpha = 0$ である。そこで、 α を $T - T_c$ のべき級数に展開して第 1 項だけを考えて

$$\alpha = \frac{T - T_c}{C}$$

のように表わすことができる。電気感受率 $\chi\epsilon_0$ は

$$\chi\epsilon_0 = \frac{P}{E} = \epsilon - \epsilon_0 \quad (D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + \chi\epsilon_0 E = \epsilon E \quad \chi = \epsilon_r - 1)$$

と表される。ただし、真空中の誘電率 ϵ_0 、誘電率 ϵ 、比誘電率 $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ である。 E が大きい場合、 χ や ϵ は E の大きさに依存するので、 $\partial P/\partial E$ の $E \rightarrow 0$ の極限值というのが $\chi\epsilon_0$ の正確な定義である。従って、

$$\chi\epsilon_0 = \frac{\partial P}{\partial E} = \frac{C}{T - T_c} = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 \sim \epsilon = \frac{C}{T - T_c} \quad (T > T_c)$$

となる。ただし、強誘電体では比誘電率 $\epsilon_r \gg 1$ である。最後の式がキューリー・ワイスの法則であり、 C はキューリー・ワイス定数である。(図 10)

自由エネルギーは $T > T_c$ (常誘電相) では第 1 項のみで表わされるので、 $\alpha > 0$ であり、下に凸のグラフになる。 $T < T_c$ (強誘電相) においては $\pm P_s$ で表わされるような 2 つの安定状

態を持つ。

強誘電相における感受率は

$$\frac{1}{\chi\epsilon_0} = \left(\frac{\partial E}{\partial P}\right)_T = \alpha + 3\beta P^2$$

で表わされる。 $E = 0$ における強誘電相の感受率は、 $P = P_s = \pm\sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}$ を代入して

$$\chi\epsilon_0 = -\frac{1}{2\alpha} = \frac{C}{2(T_c - T)} = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 \sim \epsilon = \frac{C}{2(T_c - T)} \quad (T < T_c)$$

となり、常誘電相の値とは勾配が2だけ異なる。(図10)

自発分極に伴う潜熱 ΔQ はエントロピー変化を ΔS とすれば

$$\Delta Q = T_c \Delta S = T_c \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P = \frac{T_c}{2C} P_s^2$$

$$\left[G = \frac{1}{2}\alpha P^2 + \frac{1}{4}\beta P^4 \text{ に } P = \pm\sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}} \text{ を代入すると } G = -\frac{1}{4}\frac{\alpha^2}{\beta} = -\frac{(T - T_c)^2}{4C^2\beta} \right]$$

となるが、 $T = T_c$ で $P_s = 0$ となるので潜熱はなく相転移が二次であることを示す。

<比熱>

相転移点での比熱の異常は1次相転移でも観測されるが、正確には潜熱を含めてであって、 T_c では加熱しても熱が物質に吸収されるために、しばらくは物質の温度が上昇しない。これに対して2次相転移の場合は T_c で比熱の異常な増大または大きな跳びが観測される。上式の G を偏微分してエントロピー $S = -(\partial G/\partial T)$ 、および $E = 0$ の条件で測定される比熱 $C^E = T(\partial S/\partial T)$ を計算すると

$$S = -\frac{\partial G}{\partial T} = \frac{T - T_c}{2C^2\beta}$$

よって

$$C^E = T \frac{\partial S}{\partial T} = \frac{T}{2C^2\beta} \quad (T < T_c) \quad C^E = 0 \quad (T > T_c) \quad (G = 0 \text{ なので})$$

となる。この結果を図に描くと図11のようになる。

1.5 一次の相転移

自由エネルギーの係数 $\beta < 0$ であると、分極が大きくなるほど自由エネルギーが下がり無限大の分極で結晶が安定するというきわめて不都合なことになるので、さらに高次の項まで考慮する必要がある。自由エネルギーの展開の5次係数 $\delta > 0$ として考えると (図12)

$$E = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T = \alpha P + \beta P^3 + \delta P^5$$

