

### § 3 解析

#### 1) 運動しているCDWドメインの大きさの評価

##### 1.1 モデル

BBNが何故発生するかについての理由は、後ほど考察する事にして、まず現象論的に、とにかく不規則雑音が発生しているという事を二値過程で表現してみよう。すなわちCDWの速度がゼロとある値 $v_0$ の間を不規則に行き来すると考える((図IV-3-1))。この描像は特に $E_T$ 近傍ではかなり良く当てはまる様に思われる。すなわち、 $E_T$ 近傍では、何らかの揺動力によって、CDWは一様でなくがたがたと運動しており、ピン止めされたり、スライドしたりを不規則に繰り返していると考えられるからである。ここで"1"の状態は速度 $v_0$ を持つと仮定する。この時、"0"状態の平均滞在時間を $T_0$ 、"1"状態の平均滞在時間を $T_1$ とし、これから

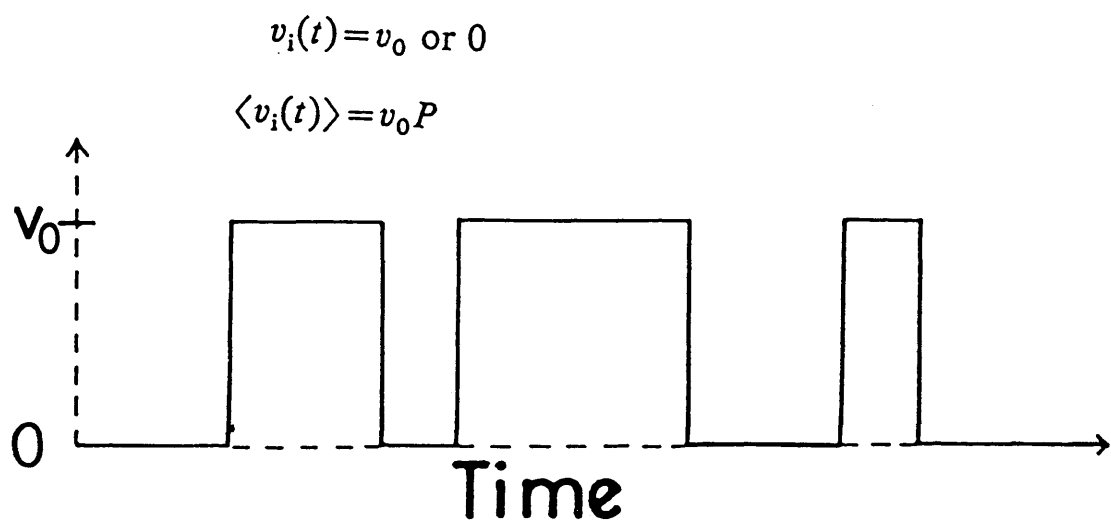
$$P = T_1 / (T_0 + T_1) \quad (\text{IV-3-1})$$

に従ってPを定義する。すると $v_0 P$ は、平均速度を表わしていると考えられる。電場を増して行くと、 $E_T$ でPはゼロでなくなり、電場と共に大きくなってある電流値で1になると考えられる。するとCDWによる電流は、

$$\begin{aligned} I_{cdw} &= A (1/V) [\sum N_i e v_i(t)] \\ &= (1/L) [\sum N e v_i(t)] \end{aligned} \quad (\text{IV-3-2})$$

と表わされる。ここで、 $N_i$ は次の様なものである。即ち、今CDWは結晶中を幾つかのドメインに分かれて運動していると考え、簡単の為に、各ドメインが一個当たり $N_i$ 個の電子を含むとした。又、 $e$ は電子の電荷、 $A, L, V$ はそれぞれ試料の断面積、長さ、体積を表わし、 $v_i(t)$ は速度の次元を持つ確率変数である。すなわち、

$$v_i(t) = v_0 \text{ or } 0 \quad (\text{IV-3-3})$$



(図IV-3-1) CDWの運動を模式的に二値過程で表した図。

であり、 $v_1(t)$ の時間平均は、 $v_0P$ に等しい。すなわち、

$$\langle v_1(t) \rangle = v_0P. \quad (\text{IV-3-4})$$

簡単の為に、 $N_1$ は全てのドメインで等しいとする。これを $N$ とおく。そうすると平均電流 $\langle I_{cdw} \rangle$ は、次の様に与えられる。

$$\langle I_{cdw} \rangle = N e v_0 N A P. \quad (\text{IV-3-5})$$

一方、揺らぎは、 $\langle \Delta v_1 \Delta v_j \rangle = 0 (i \neq j)$ である事を利用して、次の様に表わされる事が分かる。

$$\langle (\Delta I)^2 \rangle = (N e v_0)^2 (A/L) N P (1-P). \quad (\text{IV-3-6})$$

既に述べた様に、 $P$ を電場の関数と考え、雑音 $\langle (\Delta I)^2 \rangle$ は、 $P(1-P)$ に比例するので、それは、 $P \sim 1/2$ の時にピークを持つ事になる。この事は、雑音が $E_r$ 直上で極大値を持つ事と良く対応する。従って、その様な雑音の電流依存性が観測される場合については、 $E_r$ 付近では、この考え方は、極めて簡単な割には本質をとらえている様に思われる。さて、このモデルから得られるもう一つの重要な帰結は、(IV-3-5)と(IV-3-6)を組み合わせて得られる

$$\langle (\Delta I)^2 \rangle / \langle I_{cdw} \rangle^2 = (1/NAL) P^{-1}(1-P) \quad (\text{IV-3-7})$$

である。右辺分母にある $NAL$ は、試料中のドメインの数を表わしている。すなわち、相対的な揺らぎは、系の自由度(雑音発生源の数)に逆比例するという、極めて一般的な認識と一致する結果が得られたわけである。この式を書き直して、

$$N = (1/AL) P^{-1}(1-P) \langle I_{cdw} \rangle^2 / \langle (\Delta I)^2 \rangle \quad (\text{IV-3-8})$$

と表わすと、右辺の量は、全て実験データから評価可能な量であるので、BBNの実験データから、ドメインの密度 $N$ 、あるいはその逆数であるドメインの体積 $V_D$ が評価できるという事を意味している。

BBNの電流依存性は一見複雑であるので、例えば、異なる温度における測定結果を同じ電流値で比較しても余り意味のある情報は得られそうも無いが、今述べた解析方法から運動しているCDWのドメインの大きさという極めて重要な量が、いろいろの場合について評価できる事が分かった。

(IV-3-8)式の右辺に現われている各量の具体的な評価方法は、以下の通りである。

まず、電流揺らぎ $\langle(\Delta I)^2\rangle$ は、(II-4-8)に述べたウィナー・ヒンチンの定理で $t=0$ と置く事により、

$$\langle(\Delta I)^2\rangle = \int [S(f)/Z^2]df \quad (f=\omega/2\pi) \quad (IV-3-9)$$

と表わされる。ここで、 $S(f)$ は電圧揺らぎのパワースペクトル密度である。 $Z$ は、抵抗であるが、今の場合、古川による議論[253]をもとに、微分抵抗を用いた。どちらを用いるかは、最終的な結果には、ほとんど影響を与えない。我々が問題にしている周波数領域では、 $Z$ は周波数によらず、直流の $I$ - $V$ 特性から求まるものと等しいと考えてよい。従って、 $Z$ は積分の外に出すことが出来て、(IV-3-9)式は、

$$\langle(\Delta I)^2\rangle = \Sigma/Z^2, \quad (IV-3-10)$$

$$\Sigma = \int S(f)df \quad (IV-3-11)$$

となる。 $\Sigma$ の評価は次の様に行なった。1 Hzと100 kHzの間では、実験的に求まった周波数スペクトルが利用出来る。これ以外の周波数領域では、適当な仮定を導入しなければならない。自己相関関数は、有限でなければならないので、一般に、スペクトルは、周波数ゼロの極限では、 $1/f$ より緩い冪になっていなければならないし、又、周波数が非常に高いところでは、 $1/f$ より大きな冪になっていなければならない。そこで、今の場合は、ま

ず、1 Hz以下では、スペクトルは周波数によらないものとした。実際、NbSe<sub>3</sub>の54 Kに於ける測定結果を見ると、1 Hz付近の周波数領域では、スペクトルは周波数に依存しなくなっている。又、100 kHz以上では、スペクトルは、 $1/f^2$ であると仮定した。これは、二値過程の高周波側で現われるスペクトルである((図IV-3-2))。スペクトルのクロスオーバーを与える周波数が例えば3桁ずつずれたとしても、 $\Sigma$ の値は、1.5倍にしかならない。従って、この仮定の設定の仕方に問題は無い。

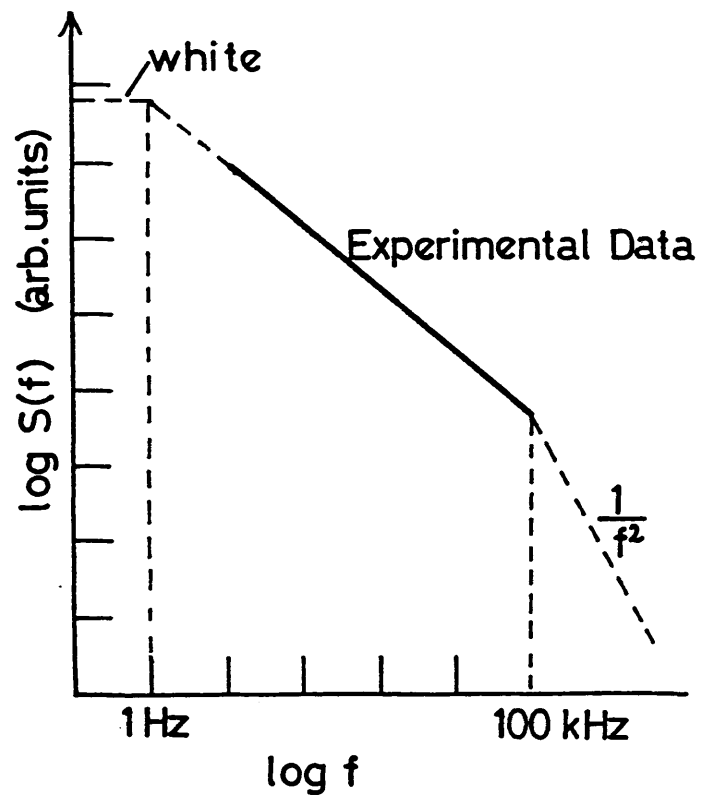
Pに関しては、これを一般の電場に対して求める事は、不可能である。しかし、既に述べた様に、雑音が極大になるところが、 $P=1/2$ と対応していると考え、Nの評価は、これに対応する電流値だけで行なった。

### 1.2 単斜晶 TaS<sub>3</sub>

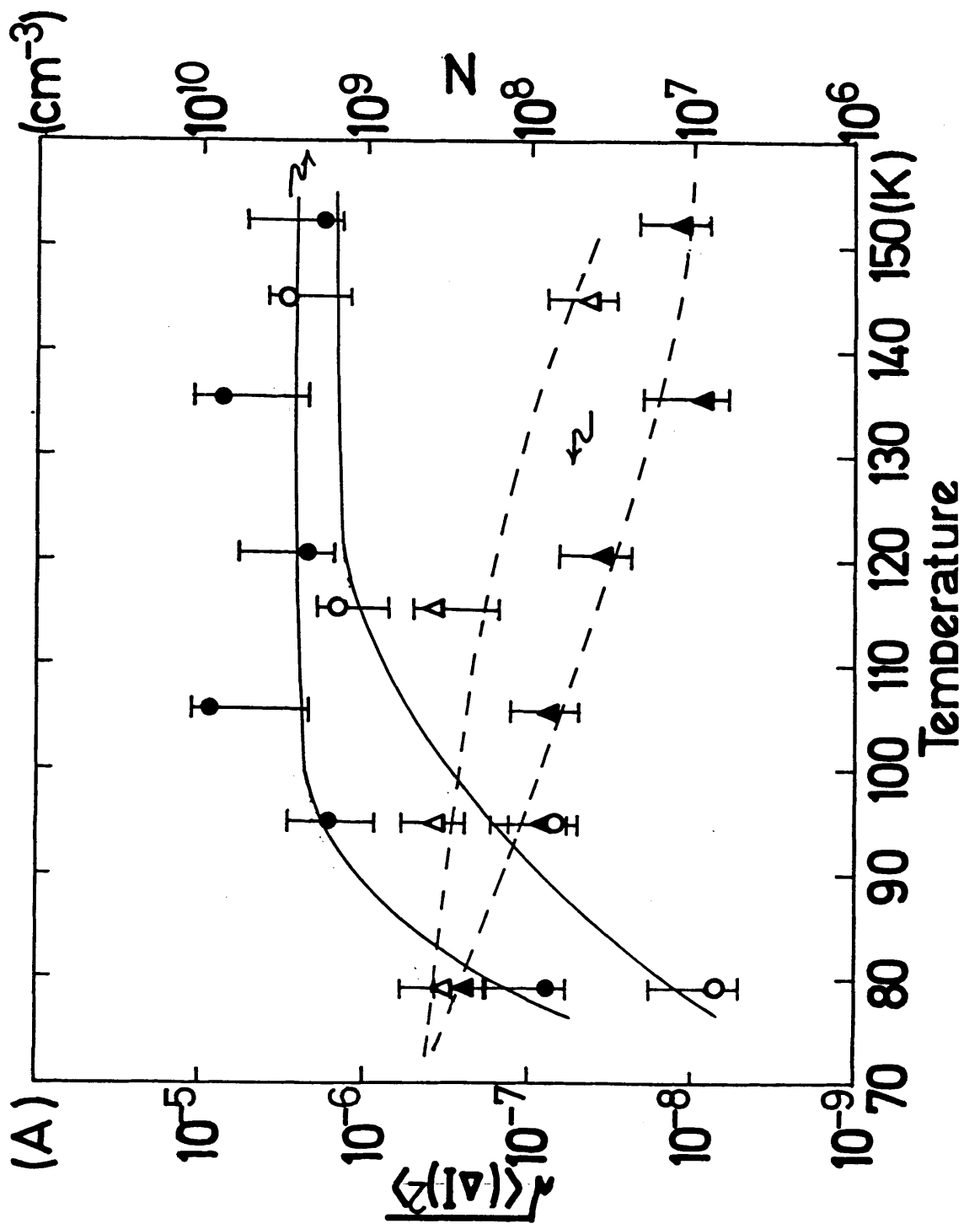
(図IV-3-3)は、この様にして求めた $m$ -TaS<sub>3</sub>のNの温度依存性である。Nの値は $10^{9-10} \text{ cm}^{-3}$ であり、驚くべきほど小さい。逆に言えば、ドメインの体積 $V_D \equiv N^{-1} \sim 10^{-9} \text{ cm}^3$ と巨大で、仮にドメインの長さの比を1:10:100の様に仮定すれば、一次元鎖方向には約100  $\mu\text{m}$ となり、超伝導体におけるコヒーレンス長などの、固体物理学における相関を表現する他のいかなる量よりも巨大である。又、試料中のドメイン数にすると100個程度となる。更に興味深いのは、低温では $N \sim 1$ 程度になっている事である。この様な状況では、(図IV-3-1)に示した様な運動が時間軸で観測可能となるはずである。残念ながら $m$ -TaS<sub>3</sub>では試料作成の難しさから、時系列測定はしていない。しかし、後の第V章で示すK<sub>0.9</sub>MoO<sub>3</sub>の低温のスイッチング状態では、始めに仮定した様な二値過程的なon-off状態の行き来が時間領域で実際に観測されている。この事から逆に、上で考えた様な簡単なモデルによるNの評価がさほどの外れでないという事が分かる。

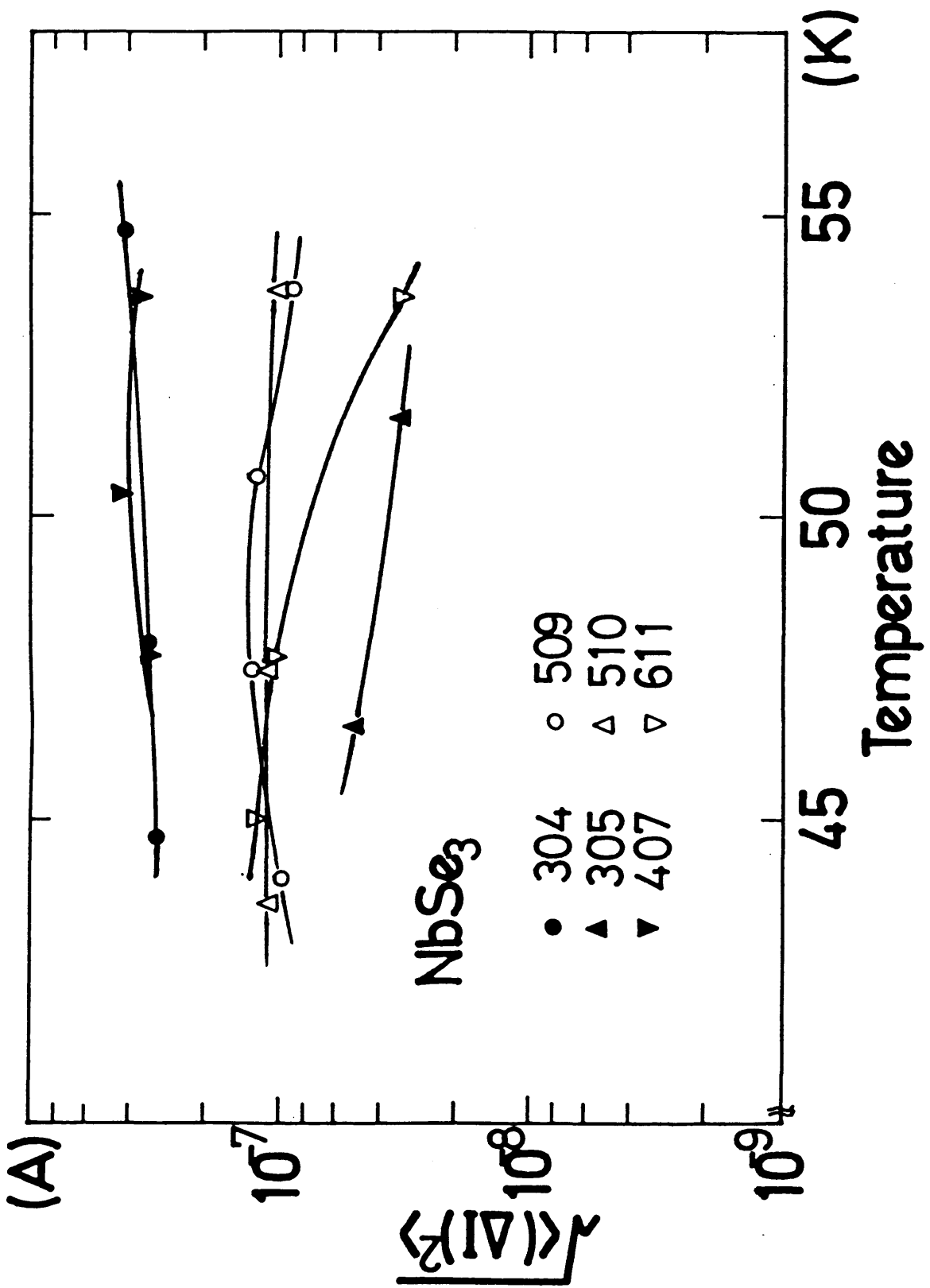
### 1.3 NbSe<sub>3</sub>

次に、通常状態の抵抗率が金属的に温度変化し、一次元性が比較的弱いNbSe<sub>3</sub>でも45 K < T < 55 Kでは雑音の電流依存性が極大を持つので、このモデルが適要でき、それから求めたNは約 $10^{9-10} \text{ cm}^{-3}$  (T ~ 47.5 K)で単斜晶TaS<sub>3</sub>のそれとほぼ同じ事が分かった。即ち、一次元性が極めて強く半導体的な単斜晶TaS<sub>3</sub>でも、一次元性が弱い、金属的な抵抗率の温度変化を示すNbSe<sub>3</sub>でも、高温では、運動しているCDWのドメインの大きさはさほど変わらない事になる。しかし、両者の正常電子による伝導度の差の明らかになる低温では、正常電子密度の差による違いがでてくるのが興味深い。



(図IV-3-2) 雑音強度の求め方。





(図IV-3-4)  $\text{NbSe}_3$ における  $\sqrt{\langle \Delta I \rangle^2}$  の温度依存性。



## 1.4 斜方晶 TaS<sub>3</sub>

この物質では、しきい電場直上のピークがさほどはっきり現われなかったが、現われた温度について同様の解析をして見ると、(図IV-3-5)の様な結果を得た。この値は、上の二つの物質のそれに比べると、3-4桁余り大きいのが注目に値する。

## 1.5 不純物の効果

次に、不純物を添加した試料(NbSe<sub>3</sub>)で同様の評価を行ない、Nが不純物濃度に対してどのように変化して行くのかを見た。(図IV-3-6)は、47.5 KにおけるNの値を、RRRの関数として示した図である。ここで、●はTaを添加した試料に対する結果を表わし、○はZrを添加した試料に於ける結果である。Nは不純物の種類やRRRには系統的に依存せず、どれも $10^{10}$ - $10^{11}$  cm<sup>-3</sup>である。従って、運動しているCDWのドメインの大きさは不純物濃度に余り依らずにほぼ一定である事が分かった。

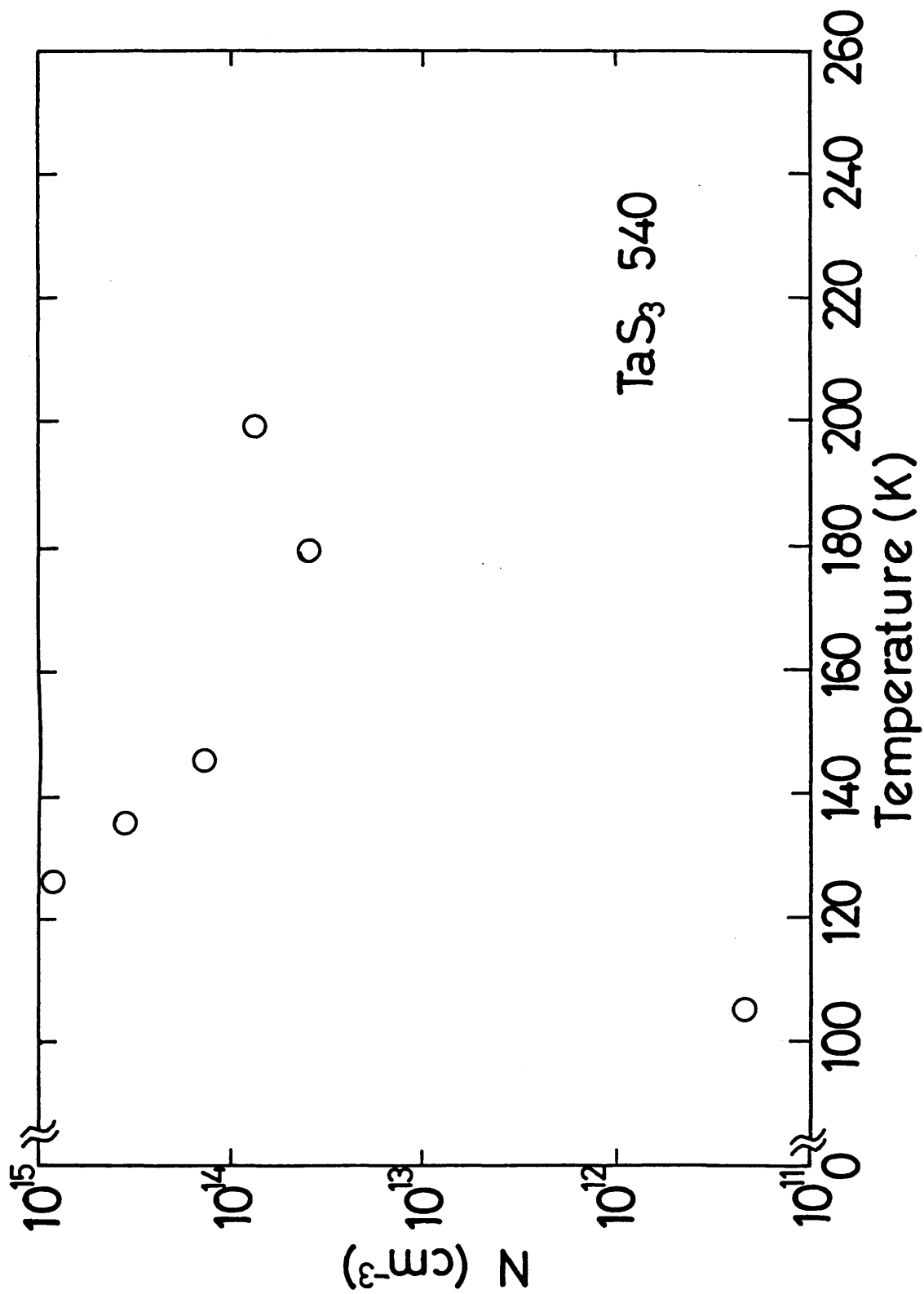
## 2) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>の雑音スペクトルの解析

### 2.1 しきい電場の揺らぎを考えるモデル

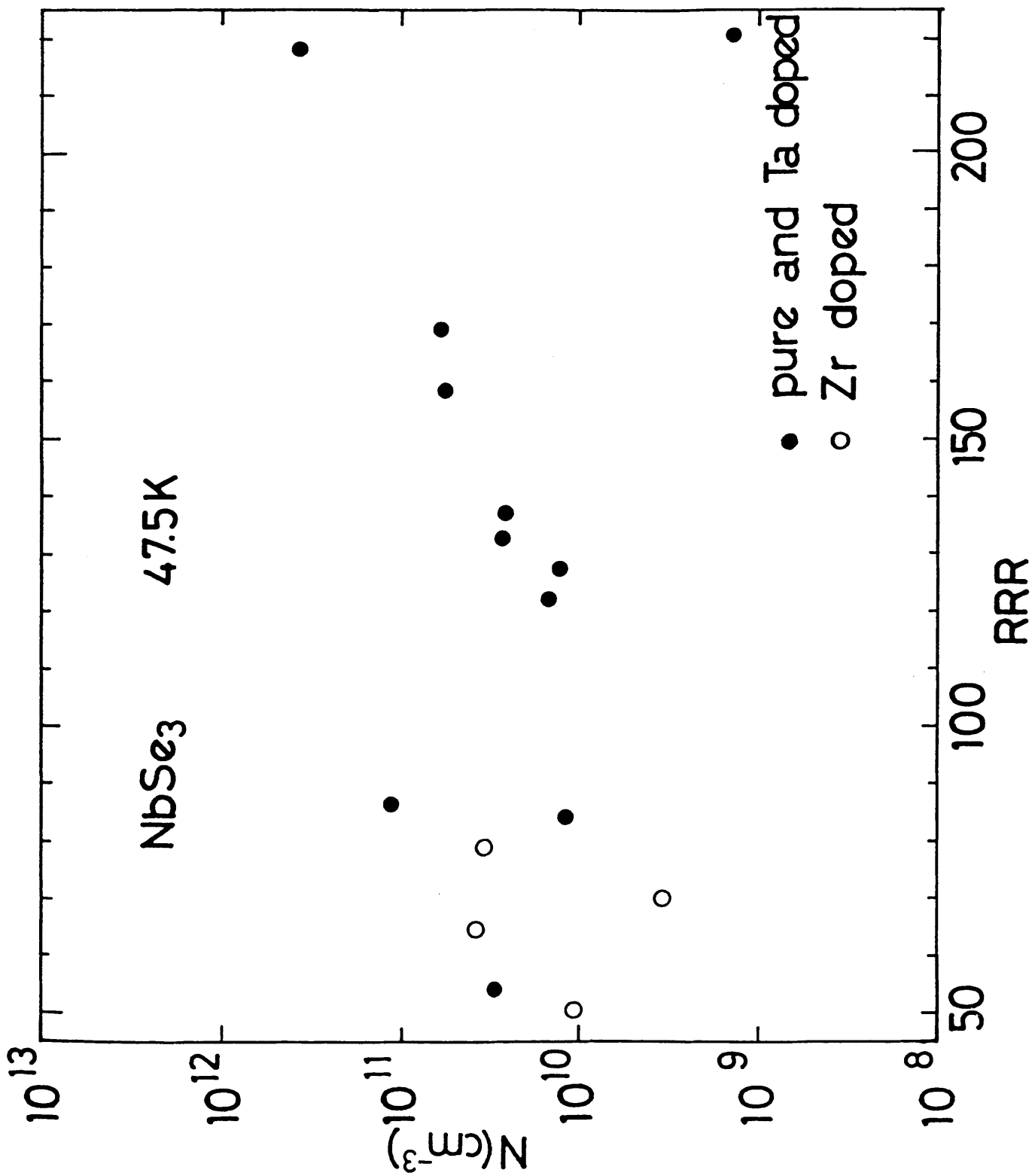
K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>では、雑音の電流依存性にはっきりした極大が観測されないので、前節のモデルが適用できない。最近この様な場合にも適用できる他のモデルが提案された[255]。このモデルでは、電圧揺らぎは抵抗の揺らぎによると考えられており、その抵抗揺らぎには、微視的な配置の変化が原因になっていると考えている。特に、抵抗揺らぎをしきい電場の揺らぎと結び付ける事により、雑音スペクトルの電流に依存する部分と周波数に依存する部分とが分離され、電圧揺らぎは、次の様に表される。

$$\begin{aligned}\langle(\Delta V)^2(\omega)\rangle &= I^2\langle(\Delta R)^2(\omega)\rangle \\ &= I^2(\partial R/\partial V)^2 E_T^2 N^{-1}(T)(L/A)S(\omega, T)(\Delta\omega)\end{aligned}\quad (\text{IV-3-12})$$

ここで、Iは全電流、 $\langle(\delta R)^2(\omega)\rangle^2$ は抵抗の揺らぎ、 $(\partial R/\partial V)$ は、抵抗の電圧による微分、LとAはそれぞれ試料の長さと同面積、 $S(\omega, T)$ はスペクトルの重み関数、そして $N(T)$ はスライドしているドメインの数であり、その逆数 $V_D \equiv N^{-1}$ は運動しているドメインの大きさである。この解析方法によれば、 $\langle(\delta V)^2(\omega)\rangle$ と



(図IV-3-5) 斜方晶TaS<sub>3</sub>におけるドメイン密度の温度依存性。



(図IV-3-6) NbSe<sub>3</sub>におけるドメイン密度の不純物濃度依存性。

$$K \equiv I^2 (\partial R / \partial V)^2 \quad (\text{IV-3-13})$$

との間の比例関係が成り立つ事になる。この解析方法は我々の以前の解析方法のエレガントな拡張である様に思われる。K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>に対してはこの解析方法を適用する事にした。