であるので、自発分極 P_s は上式で $E = 0$ とおいて

$$P_s = 0 \quad \alpha + \beta P^2 + \delta P^4 = 0$$

の解として与えられる。さらに $T = T_c$ においては、 P_s は0及び値を持つので

$$G(P_s, T_c) = G(0, T_c)$$

であるから

$$\frac{1}{2}\alpha P_s^2 + \frac{1}{4}\beta P_s^4 + \frac{1}{6}\delta P_s^6 = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{1}{2}\alpha + \frac{1}{4}\beta P_s^2 + \frac{1}{6}\delta P_s^4 = 0$$

が得られる。上の2式から、 P^2 と P^4 の項を消去して

$$P_s^2(T_c) = -\frac{4\alpha}{\beta} \quad P_s^4(T_c) = \frac{3\alpha}{\delta}$$

の関係が得られる。この式から $T = T_c$ では

$$\alpha(T_c) = \frac{3\beta^2}{16\delta} > 0$$

となり、2次転移とは異なり α は $T = T_c$ で0にならない。しかし、 α は温度の関数であるので

$$\alpha = \frac{T - T_0}{C}$$

とすれば、

$$T_0 = T_c - \frac{3C\beta^2}{16\delta}$$

という関係が得られる。この T_0 は常誘電キュリー一点であり、1次転移の場合、実験的に求められた $T_0 < T_c$ という関係が証明された。(図 10)

温度をパラメーターとして G を P の関数として図 12 に示す。非常に低温 ($T < T_0$) では G は2つの極小値を持ち、 $+P_s$ と $-P_s$ で G が同じ値を持つ。また、 $T_c < T < T_1$ の温度領域では強誘電相は存在しえないが、ある大きさの電界を外から加えれば、強誘電相を強制的に実現させることができる。

電気感受率は

$$\frac{1}{\chi\epsilon_0} = \left(\frac{\partial E}{\partial P}\right)_T = \alpha + 3\beta P^2 + 5\delta P^4$$

で与えられる。常誘電相における電気感受率を χ_P とすれば、 $T > T_c$ では $P_s = 0$ であるので

$$\frac{1}{\chi_P\epsilon_0} = \alpha = \frac{T - T_0}{C} \quad (T > T_c) \quad \sim \quad \epsilon = \frac{C}{T - T_0}$$

である。従って、図 10 に示されているように、2次転移のときとは異なって、 $T = T_c$ において χ_P は有限である。強誘電相 ($T < T_c$) における電気感受率を χ_F とすると、 $\alpha + \beta P^2 + \delta P^4 = 0$ を用いて

$$\frac{1}{\chi_F\epsilon_0} = \left(\frac{\partial E}{\partial P}\right)_T = \alpha + 3\beta P^2 + 5\delta P^4 = -4\alpha - 2\beta P_s^2 \quad (T < T_c)$$

あるいは $\alpha + \beta P^2 + \delta P^4 = 0$ を解いた

$$P_s^2 = \frac{1}{2\delta}[-\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\delta}]$$

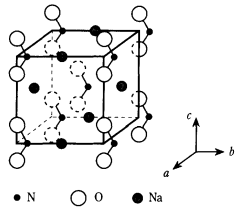
を代入して

$$\frac{1}{\chi_F\epsilon_0} = -4\alpha - \frac{\beta^2}{\delta}[-1 + \sqrt{1 - 4\frac{\alpha\delta}{\beta^2}}]$$

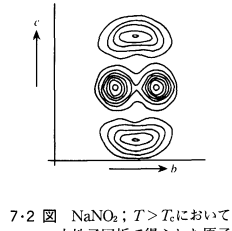
となる。ただし、安定な解は平方根の正の値 ($P_s > 0, \alpha < 0, \beta < 0, \delta > 0$) のみである。相転移におけるの潜熱は

$$\Delta Q = T_c \Delta S = T_c \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P = \frac{T_c}{2C} P_s^2$$