## 2.2 Kと電圧揺らぎのパワースペクトル密度P<sub>v</sub>(ω)との関係

(IV-3-13)式のKの電流依存性の例は(図IV-2-17)に示されている。同じ図中には、測定されたパワースペクトル密度P<sub>v</sub>(ω) ≡ <(ΔV)<sup>2</sup>> / (Δω)の電流依存性も示されている。比例関係が大体成り立っているのがよく分かるが、よりはっきりと見る為に、次の様に定義されるr

$$r \equiv P_v(\omega) / (I(\partial R / \partial V))^2 \quad (\text{IV-3-14})$$

を規格化された電場

$$\Phi = (E - E_x) / E_x \quad (\text{IV-3-15})$$

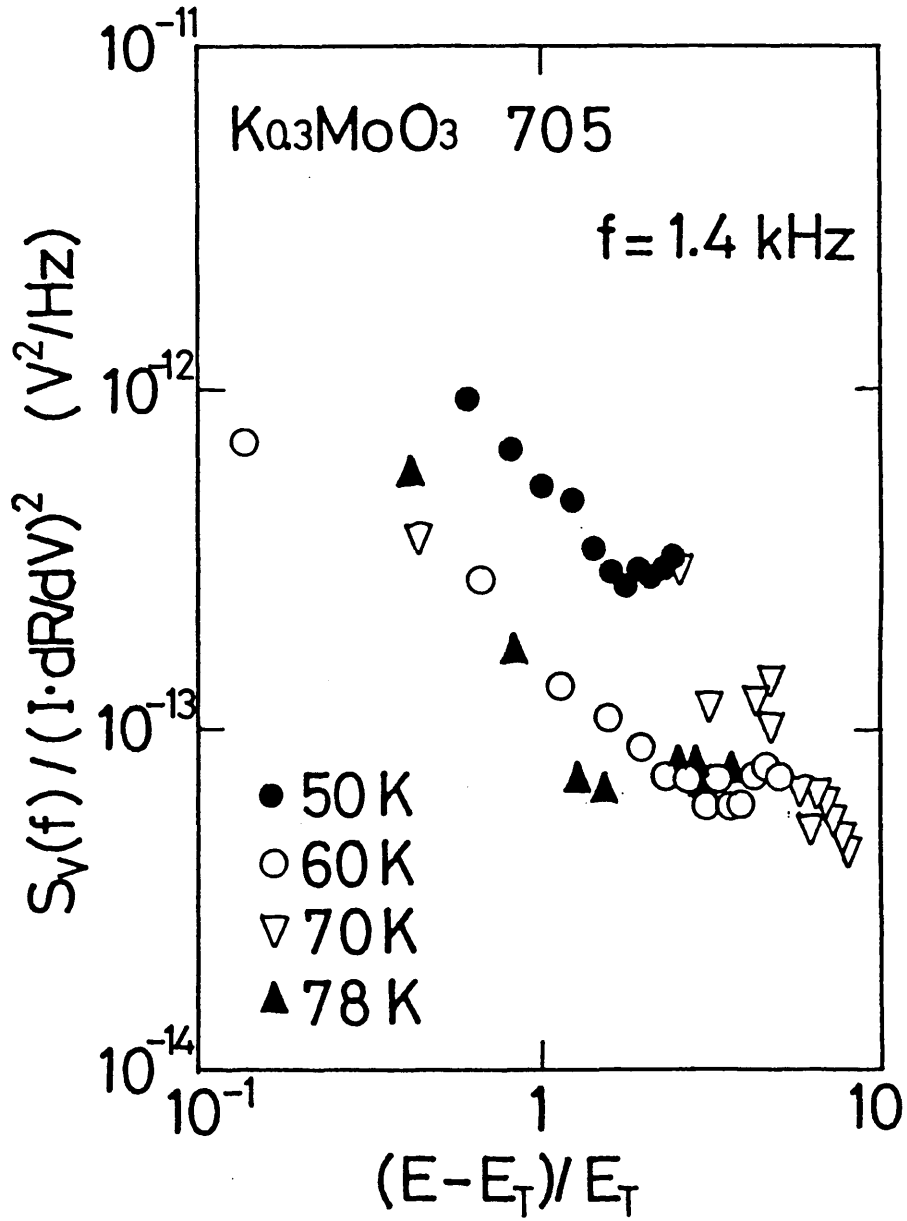
に対して図示した((図IV-3-7))。しきい電場の(2-3)倍の電場以上では、比rは(70K以外では)電圧によらず一定となり、確かに比例関係が成り立っている事が分かった。しかし、低電場側では、rに発散的振る舞いが見られる。即ち、

$$r \propto \Phi^{-\mu} \quad (\mu > 0). \quad (\text{IV-3-16})$$

そして、μの値は、どの温度でもμ ≃ 1.4である。こういった発散的な振る舞いはTaS<sub>3</sub>でも観測されている。この場合は、μ ≃ 3.9である[256]。

以上の事を考慮して、雑音の周波数依存性はrが電場によらず一定になる様な電場領域で測定した。70 Kについても、rが一定になる様子は観測されなかったが、この温度でも恐らく比例関係は成り立つであろうから、70 Kでの周波数依存性の測定は、ジュール発熱なしで到達できる最大の電流値にて行った。

## 2.3 準安定状態におけるエネルギー障壁の分布の評価



(図 IV-3-7) 比  $r$  の  $(E/E_T - 1)$  に対する依存性。

既に述べた様に、ブルーロンズの電圧揺らぎのパワースペクトル密度は色々な構造を持っている様に見える。波数ベクトルが温度変化し、やはり準安定な現象が顕著に観測される $\alpha$ - $\text{TaS}_3$ におけるスペクトルの測定結果と比べてみても、(図IV-2-18,22)に示されたスペクトルは、 $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ に特徴的なものである事が分かる。我々は、これを、エネルギー的にほぼ等価な極小間の熱的飛び移りを反映したものであると考える。すると、遷移に対する特徴的な時間は広い分布を持つ事になり、スペクトルは色々な特性時間を持った沢山のローレンツスペクトルの重ね合わせで表される(第II章§4の3))。

$$S(\omega, T) \propto \int (\tau / (1 + (\omega \tau)^2)) G(\tau) d\tau$$

$$= \int (\tau / (1 + (\omega \tau)^2)) D(E) dE, \quad (\text{IV-3-17})$$

$$\tau = \tau_0 \exp(E/k_B T), \quad (\text{IV-3-18})$$

ここで、 $G(\tau)$ と $D(E)$ はそれぞれ、緩和時間の分布、活性化エネルギーの分布である。この立場では、スペクトルに表われる様々な構造はエネルギー分布に様々な構造がある事を意味する。従って、測定された雑音スペクトルからエネルギー分布が求められることになる。具体的な手続きは以下の通りである。まず第一に、スペクトル重み関数 $S(\omega, T)$ はパワースペクトル密度 $s(\omega, T)$ と以下の様に関連づけられる。

$$S(\omega, T) \equiv (\Delta \epsilon_T)^2 s(\omega, T). \quad (\text{IV-3-19})$$

ここで、 $(\Delta \epsilon_T)$ は各々のCDWドメインのしきい電場の揺らぎのroot mean squareを、しきい電場 $E_T$ で規格化したものである。次の手続きは $P_V(\omega)$ を直接 $D(E)$ と結び付ける事である。やはり第II章§4の3)で述べた様に、Duttaらはパワースペクトル密度 $s(\omega, T)$ は $D(E)$ によって次の様に表される事を示した。

$$s(\omega, T) = (k_B T / \omega) D(E), \quad (\text{IV-3-20})$$

$$E = -k_B T \ln(\omega \tau_0), \quad (\text{IV-3-21})$$

ここで、 $\tau_0$ は、既に(IV-3-18)に表われたものである。するとエネルギー分布 $D(E)$ を含む未知数は、以下の様に表される。

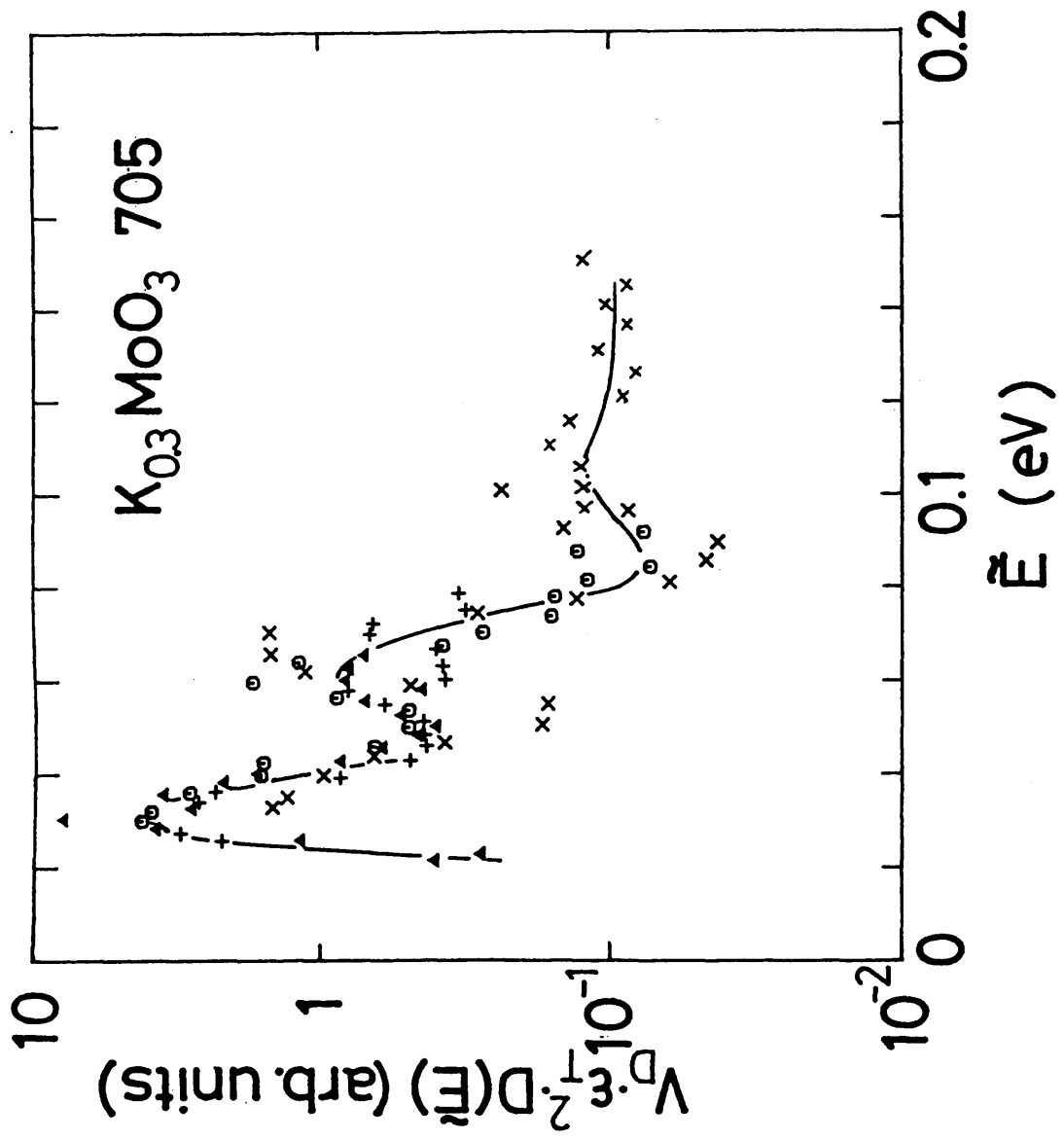
$$\begin{aligned} & (\Delta \varepsilon_T)^2 V_D D(E) \\ &= \{P_V(\omega) / (I^2 (\partial R / \partial V)^2 E_T^2 (1/A))\} (\omega / k_B T). \end{aligned} \quad (\text{IV-3-22})$$

(IV-3-22)式の右辺は、全て実験から評価できる量である。従って、唯一のパラメーター $\tau_0$ に適当な値を入れてやれば、分布 $D(E)$ が $E$ の関数として評価できる事になる。 $\tau_0$ は、エネルギー分布が温度によらなくなる様に選ばれるべきである。つまり、 $\tau_0$ は、異なる温度で評価したエネルギー分布が等しくなる様に選んだ。今の場合、 $\tau_0 = 10^{-9}$ 秒に選んだ。

(図IV-3-8)は(図IV-2-19, 23)のスペクトルを用いて解析された結果である。始めに意図した様に、四つの温度のデータは一つにつながった。この事は同時に、 $(\Delta \varepsilon_T)^2 N^{-1}$ はこの温度領域ではほとんど変化しない事を意味している。(図IV-3-8)中で、 $D(E)$ が対数尺で表されていることに注意されたい。鋭いピークが $E_1 = 30$  meVの所に見られる。他にも二つ、 $E_2 = 60$  meV,  $E_3 = 100$  meVの所にピーク構造が見られる。もし $\tau_0$ を二桁大きく選んでも $E$ の変化はわずか30 meVである。 $E_3$ より高いエネルギーに対しては、分布は平になるが、これはちょうど、77 Kのスペクトルの1 Hz以下の $1/f$ の部分に相当している。後で議論するが、この図の平らな部分は活性化エネルギーの真の分布には対応していないと考えられる。

### 3) バイスpekトルの計算

これまでは、パワースpekトル密度について議論してきたが、今の様に、非線型性のある系におけるpekトル解析に時々用いられる方法として、更に高次の相関の測定がある。即ち、三次の相関関数



(図IV-3-8) 雑音測定より求めたエネルギー障壁の分布。



$$\phi_x(t_1, t_2) = \langle x(t_0)x(t_0+t_1)x(t_0+t_2) \rangle \quad (\text{IV-3-23})$$

を測定する事である。しかし、この量を直接測定するのは困難であるので、通常は、バイスペクトル  $B_x(\omega_1, \omega_2)$  と呼ばれる量を測定する。この量は、

$$B_x(\omega_1, \omega_2) = \langle a(\omega_1)a(\omega_2)a^*(\omega_1+\omega_2) \rangle \quad (\text{IV-3-24})$$

で定義される。ただし、 $a(\omega)$  は(II-4-1)式のものである。二次の相関関数  $\phi_x(t)$  とパワースペクトル密度  $S_x(\omega)$  との間に Weiner・ヒンチンの定理(II-4-7,8)が成り立った様に、 $\phi_x(t_1, t_2)$  と  $B_x(\omega_1, \omega_2)$  の間にも

$$B_x(\omega_1, \omega_2) = (1/2\pi) \int \phi_x(t_1, t_2) e^{-i\omega_1 t_1} e^{-i\omega_2 t_2} dt_1 dt_2 \quad (\text{IV-3-25})$$

$$\phi_x(t_1, t_2) = \int B_x(\omega_1, \omega_2) e^{-i\omega_1 t_1} e^{-i\omega_2 t_2} d\omega_1 d\omega_2 \quad (\text{IV-3-26})$$