となり、 $T = T_c$ で P_s は有限であるので、相転移において潜熱が存在し、相転移が一次であることを示している。



7-1 図 NaNO_2 ; $T < T_c$ での結晶構造。



7-2 図 NaNO_2 ; $T > T_c$ において中性子回折で得られた原子核の存在確率。

図 1

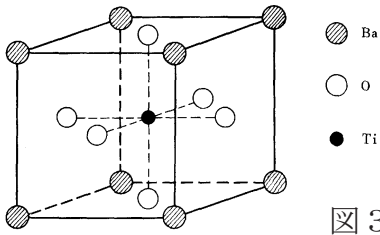


図 2-1 BaTiO_3 の単位胞

図 3

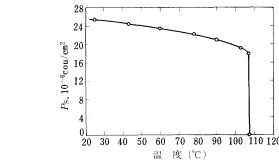


図 2-3 BaTiO_3 の自発分極の温度特性 (Merz¹²⁾)

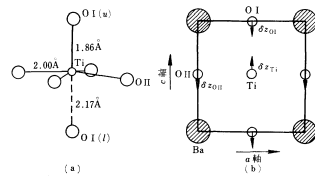


図 2-4 BaTiO_3 の正方晶系における変形 (a) TiO_6 八面体の変形 (b) (010) 面への投影 (Jona, Shirane¹³⁾)

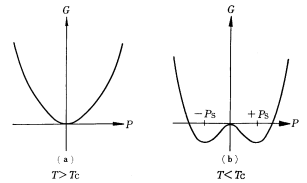


図 3-1 強誘電体の (a) 常誘電相および (b) 強誘電相における自由エネルギー

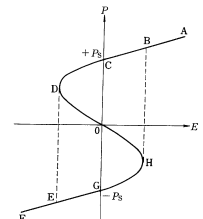


図 3-2 二次相転移を起こす強誘電体の分極と電界との関係

図 4

図 8

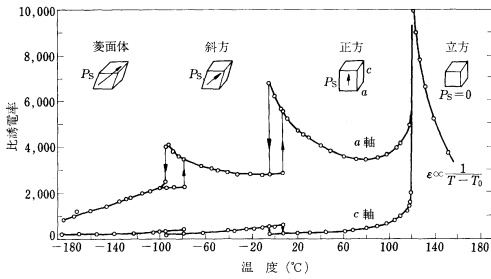
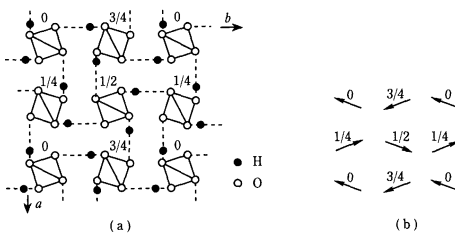


図 2-2 BaTiO_3 の誘電率の温度特性 (Merz¹²⁾)

図 5



7-7 図 $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$; (a) $T < T_c$ での H の配置, (b) H_2PO_4 を双極子とみなした双極子配列。