の関係が成り立っている。

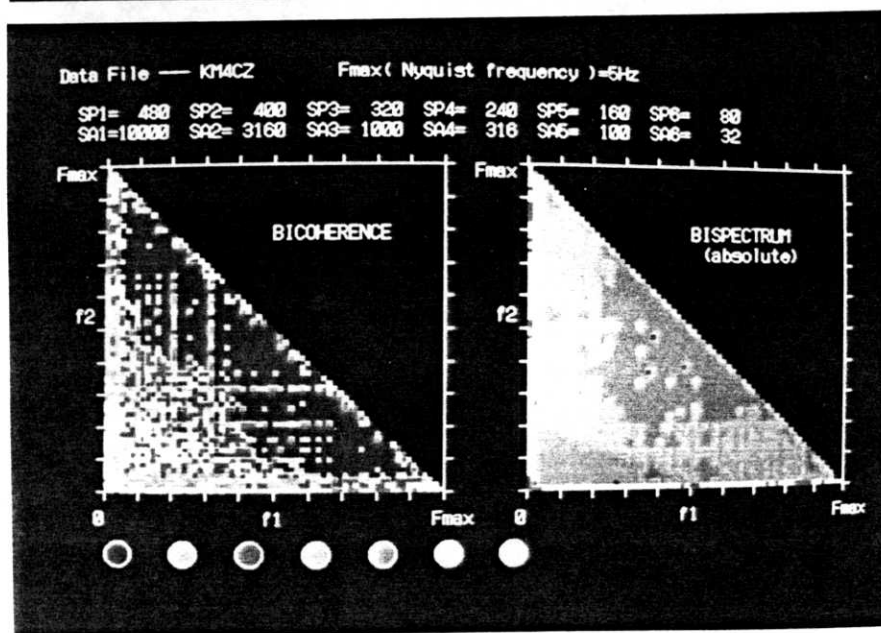
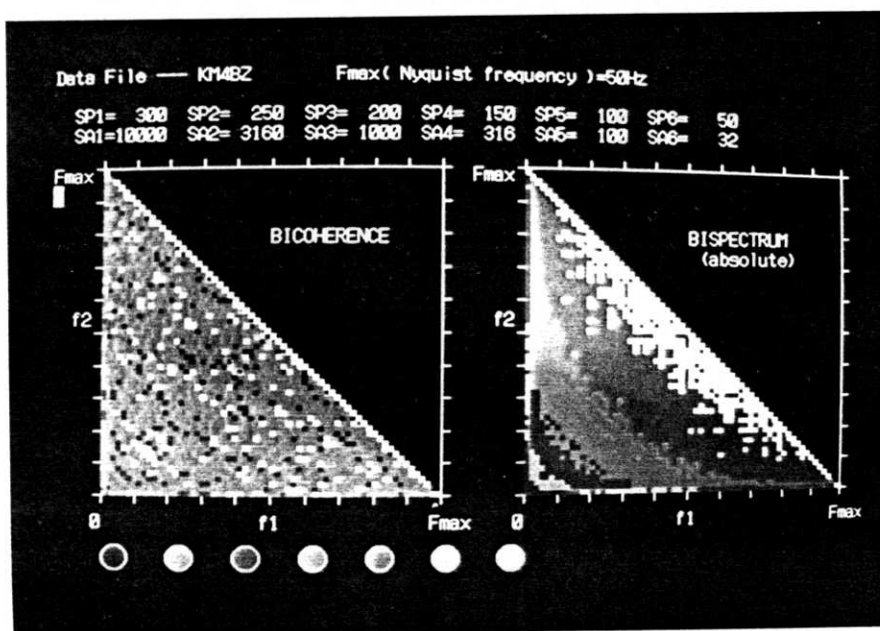
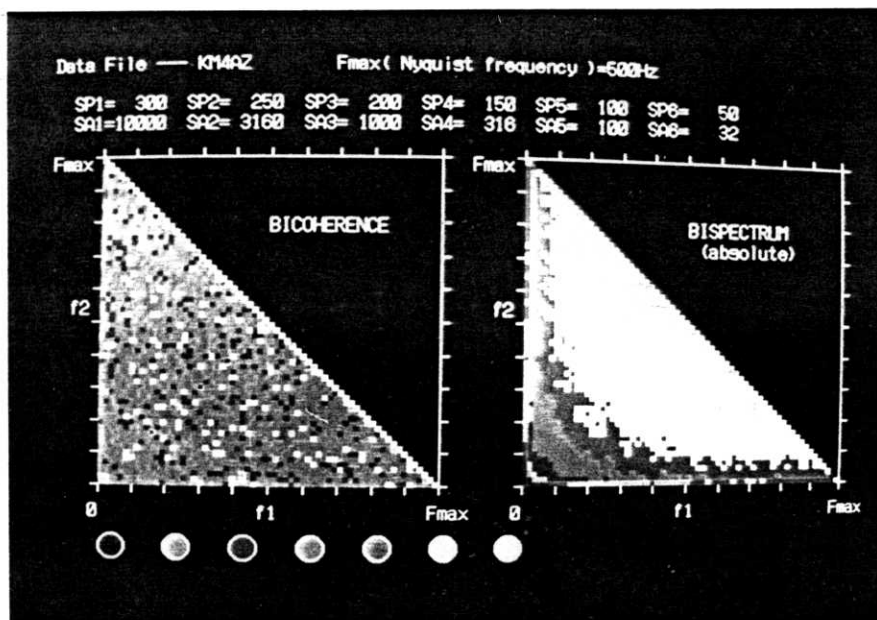
バイスペクトルは複素量であるので、実部と虚部、又は、振幅と位相の二つの部分から成り立っている。バイスペクトルの物理的意味がより良く分かる様に、バイコーレンス  $b_x(\omega_1, \omega_2)$  と呼ばれる量を次の様に定義する。

$$b_x(\omega_1, \omega_2) = B_x(\omega_1, \omega_2) / \{ [S_x(\omega_1)S_x(\omega_2)S(\omega_1+\omega_2)] \}^{1/2} \quad (\text{IV-3-27})$$

この時、 $b_x(\omega_1, \omega_2)^2 S_x(\omega_1+\omega_2)$  は  $\omega_1$  と  $\omega_2$  という二つのモードから  $\omega_1+\omega_2$  というモードへのエネルギー輸送を表わす。従って、これらのモードの間に従属性が有る時のみバイスペクトル又はバイコーレンスはゼロでなくなる。

実験的にバイスペクトルを求めるには、測定された時系列データ  $a(\omega)$  から、(IV-3-24)式の定義に従って計算をすればよい事になる。

(図IV-3-9)に  $\text{K}_0.3\text{MoO}_3$  の 77 K で測定した BBN の時系列データより計算したバイスペクトル並びにバイコーレンスを示す。ただし、ここでは、その振幅だけを扱っている。それ



(図IV-3-9)  $Ko.3MoO_5$ で求めたBBNのバイスペクトル並びにバイコヒーレンス。

ぞれの強さは、色で表現されており、赤い色ほど高次相関が強い事を意味する。これで見ると、10 Hz付近に相関の強い部分があることが分かる。この時、パワースペクトル密度もこの辺で幅広い山を持つので、その山の周辺の周波数を持つ励起モード同志の間に複雑なエネルギーカスケードが存在する事になる。この事が他の現象とどの様に関わって来るかは、§ 4で考察する。

## § 4 議論

### 1) ドメイン密度Nについて

前節で見た様に、雑音の電流依存性に $E_T$ 直上にピークが現われる場合には二値過程モデルが適用出来、それからドメインの密度Nが評価出来る事が分かった。それからNを評価してみると $N \sim 10^{10} - 10^{11}$ 個 $\text{cm}^{-3}$ と、巨大なドメインが出て来る。そしてNは不純物の量には余り依存しない事が分かった。又、金属的な $\text{NbSe}_3$ と半導体的な単斜晶 $\text{TaS}_3$ は高温ではどちらも同程度のNを持つ事が分かったが、両者の違い(金属的か半導体的か)が顕著になる低温では単斜晶 $\text{TaS}_3$ においてその差が表われる。この事を念頭において、Nと言う量は、何で決まっているかという事を考えてみたい。

これまでは、CDWの相関距離として位相の相関が論じられたが、もう一つ忘れてはならないのは振幅の相関である。これを定式化した例は無いが、CDWの振幅が小さくなったりあるいはゼロになったりというのは、恐らく結晶の成長時に出来る積層欠陥や転位などにおいてではないかと考える。あるいは、非常に強い不純物(*ultra-strong impurity*)と呼んでも良いかもしれない。それ等が100個から200個というのはもっともらしい量である。ここで、斜方晶 $\text{TaS}_3$ ではNが4桁も小さく、これに相当する $L (\equiv N^{-1/3})$ が約 $1 \mu\text{m}$ というのは興味深い。というのは、(図II-2-5)の斜方晶 $\text{TaS}_3$ の電子顕微鏡写真(東北大田中通義研究室提供)を見ると、実際の試料が小さなドメインに分かれているのが観測され、その大きさ $V_{\text{domain}} \sim 1 \mu\text{m}^3$ で、これはBBNの測定結果から評価した $N^{-1}$ とほぼ同程度の大きさを与える。従って、添加した不純物濃度や、通常電子の量に余りよらないNとは、恐らく結晶成長時に出来るドメインの大きさその物であろう事が分かる。言い換えれば、CDWは結晶のドメインの中では、ほぼ自由度1として振舞っている事になる。この様に、ドメインの中でほぼ自由度1という、とてつもなく大きな相関長が出て来る事に対してはどの様に考えるべきで有ろうか。この事に対しては、その裏付けとなるべき物として、CDWのデビンニングを電場による相転移と考えたFisherの理論がある。それによると、位相の相関距離として定義されるいわゆる動的コヒーレンス長  $\xi_D$  は電場の関数として、

$$\xi_D \propto (E - E_T)^{-\nu} \quad (\nu > 0) \quad (\text{IV-4-1})$$

の様に表現されるという物である。すなわち、電場が $E_r$ に近付くと相関長は発散して行く。しかし、実際にはどんなに大きくても試料のドメインの大きさよりは大きくなれない。従って、 $E_r$ 近傍のBBN測定から評価した $N$ はほぼ結晶のドメインの大きさに等しくなっている物と思われる。

ここで注目すべきは、単斜晶 $TaS_3$ の低温で見られた $N$ の減少である。高温では $NbSe_3$ 同様 $N \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 程度であったが、常伝導相の物性の差(抵抗率)が顕著になる低温ではじめて $N$ に違いがでてくる。この事は、 $N$ は基本的には結晶のドメイン密度に対応するが、通常電子の数が減少すると、それはもっと大きくなる、すなわち、運動しているCDWドメインは結晶のドメインを越えてコヒーレントになる事を意味する。この事は、ドメイン間の結合の強さが通常電子の数と関係している事をうかがわせる。すなわち、クーロン相互作用あるいはその遮蔽がドメイン間の結合の強さに影響を与える事を示している。

## 2) $K_0.3MoO_3$ における $r$ の発散について

(IV-3-16)式に定義された $r$ は、 $E_r$ の2-3倍の電場以下では、指数1.4で、発散的な振舞いを示す事が分かった。比 $r$ は、 $E_r$ 、試料の大きさ、そして $V_D$ を含むので、 $r$ の発散は $V_D$ の発散によると考えるべきである。すなわち、

$$L \equiv V_D^{1/3} \propto \Phi^{-1.4/3} \quad (\text{IV-4-2})$$

$$\Phi = (E - E_r) / E_r. \quad (\text{IV-4-3})$$

すぐ上で、Fisherの理論を紹介したが、ここで注意しなければならないのは、Fisherの理論で言うところの動的相関長とは、位相の相関長の事であり、それは、例えばNBNのスペクトルの幅(広がり)を与える物である。それに対して、これまで我々が実験的に問題にしてきたのはドメインの大きさその物である。従って、指数の値その物を比較しても余り意味がないかもしれない。しかし、指数が温度に余り強く依存しない事などは、ドメインの大きさも臨界発散するのではないかという事を強く示唆している。

## 3) $NbSe_3$ における $r$

$Ko_{0.3}MoO_3$ におけるBBNの測定結果の解析から、雑音パワースペクトル密度と因子 $K$ ((IV-3-13))の間に比例関係が成り立つ事が分かった。では、この比例関係は $NbSe_3$ などでは成り立つのであろうか。(図IV-4-1)は $NbSe_3$ で同様の解析をしてみた結果である。 $NbSe_3$ でも比例関係が成り立っている様である。比 $r$ は、電場に依存していない。一方、既に見た様に、しきい電場直上で雑音が極大になる事は、二値過程として表現出来る事が分かった。この二つを併せて考えると、しきい電場近傍では、 $I-V$ 特性が揺らぎの影響を明らかに受けている事になる。従って、 $E_T$ 近傍の伝導度の電場依存性について、揺らぎの効果無しに議論するのは、ほとんど意味が無い様に思われる。

また、金属的な $NbSe_3$ では比 $r$ が電場に依らずほぼ一定であるのに、半導体的な $Ko_{0.3}MoO_3$ では $r$ が発散するのが興味深い。これは以下のように考えると良いのでは無いだろうか。即ち、基本的には、 $N$ は結晶のドメイン $N_{cryst}$ とほぼ同じであるが、低温で通常電子が少なくなって来ると、 $E_T$ 付近ではそれよりも大きくなりうる。これはドメイン間の結合が通常電子が少ないところでは強くなるからであると考えられる。

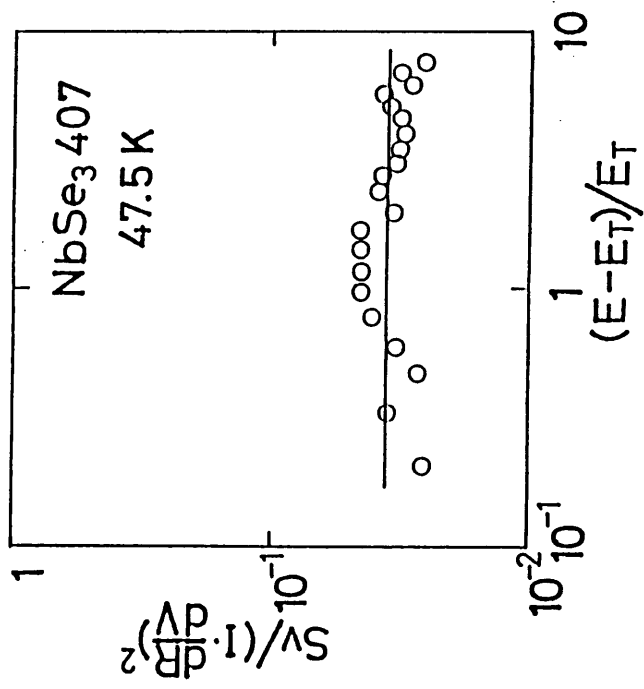
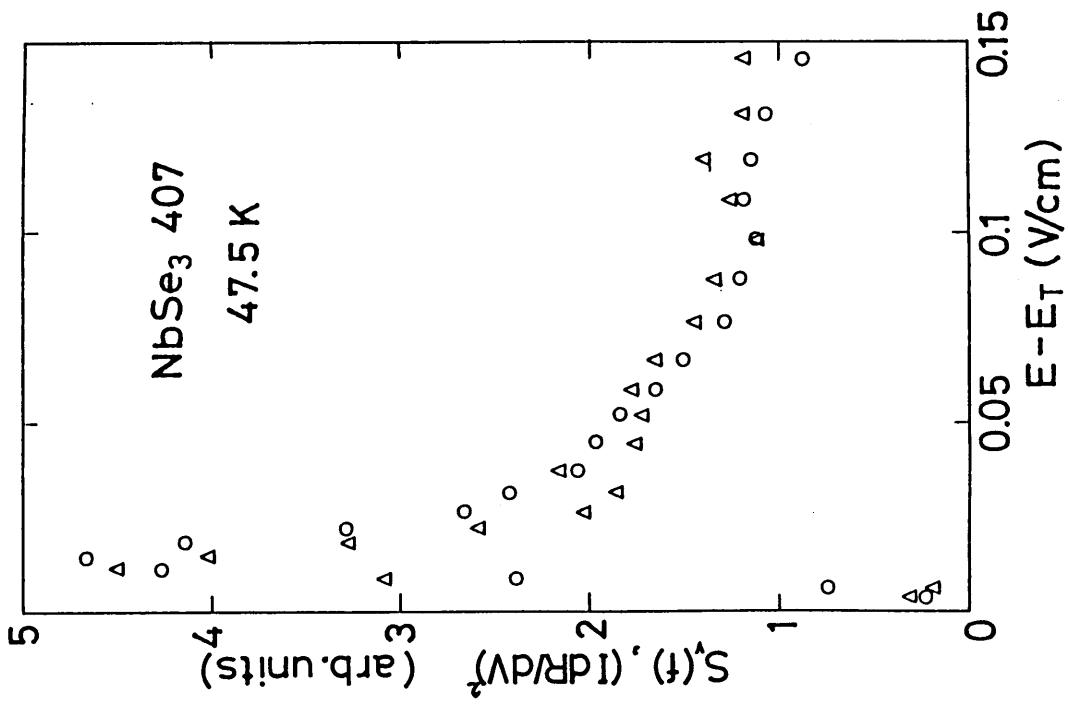
#### 4) $Ko_{0.3}MoO_3$ における準安定状態間のホッピングの障壁エネルギーの分布について

(図IV-3-8)の結果より、障壁エネルギーの分布には幾つかの顕著なピークが存在する事が分かった。ピークの値 $E_i$ ( $i=1,2,3$ )を、これまでの色々な測定から得られたエネルギーの値と比べてみよう。関連ある幾つかのエネルギーを(表IV-4-1)に載せた。この表の中で、 $\epsilon_0$ と $\tau$ に対する活性化エネルギーの値が、ここで求めた $E_i$ とほぼ同じになっているのが興味深い。既に前項で述べた様に、 $D(E)$ は微視的な位相変化に必要なエネルギーに対する分布である。従ってそれは、不純物、あるいは欠陥によるピン止めのエネルギーに関連しているはずである。良く知られている様に、二種類のピン止めの機構があるが、もし、弱いピン止めの場合は、位相の $2\pi$ の変化は大きなスケールにわたり、FLR長の分布も考えると、 $D(E)$ は非常にブロードになると思われるが、(図IV-3-8)の結果は、むしろ、強いピン止めの時に期待される $D(E)$ を表している。という事は、しきい電場の揺らぎを起こしている位相のミクロな変化というのは、主に強いピン止め中心の周りの位相の局所的変化、即ち $2\pi$ ソリトンの生成消滅によって起こっているものと思われる。ソリトン対を形成するのに必要なエネルギー $E_s$ は、以下の様に表される[34]。

(表IV-4-1)  $K_{0.5}MoO_3$ で評価されている色々なエネルギー。

	Method	Energy (meV)
Peierls Gap	FIR Reflection <sup>a)</sup>	150 ~ 200
	Magnetic	97.4
	Susceptibility <sup>b)</sup>	
"Mid Gap"	FIR Reflection <sup>a)</sup>	70
Amplitude Mode	Raman Scattering <sup>c)</sup>	6 ~ 7
Phase Mode	FIR Reflection <sup>a)</sup>	1.8
Activation	Ohmic Conductivity <sup>d)</sup>	20 ~ 40
Energies in Vari- ous Quantities	Dielectric Relaxation	141 ( $\tau$ )
	Parameter <sup>e)</sup>	58 ( $\epsilon_0$ )

a) ref. [124]   b) ref. [114]   c) ref. [126]   d) ref. [119]  
e) ref. [187]



(図IV-4-1) NbSe<sub>3</sub>におけるKとパワースペーストル密度との比例関係。



$$E_s = M c_0^2, \quad (\text{IV-4-4})$$

$$M = Q^{-1}(8/\pi)(\omega_p/c^0)m^*, \quad (\text{IV-4-5})$$

ここで、 $c_0$ はフェーゾンの速度、 $Q$ はCDWの波数ベクトル、 $\omega_p$ はピン止め周波数、そして $m^*$ はフリーリッヒ質量である。もし $\omega_p/2\pi=10^{11}$  Hz,  $m^* = 10^3 \times$  (自由電子の質量),  $v_F = 10^8$  m/sec,  $Q^{-1} = (2\pi)^{-1} \times 3 \times 10^{-9}$  m と仮定すれば、 $E_s = 15$  meVを得る。これは、実験的に求めた $E_1$ とほぼ同じ程度である。また、 $E_s$ は $\omega_p$ に依存しているので、実験的に評価される $E_1$ のピークの位置や数が試料間で異なっているという事ともつじつまが合う。更に、(図IV-3-8)に示されているスペクトルを積分する事により、ドメイン密度 $N$ を評価してみると、動的コヒーレンス長 $l$ は、次元鎖一本当り1000原子に一個という値が得られ、現実の不純物濃度として尤もな値になる。がたがたしたスペクトルが $K_0.3MoO_3$ に特徴的であるという事は、数十meV程度の障壁エネルギーの大きいピン止め中心が、 $K_0.3MoO_3$ だけに特徴的なものである事を窺わせる。この事は、 $K_0.3MoO_3$ の結晶構造が $TaS_3$ や $NbSe_3$ と大きく異なっている事を考えると、今問題になっている不純物というのはこの物質の結晶成長時に特別にはいりやすいものである事を意味するのかも知れない。 $K_0.3MoO_3$ では、長時間の緩和現象が特に顕著である事は、こう言った事情とも関連している様に思われる。

## 5) $1/f^*$ スペクトルの起源

### 5.1 二値過程に基いた考察

この項では、CDWのスライディング状態で発生する $1/f^*$ スペクトルの起源について考える。これまで示してきた実験結果は、 $1/f$ スペクトルがCDWの運動に極めて一般的な現象である事を示している。即ち、特定の物質の特定の温度、特定の電場領域のみで観測されるのではなく、CDWがスライディングをしていさえすれば必ずと言っていい程 $1/f$ スペクトルが観測されるのである。これが、CDWのスライディング状態で観測される $1/f$ スペクトルの最大の特徴である。従って、CDWのスライディング状態で観測される $1/f$ スペクトルはCDWの運動の非常に一般的な側面を表現しているものと思われる。従って、 $1/f$ スペクトルを説明する試みもその様な側面を持っていなければならない。

§3の1)で、BBNが時としては、簡単な二値過程モデルで記述できる事がわかったが、二値過程のスペクトルはよく知られている様にローレンツ型である。一般に、1/fスペクトルは、長時間相関が何らかの形で導入されたときに表われる。しばらくの間、どの様にしたら1/fスペクトルが出てくるかを、まず始めに、二値過程モデルを基に考えてみよう。その為には、二値過程の枠内で、任意の相関関数が与えられた時に、遷移回数の分布がどうなるかを考えてみよう。今、規格化された分布関数

$$g(\tau) \equiv \Gamma(\tau)/\sigma^2 \quad (\text{IV-4-6})$$

が与えられている。この時、二値過程という事は、

$$x(t) = A(-1)^{y(t)} \quad (\text{IV-4-7})$$

の様に、 $x(t)$ が表現されるという事である。この時、

$$x(t+\tau)x(t) = AA'(-1)^{y(t+\tau)-y(t)}(-1)^{2y(t)} \quad (\text{IV-4-8})$$

$$= AA'(-1)^{y(t+\tau)-y(t)} \quad (\text{IV-4-9})$$

であるので、遷移回数の分布を

$$P\{[y(t+\tau)-y(t)]=k\} = f_k(\tau) \quad (\text{IV-4-10})$$

と定義すると、相関関数 $\Gamma(\tau)$ は

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) &\equiv E[x(t+\tau)x(t)] = \langle AA' \rangle \sum (-1)^k f_k(\tau) \\ &\equiv \sigma^2 \sum (-1)^k f_k(\tau) \end{aligned} \quad (\text{IV-4-11})$$

と表される。ただし、分布 $f_k(\tau)$ は

$$\sum f_k(\tau) = 1 \quad (\text{IV-4-12})$$

を満たす。従って、以下の様な問題を考えればよい事になる。”与えられた $g(\tau)$ に対して

$$\sum (-1)^k f_k(\tau) = g(\tau) \quad (\text{IV-4-13})$$

$$\sum (+1)^k f_k(\tau) = 1 \quad (\text{IV-4-14})$$

$$(0 \leq g(\tau) \leq 1) \quad (\text{IV-4-15})$$

を満たす様な $f_k(\tau)$ を求める”。そこで上式を $k$ が偶数の部分と奇数の部分に分けて、以下の様書き換える。

$$g(\tau) = \sum f_{2m}(\tau) - \sum f_{2m+1}(\tau) \quad (\text{IV-4-16})$$

$$1 = \sum f_{2m}(\tau) + \sum f_{2m+1}(\tau) \quad (\text{IV-4-17})$$

故に、

$$\sum f_{2m}(\tau) = (1 + g(\tau))/2 \quad (\text{IV-4-18})$$

$$\sum f_{2m+1}(\tau) = (1 - g(\tau))/2 \quad (\text{IV-4-19})$$

となる。ここで、

$$\{g(\tau)\}^{1/2} \equiv \exp(-\theta(\tau)) \quad (\theta > 0) \quad (\text{IV-4-20})$$

で  $\theta(\tau)$  を定義する。即ち、

$$\theta(\tau) = -(1/2) \ln\{g(\tau)\} \quad (\text{IV-4-21})$$

を用いると、

$$\Sigma f_{2n}(\tau) = e^{-1/2\theta(\tau)} \cosh \theta(\tau) \quad (\text{IV-4-22})$$

$$\Sigma f_{2n+1}(\tau) = e^{-1/2\theta(\tau)} \sinh \theta(\tau) \quad (\text{IV-4-23})$$

の様に見える。ここで、

$$\cosh(x) = \Sigma (x^{2n}/(2n)!) \quad (\text{IV-4-24})$$

$$\sinh(x) = \Sigma (x^{2n+1}/(2n+1)!) \quad (\text{IV-4-25})$$

である事を思い出すと、結局

$$f_k(\tau) = [\{\theta(\tau)\}^k/k!] \exp(-\theta(\tau)) \quad (\text{IV-4-26})$$

が得られる。もし、 $\theta(\tau) = \nu t$  と置けばポアソン分布が得られる事から、 $\theta(\tau)$  は時間  $t$  の間の平均遷移回数のようなものであることがわかる。もし、 $x(t)$  のパワースペクトル密度が  $1/f$  スペクトルで与えられる時は、相関関数は、

$$g(\tau) = C_N K_0(\{\tau/\tau_0\}) \quad (\text{IV-4-27})$$

( $K_0(x)$  はゼロ次変形ベッセル関数) となるので、 $\tau_0 \ll \tau \ll \tau_0$  の時は、

$$\theta(\tau) \doteq -(1/2) \ln\{\ln[2\tau_0/\tau]/\ln[2\tau_0/\tau_c]\} \quad (\text{IV-4-28})$$

となる。従って、 $(2\pi\tau_0)^{-1} = 0.1 \text{ Hz}$ ,  $(2\pi\tau_c)^{-1} = 100 \text{ kHz}$ とすると、

$$(2\pi\tau)^{-1} = 10 \text{ Hz} \Rightarrow \theta = 0.504,$$

$$(2\pi\tau)^{-1} = 100 \text{ Hz} \Rightarrow \theta = 0.323,$$

$$(2\pi\tau)^{-1} = 1 \text{ kHz} \Rightarrow \theta = 0.191,$$

となる。即ち、観測時間を二桁も変化させても、平均遷移回数は2.5倍にしかならず、平均遷移回数が観測時間に比例するポアソン分布と比較した場合、大きな違いである。即ち、一度状態"1"になってしまうと余り遷移が起こらず長時間尾を引き、"1"を保とうとし、逆に一度"0"になってしまうと、ずうっと"0"になり続ける事を意味している。1/fスペクトルが長時間の相関と関連していると言われていたが、それが、この様な形で表われているものと考えられる。

## 5.2 CDWのスライディング状態に関する考察

CDWのスライディング状態で観測される1/fスペクトルをまず、緩和時間の分布という立場で考えてみよう。K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>で評価した活性化エネルギーの分布には、0.12 eV以上には平坦部が表われており、実際この部分が、77 Kで1 Hz以下に現われている1/fスペクトルに対応している。この事は、まさに、標準的な1/fスペクトルの解釈に対応している。実際、K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>では、ピン止めされているCDWの誘電関数は、

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\text{HF}} + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\text{HF}})/\{1 + (i\omega\tau)^\alpha\}^{1-\beta} \quad (\text{IV-4-29})$$

$$\equiv \varepsilon_{\text{HF}} + \int [(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\text{HF}})/\{1 + (i\omega\tau)\}] G(\tau) d\tau \quad (\text{IV-4-30})$$

の様に表され、このときのG(τ)は、

$$G(\tau) = (1/\pi) \{[(\tau/\tau_0)^{\beta(1-\alpha)} \sin(\beta\theta)]\}$$

$$x \{ (\tau/\tau_0)^{2(1-\alpha)} + 2(\tau/\tau_0)^{1-\alpha} \cos[\pi(1-\alpha)] + 1 \}^{-\beta/2}. \quad (\text{IV-4-31})$$

$$(\theta = \tan^{-1}(\sin[\pi(1-\alpha)] / \{ (\tau/\tau_0) + \cos[\pi(1-\alpha)] \})).$$

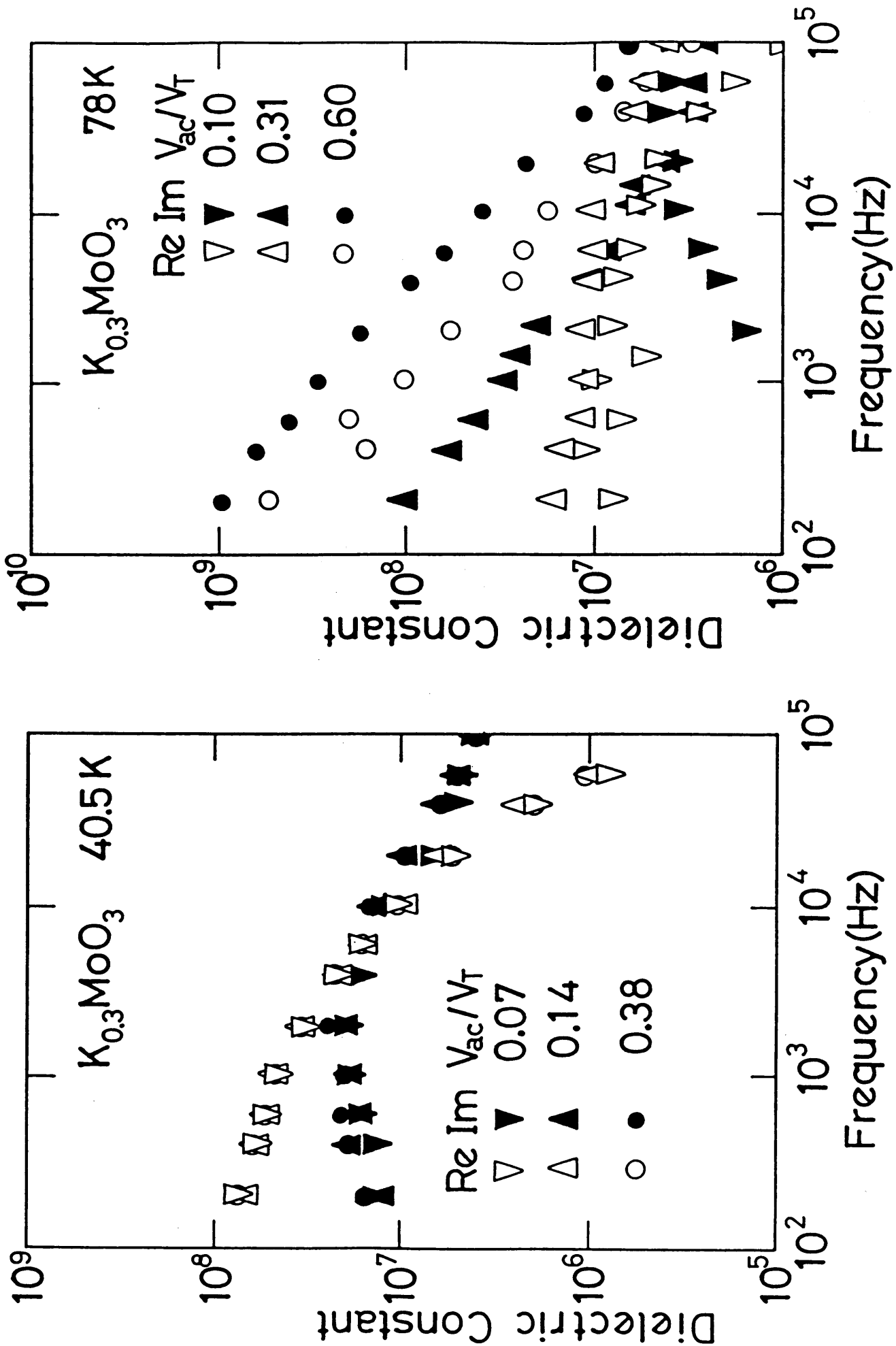
で与えられる[187]。(IV-4-31)の右辺は、 $\tau$ が大きいところでちょうど $1/\tau$ に比例する漸近形を持つ。従って、緩和時間の分布という考え方で、今の場合、確かに $1/f$ スペクトルが導かれる。