図 6

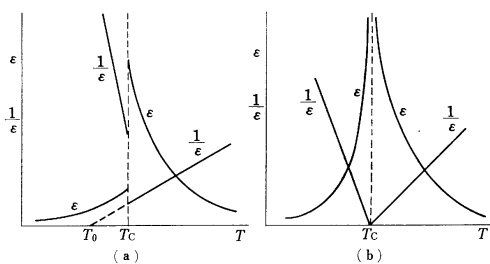


図 1-8 相転移における誘電異常 (a) 一次転移 (b) 二次転移

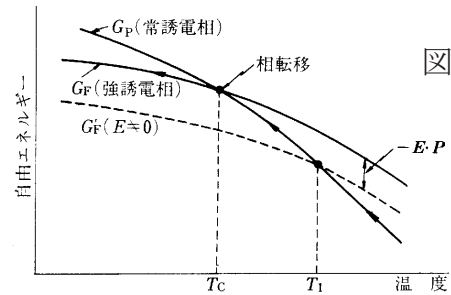


図 1-6 強誘電体の自由エネルギーと相転移

図 7

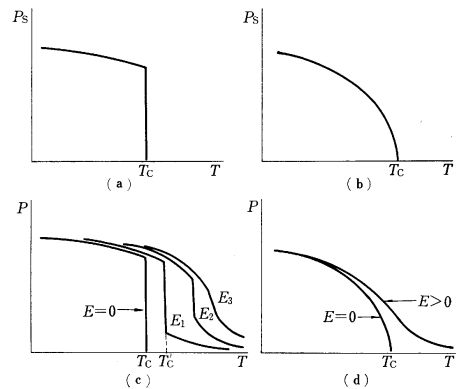


図 1-7 (a) 一次転移 (b) 二次転移に際しての自発分極の温度変化 (c)(d) 印加電界の影響

図 9

図 10

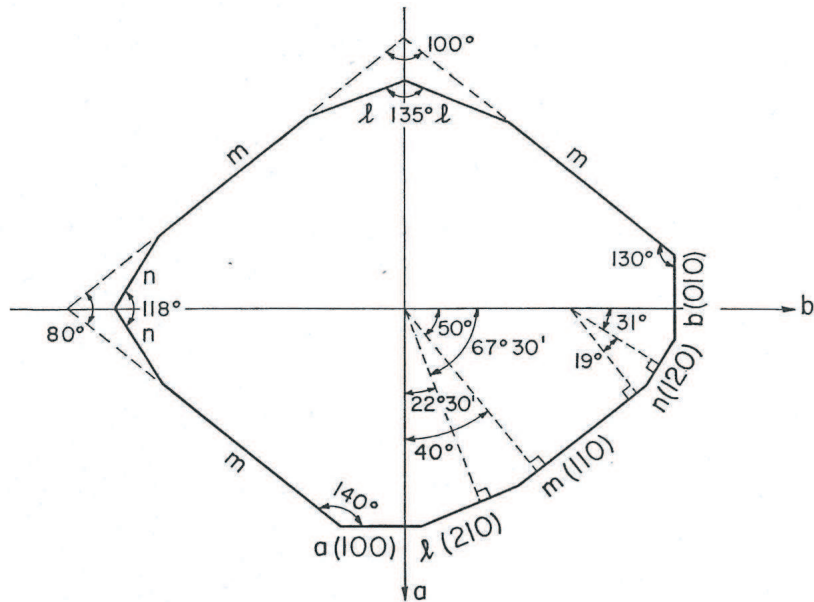


FIG. VII-1. Morphology of Rochelle salt. The drawing represents the cross-section perpendicular to [001] of an ideal crystal (schematic). The angles indicated are only accurate within approximately 30'.

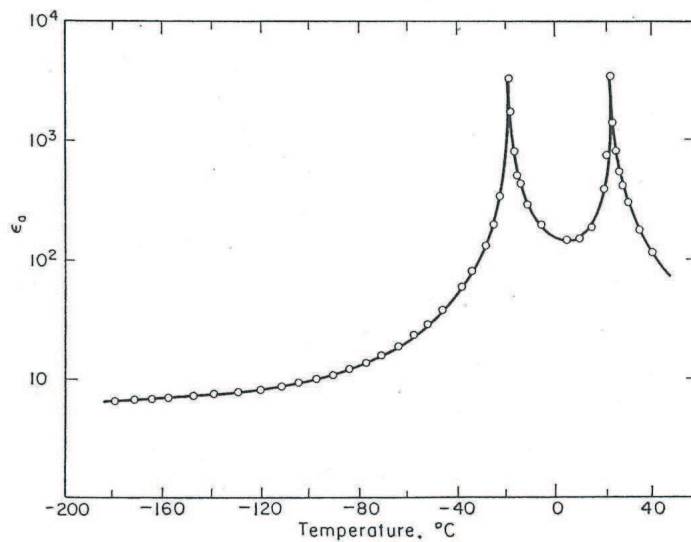


FIG. VII-2. Temperature dependence of the small-signal dielectric constant ϵ_s of Rochelle salt. The measuring field was 4 V/cm above -40°C , 50 V/cm below -40°C . Frequency 1000 c/s (according to Hablützel (H 1)).