しかし、ピン止めされている状態での誘電関数は、激しい振幅依存性を持ち、 $0.5x E_T$ に対応する振幅では、もはや(IV-4-29)の様な記述は不可能で、むしろ、発散的な

$$\varepsilon(\omega) \propto (i\omega)^{-\alpha} \quad (0 < \alpha < 1) \quad (\text{IV-4-32})$$

な形で表される。これは、 $\sigma\text{-TaS}_3, \text{NbSe}_3$ についての報告であるが、 $\text{K}_0.3\text{MoO}_3$ についても、我々の実験で同様の結果が得られている(図IV-4-2)。従って、スライディング状態での雑音パワースペクトルが、緩和時間の分布ということだけで説明されるとは考えにくい。さらに、雑音スペクトルの冪 $\alpha$ の値は、正確に1でなく、むしろ0.8と1.4の間に分布している。又 $Z_T$ を入れたときは冪の値が0.5~0.6となる。これらの色々な指数を持った冪則を緩和時間の分布という事だけで説明するとなると、各々の場合についてかなり不自然な分布を仮定しなければならない。

これらの理由から、CDWがスライドしている時に観測される $1/f$ スペクトルは、CDWがスライドするという事自体が持っている一般的な事柄が理由になっているものと思われる。即ち、CDWがスライドしている状態では、揺らぎの時間相関に質的な変化が起こっており、それが $1/f$ スペクトルの原因になっているものと思われる。ここで、本節5.1で行った二値過程に基づく考察を思い出すと、 $1/f$ スペクトルが現われている状況では、一度“1” $\leftrightarrow$ “0”の遷移が起こってしまうとかなり後までその記憶が保たれるのであった。この事を今の場合に当てはめると、ある一つのCDWドメインを考えた時に、それが一度on状態になってしまうと、その記憶がいつまでも保たれるということになる。一つのドメインが不純物と相互作用しているときに、熱などの揺動力が加わって、運動に不規則性が導入されるとき、揺らぎのパワースペクトルはローレンツ型になるであろうと考えられる。



(図IV-4-2)  $K_{0.3}MoO_3$ における低周波の誘電率の周波数依存性。

例えば、自由度1に対して揺動力を考慮した数値計算の結果を見てもスペクトルは基本的にローレンツ型である[212,257]。従って、他の自由度を導入しないと、長時間記憶は説明できない。まず考えられるのは、内部変形の自由度であるが、これらを考慮したシュミレーションでは、ランダム力を入れないと定常状態ではBBNは出てこないし、又有限温度の効果を取り入れたFLRモデルでのシュミレーションでは、 $1/f$ スペクトルが、しきい電場の1.001倍と行った電場領域に限って現われる[216]。これは、いわゆるNBNの周波数が広く分布して結果として $1/f$ スペクトルが出てくるのであるが、やはり、実験的には、もっと一般的に観測される現象である事を考えると、他に原因を求めるべきであろう。もう一つ取り入れていない自由度として、振幅の自由度がある。即ち、位相スリップなどの過程を取り入れることである。しかし、これが長時間記憶とどのように結び付くかは、すぐにはわからない。

長時間の記憶が存在する為に考えられる付加的な要素として残っているのは、ドメイン間の相関でないかと思われる。BBN測定からドメイン密度としてある値を得たが、それらのドメインは、互いに我関せずで独立に振る舞っているかということを考えてみると、色々な度合いがある様に思われる。例えば、あるドメインが"1"の状態にあるときに、その隣にあるドメインは、その影響を多少なりとも受けるであろう。従って、周りからの影響を何も受けなければ本来"0"の状態にあるべきものも"1"の状態になってしまうことも考えられる。すると、互いに影響を及ぼしあって、かなり長く"1"の状態が続くものと思われる。こう言ったドメイン間の相関といったものが長時間の記憶効果となって現われているのではないかと思われる。ここで、高速道路の車の流れが $1/f$ スペクトルで表されたことを思い出してみよう。この場合、車の流れは、一次元方向に限られており、追い越しなどができない為に、車は群がって走る傾向があり、車の相対的な位置関係に長時間の記憶が出てきたことは、CDWの運動との類似点を考えると興味深い。恐らく両者は、同じ種類の $1/f$ 雑音として分類されるものであろう。

また、古川による一次元空間の準ランダムな分割モデルも恐らくは同じモデルとして分類されるであろう。即ち、分割された各々の線分の長さを、各ドメインの速度の揺らぎに対応させると、最もランダムな場合でも $1/f$ スペクトルが出てくるという現象は、後ろの流れが前の流れを追い越せないという事情によって長時間の記憶が導入されたことに対応している。このモデルがさらに興味深いのは、不規則性の度合いを変化させたときに、ス



ベクトルの冪が1.0から0.5まで変化することである。この立場だと、実際に観測される色々な冪は、色々な度合いの不規則性に対応している事になる。いっぽう、実験結果は、強い不純物を入れた場合が冪は0.5であり、最も不規則性が増している場合に対応している事になり、もっともらしい。

これらの議論をまとめると、 $1/f^{\alpha}$ スペクトルは多くのドメインの相互作用によって生じているという事になる。事実、第V章で見る様に、ドメインの数が実質的に1と見なせるときはローレンツ型のスペクトルが観測され、上述の考察とつじつまがよく合っている。である。こう言ったドメイン間相互作用というものをCDWの運動に実際に取り込んだ数値計算は、まだほとんど無いので、これ以上の詳しい議論は現時点では不可能だが、CDWのスライディング状態で現われる $1/f^{\alpha}$ スペクトルの本質はこう言ったところにあるものと思われる。

#### 6) バイスベクトル測定の結果について

(図IV-3-9)の結果には、10 Hz付近を中心に、相関の強い部分があった。この事は、パワースペクトル密度において、この周波数付近に現われる構造の周波数を中心として、次々と周辺のモードにエネルギーが輸送されている事を表わしている。即ち、一種のエネルギーカスケードが10 Hz付近に存在している事を意味する。これを本節4)で考察した事と併せて考えると、 $K_0 \sim MoO_3$ で局所的にソリトンが励起される事によって、それが緩和する際に、周辺のエネルギーを持つモードを励起するという過程が、次々と繰り返される事になる。この様な一連の緩和過程は、非デバイ型緩和に通ずるものである[258]。従って、CDW系で一般的に観測される非デバイ型緩和現象は、緩和時間の分布といった事によると考えるよりも、こういった一連の緩和過程によって引き起こされると考えた方が良い様に思われる。

またこれらの物質では、 $E_T$ 以下の電場でも誘電率が強い非線型性を持っている事は既に述べた通りであり、 $E/E_T$ が1に近づくと(IV-4-32)式の様な形の誘電率も観測される様になる。現時点ではっきりした関係は分からないが、この現象も、バイスペクトル測定から類推されるエネルギーのカスケードの存在と関係しているのかも知れない。

## § 5 第IV章のまとめ

CDWがスライディングを起こしている状態で発生する広帯域雑音の測定を詳細に行なった結果、実に多くの事が明らかになった。

まず、雑音の測定より、CDWが運動している状態でのコヒーレントなドメインの大きさという大変重要な量を実験的に見積もる事に初めて成功した。それは、少なくとも、非線型伝導のしきい電場付近では、結晶成長時に形成されるドメインにほぼ等しいものであり、CDWのスライディングの巨視的性格が浮き掘りにされた。

又、雑音測定結果と非線型伝導度の測定結果を比較する事により、しきい電場近傍では、有限温度の効果も確実に電流電圧特性に影響を与えている事が明らかになった。

この他、 $Ko_{3}MoO_{9}$ では、CDWの運動の大きな特徴である準安定性についての知見を、雑音測定より得る事に成功した。即ち、準安定性をもたらすピン止め障壁エネルギーを評価すると共に、CDW系では初めての試みとしてバイスペクトルの測定を行なった。その結果、CDW状態で観測される準安定性は、局所的な位相の歪みの開放が幾つものカスケードを形成して起こるのではないかという描像に到達した。

更に、何故CDWがスライディングを起こしている状態で幅広く $1/f$ スペクトルが観測されるのかと言う問題を、雑音測定の結果から総合的に考察した。その結果、本系で観測される $1/f$ スペクトルは、CDWの運動方向が一次元方向に限られており、なおかつドメインとドメインの間でCDWの振幅が完全に破壊されていない事により、CDWの異なる時刻の運動に長時間の相関が導入された為であるとの結論を得た。言い換えれば、スライディングCDWによる $1/f$ 雑音は、CDWの運動の一次元性が最もよく表われた現象であると思われる。

# 第V章 $K_{0.3}MoO_3$ のスイッチング

## § 1 実験装置

### 1) 測定装置

#### 1.1 時間領域における波形の記録

スイッチング状態での、DCあるいはDCパルス電圧に対する電流応答を時間領域で観測するために、二つの方法を用いた。

##### ①オシロスコープ上で写真を撮る

繰り返しパルスなどに対する信号は、オシロスコープ上で応答をある程度静止させることが可能であるので、その様にしたうえで、専用ポラロイドカメラで写真に記録した。

##### ②波形記憶装置を用いる

本研究進行途上で、波形記憶装置が導入され、①の様な、デジタル的に記録を残せないという短所が解消された。

本研究で用いた装置は、オートニクス社製S-121型で、既に第IV編で紹介した。

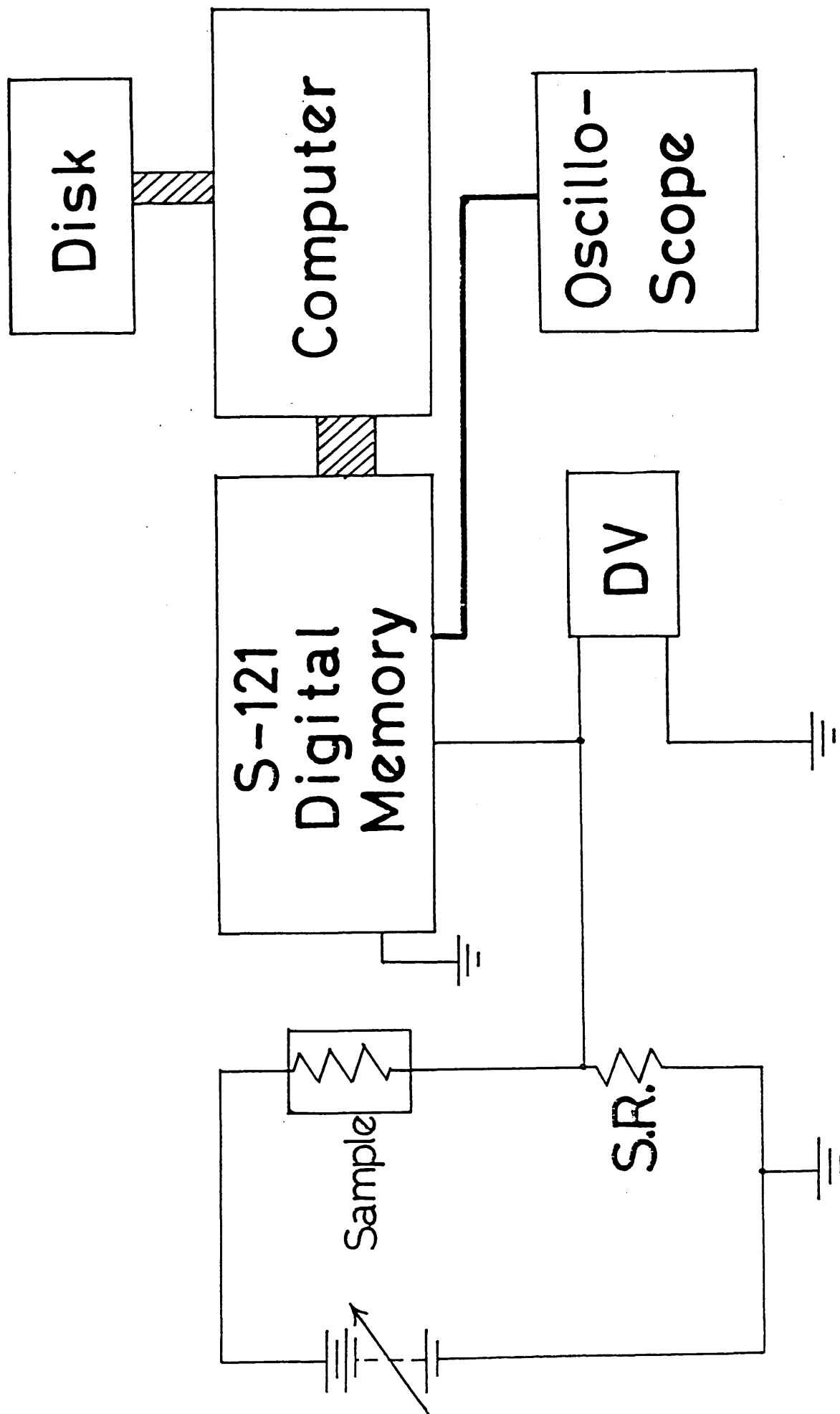
$K_{0.3}MoO_3$ は、低温では、非常に抵抗が高いため、現実的な実験状態の範囲内では、定電圧配置による測定の方が容易に実現されるので、本研究では、殆どすべて、試料に、試料のインピーダンスよりも非常に小さい抵抗を接続し、疑似定電圧配置を実現させている。これらの測定配置を(図1-1)に示す。オシロスコープは記録した波形のモニター用として用いる。

#### 1.2 雑音スペクトルの測定

(図V-1-1)で、オシロスコープや、波形記憶装置に信号を入れる代りに、前置増幅器を通して、それをスペクトラムアナライザやロックイン増幅器に入れると、雑音スペクトルが測定できる。これは既に第IV章で述べた。

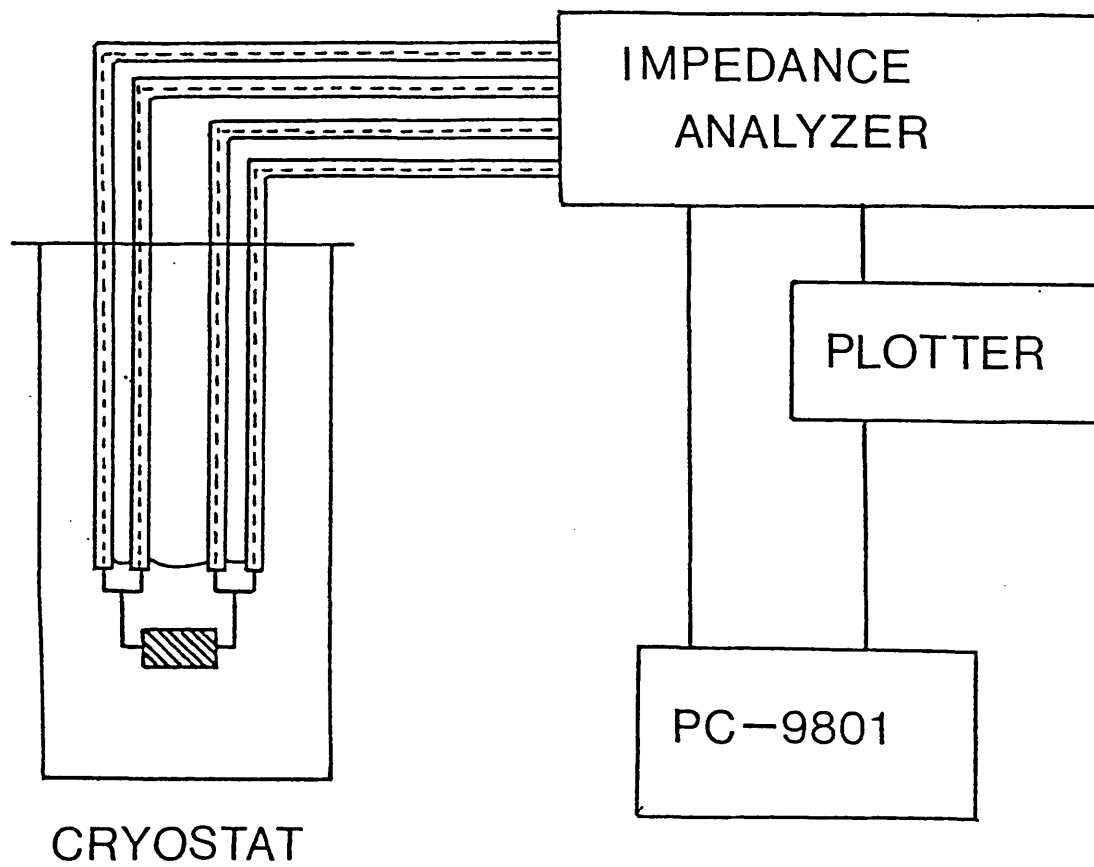
#### 1.3 交流伝導度測定

交流伝導度は、acブリッジ法によって測定する。装置は、HP4194Aを用いた。この装置は、100 Hz-40 MHzまでの測定が可能であるが、本研究では試料をクライオスタット中に入れる為、測定装置のコネクターと試料の間を同軸ケーブルでつなごうとせねばならず、そ



(図 V-1-1) 時間領域での電流応答測定装置ブロック図。

の為に測定周波数範囲が制限される。本研究では、ケーブルの長さをちょうど1 mにした。この場合、測定周波数範囲は、100 Hz-15 MHzである。この様子を(図 V-1-2)に示す。HP4194Aは、40 Vまでの直流バイアスを10 mVの分解能で印加する事ができる。本研究では、スイッチングを起こした状態で交流伝導度を測定したので、この機能をそのまま利用した。



(図 V-1-2) 交流伝導度測定系ブロック図。

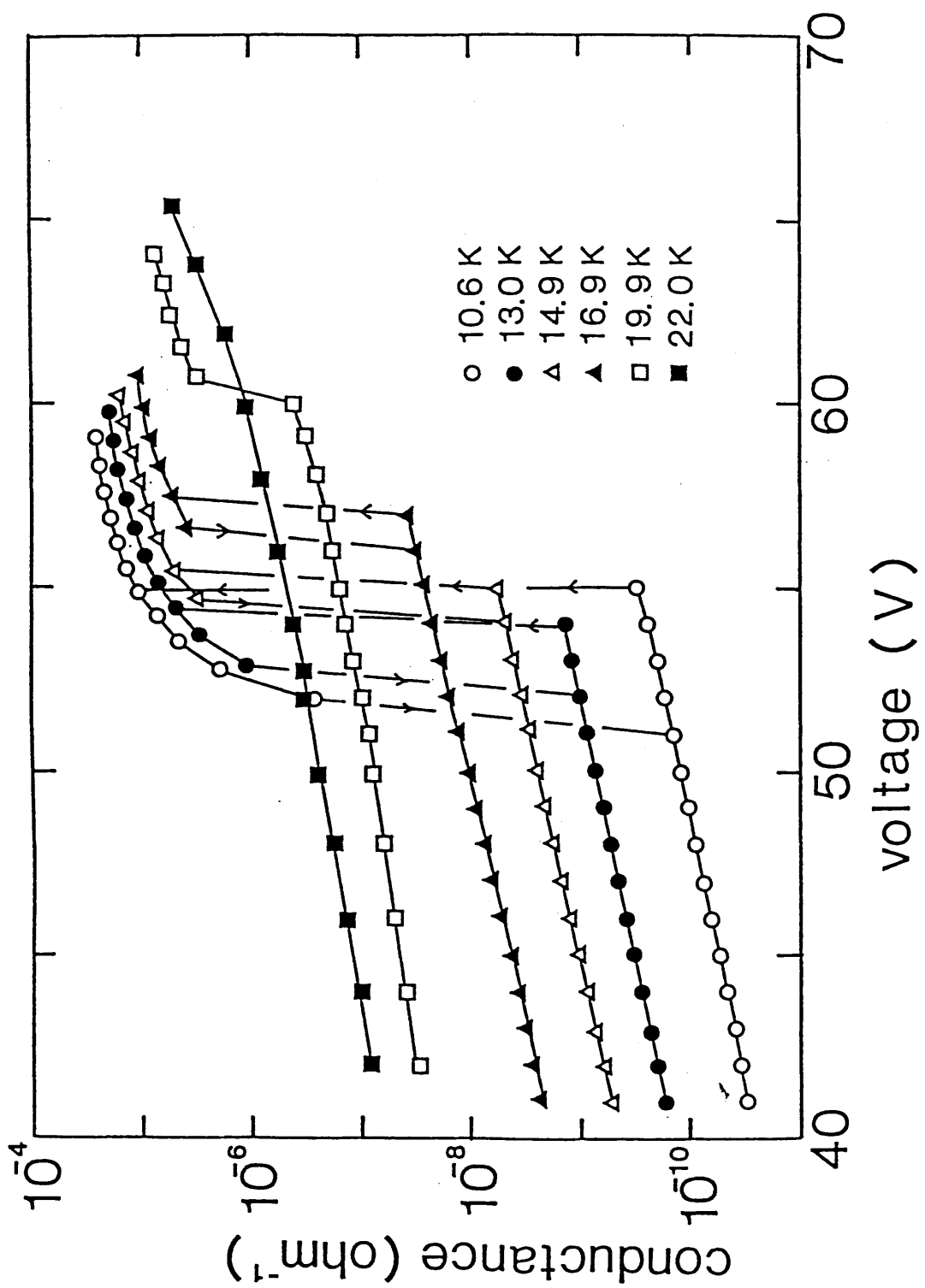
## § 2 実験結果

### 1) 直流伝導度測定

(図 V-2-1, 2) に典型的な二つの試料に於ける直流伝導度の電場依存性を幾つかの温度において測定したものを示す。(図 V-2-1) の場合は、50 V/cm 付近で伝導度が不連続的に増加して居り、いわゆるスイッチングが観測されている。これに対して(図 V-2-2) では、その様な不連続的な飛びは観測されず、伝導度の増加は連続的であるが、増加の仕方は、20 V/cm 付近を境に大きく変化している。以下で、前者をスイッチング試料、後者をノンスイッチング試料と呼ぶ事にする。どのような場合にスイッチング試料を得、どのような場合にノンスイッチング試料を得るかは、現在でもはっきりした事は不明であるが、スイッチング試料でも測定を繰り返しているうちに、ノンスイッチング試料に変化してしまったりすることがしばしばあった。このような時も、バルクの性質はほとんど変化していないように見えた。ちなみに、ノンスイッチング試料がスイッチング試料に変化したという事はまだ一度も無い。

まず、スイッチング試料について詳しく見る。スイッチング試料では、しきい電場がはっきりと定義出来、それは、大まかには余り温度に依存しない事は既に(図 III-3-12) で示した。より詳しく調べて見ると、弱い温度依存性がある様である[259]。又、電圧を走査した時に現われる履歴の幅は、走査速度に依存するが、温度が上がるほど、履歴は小さくなって行く。(図 V-2-1) を見ると、温度が上がると、スイッチオフの状態の伝導度は増加し、逆に、スイッチオンの状態の伝導度は、わずかに現象している事が良く分かる。従って、スイッチオンとスイッチオフの状態の伝導度の差が小さくなり、そのまま、より高温の非線型 I-V 特性に滑らかにつながって行く様に見える。(図 V-2-3) に、スイッチオフの状態の伝導度  $\sigma_o$  とスイッチオンの状態伝導度  $\sigma_{on}$  を温度の逆数に対して片対数表示した。 $\sigma_o$  は大まかに熱活性化型になり、その活性化エネルギーは 20 meV 程度である。この値は、高温の活性化エネルギーの値よりも小さい。

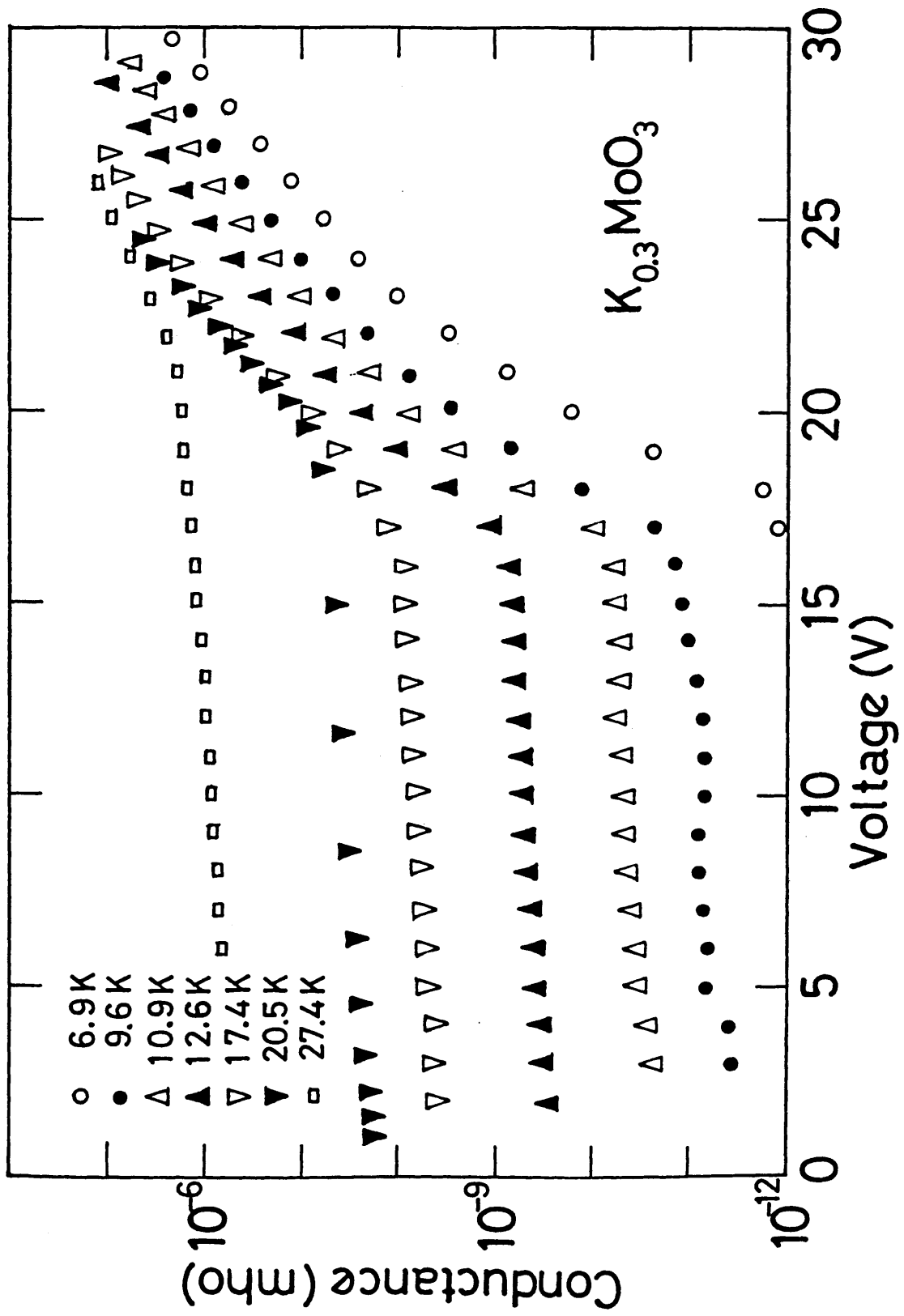
次に、ノンスイッチング試料について見ると、こちらの方は、スイッチオフの状態の伝導度についてはスイッチング試料同様温度が上がると増加したが、スイッチオンの状態の伝導度は、スイッチング試料の場合と逆に、温度が上がるとわずかに上昇している。



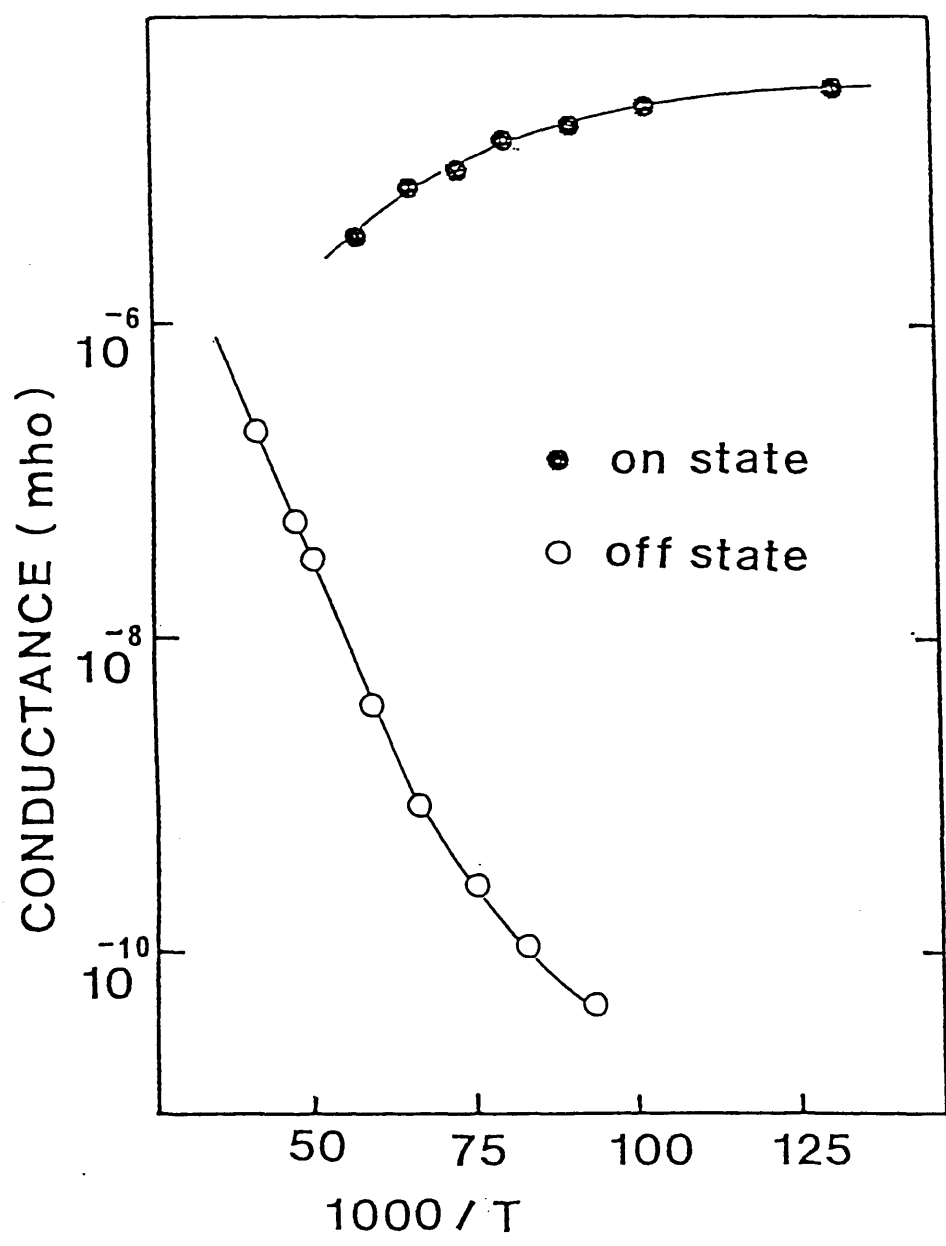
(図 V-2-1)  $K_{0.3}MoO_3$  のスイッチングを示す試料における低温での

直流伝導度の電場依存性。





(図V-2-2)  $K_{0.3}MoO_3$ のスィッチングを示さない試料における  
低温の直流伝導度の電場依存性。



(図 V-2-3) スイッチオン状態の伝導度とスイッチオフ状態の伝導度の温度依存性。

## 2) 時間領域での種々の応答

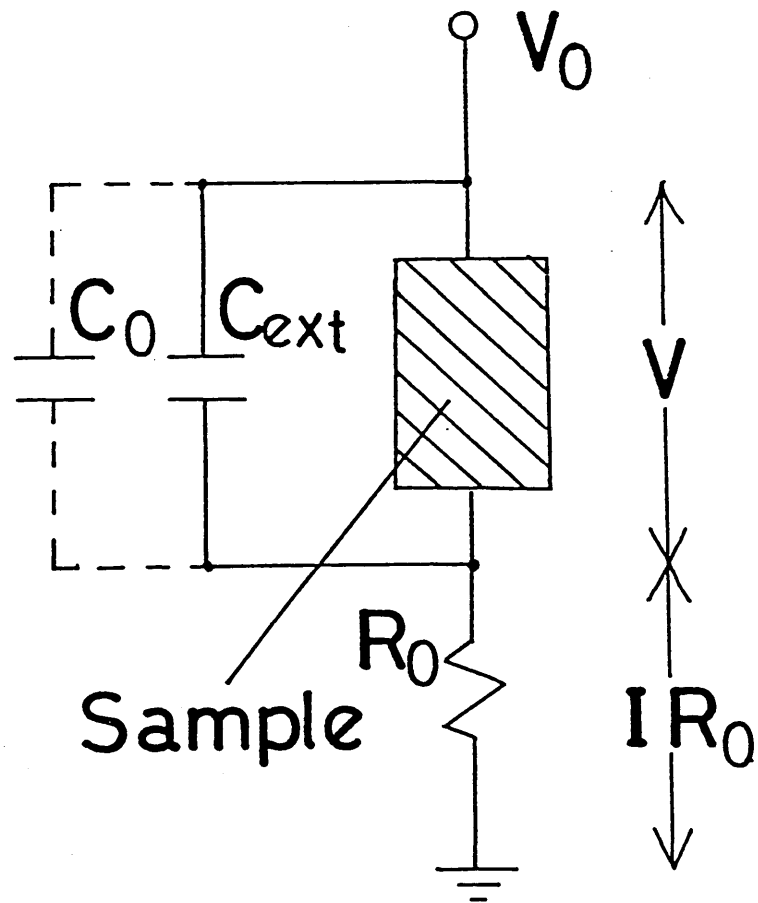
### 2.1 電流振動の測定

上で述べたスイッチングはCDW状態で起こる現象であるが、それがCDWの運動によるかどうかを明らかにしなければならない。特に、この現象はしきい電場が、他の物質におけるCDWのスライディング現象のそれと比べて非常に大きいため、通常の半導体でも見られるブレイクダウン現象でないかとの疑いももたれていた[260,261]。CDWの運動に最も特徴的なのは、 $E_T$ 以上で発生する電流振動(あるいは、NBN)である。(図V-2-4)の配置で、I-V特性と、それぞれの電圧値における電流応答を時間領域で取ったものが(図V-2-5,6)である。(a)では、回路の負荷曲線と試料のI-V特性が交点を持たないが、この時は、スパイク状の応答が見られる。電圧を増して行くと振動数も増して行く。(図V-2-7)には、その様子を平均電流に対して図示した。従って、一見、これがNBNではないかと思うが、問題はそう簡単ではない。この電流振動は、外部回路に激しく依存する。(これについては、後で述べる。)ところがNbSe<sub>3</sub>やTaS<sub>3</sub>で通常NBNと言われているものは、その振動数は外部回路に依存しない。ここで現われた回路に依存する振動は、系に固有の周期性がなくても現われうるもので、通常、緩和振動(RT0)と言われている現象である[262]。その典型的な例は、ネオン管で観測されるRT0である。従って、これだけでは、CDWの運動の証拠にはならない。

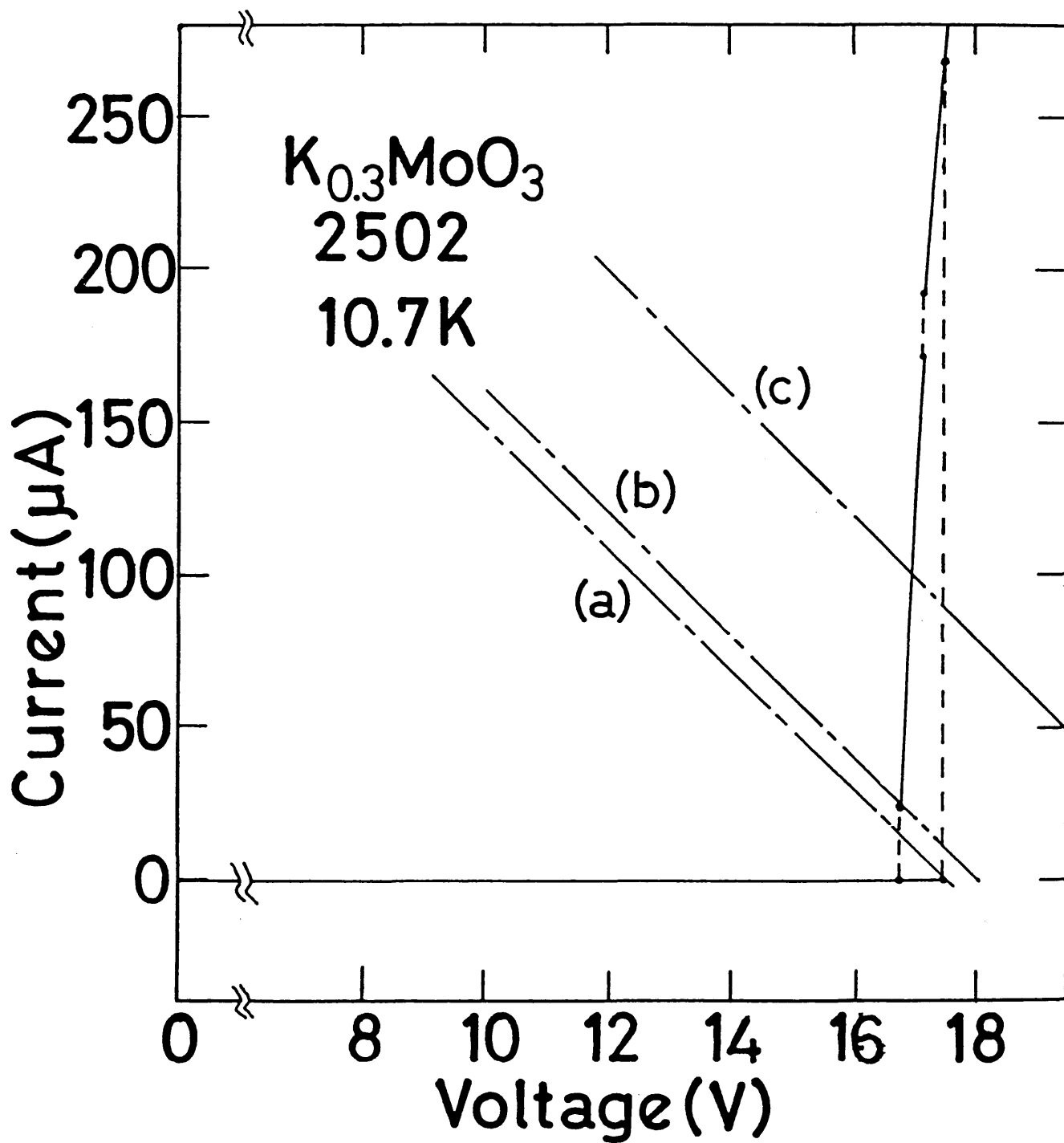
しかし、更に電圧を上げると、もう少し違った感じの振動が現われる。(b)この振動の周波数も電圧の増加と共に増加する。振動数を、やはり平均電流に対して図示すると、ほぼ直線になる。電流の増加に伴い、異なる分枝が出てきている。更に電圧を上げると、時間領域では振動は観測されなくなるが、周波数領域では、はっきりピークとして観測される((図V-2-6(c)))。この状態で、(図V-2-4)の $C_{ext}$ の値を変えると、(図V-2-8)に示す様に、ピークの強度は弱まるが、その位置は変わらない。従って、(図V-2-6)の(b),(c)に見られる様な振動は、いわゆるNBNであることがわかる。こうして、K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>の低温で起こるスイッチング現象はCDWのスライディングによるものである事が確認された。

ここで注意したいのは、振動の時間スケールがNbSe<sub>3</sub>やTaS<sub>3</sub>のNBNの場合に比べて、大変遅いことである。この理由については後で考察する。

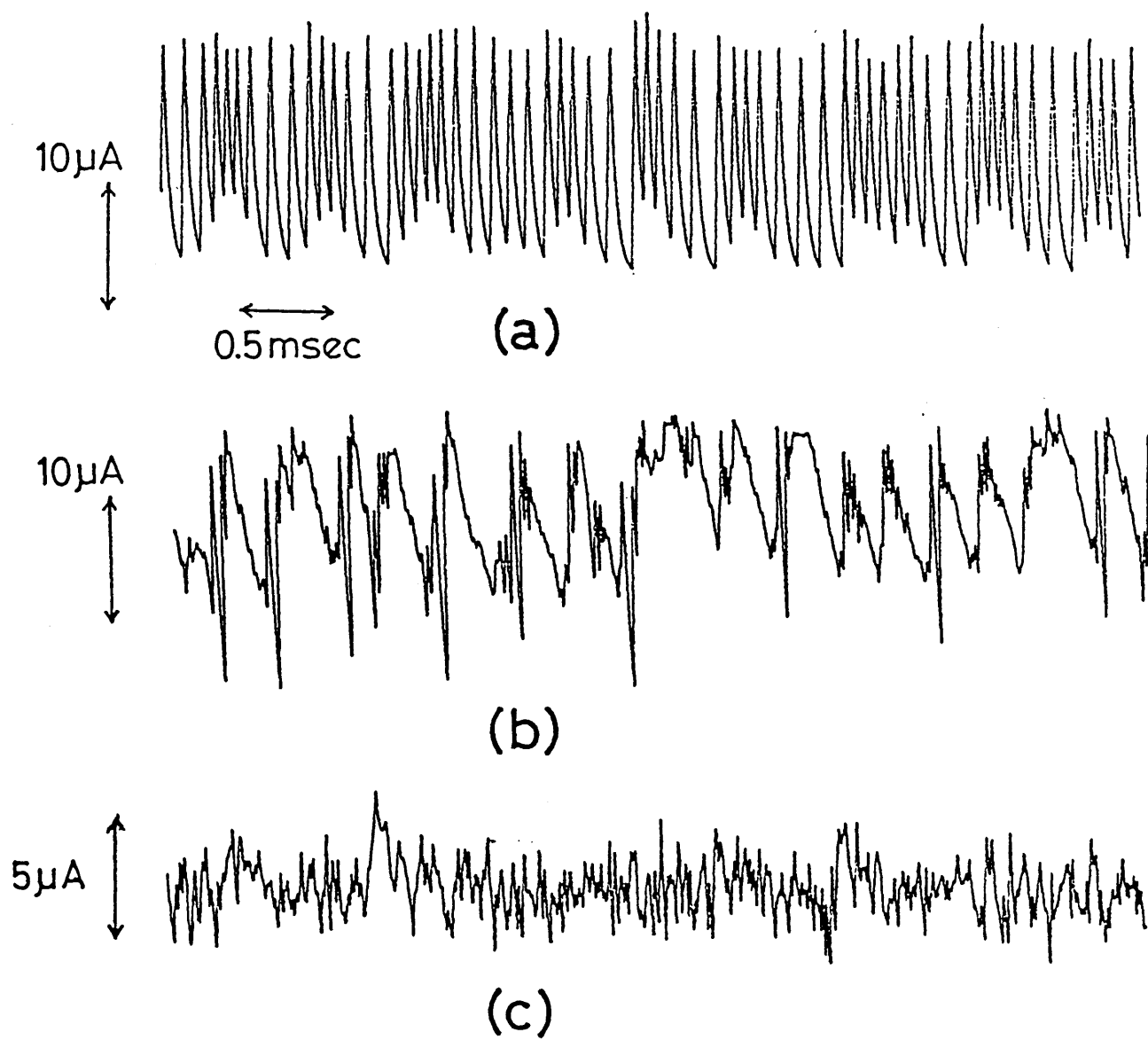
ノンスイッチング試料でも、(図V-2-9)に示す様に、同様の振動が観測された。逆に、電流雑音が急に大きくなる電場を、しきい電場 $E_T$ と決めることができ、振動の周波数を規



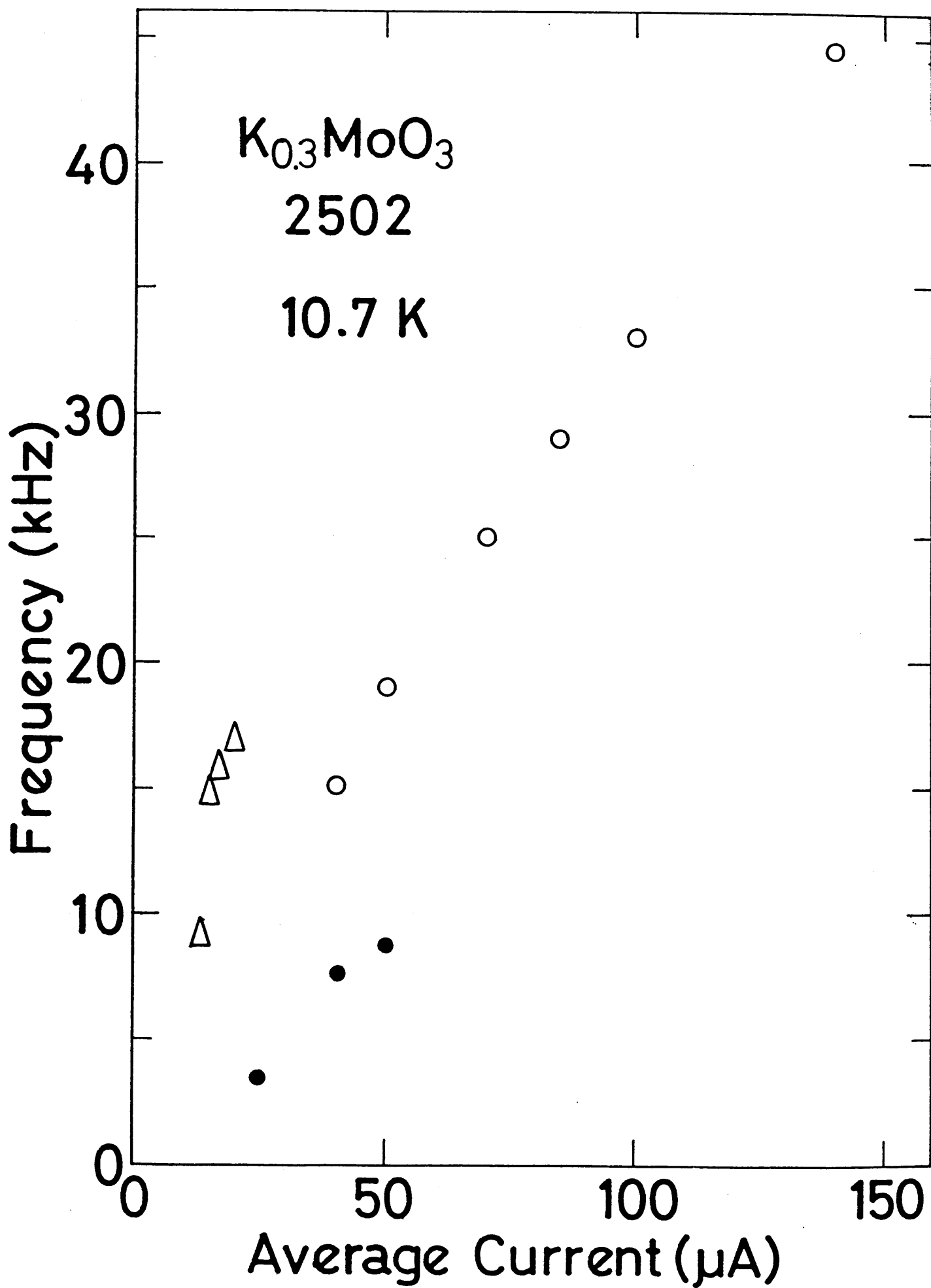
(図 V-2-4) I-V特性測定用回路の図。



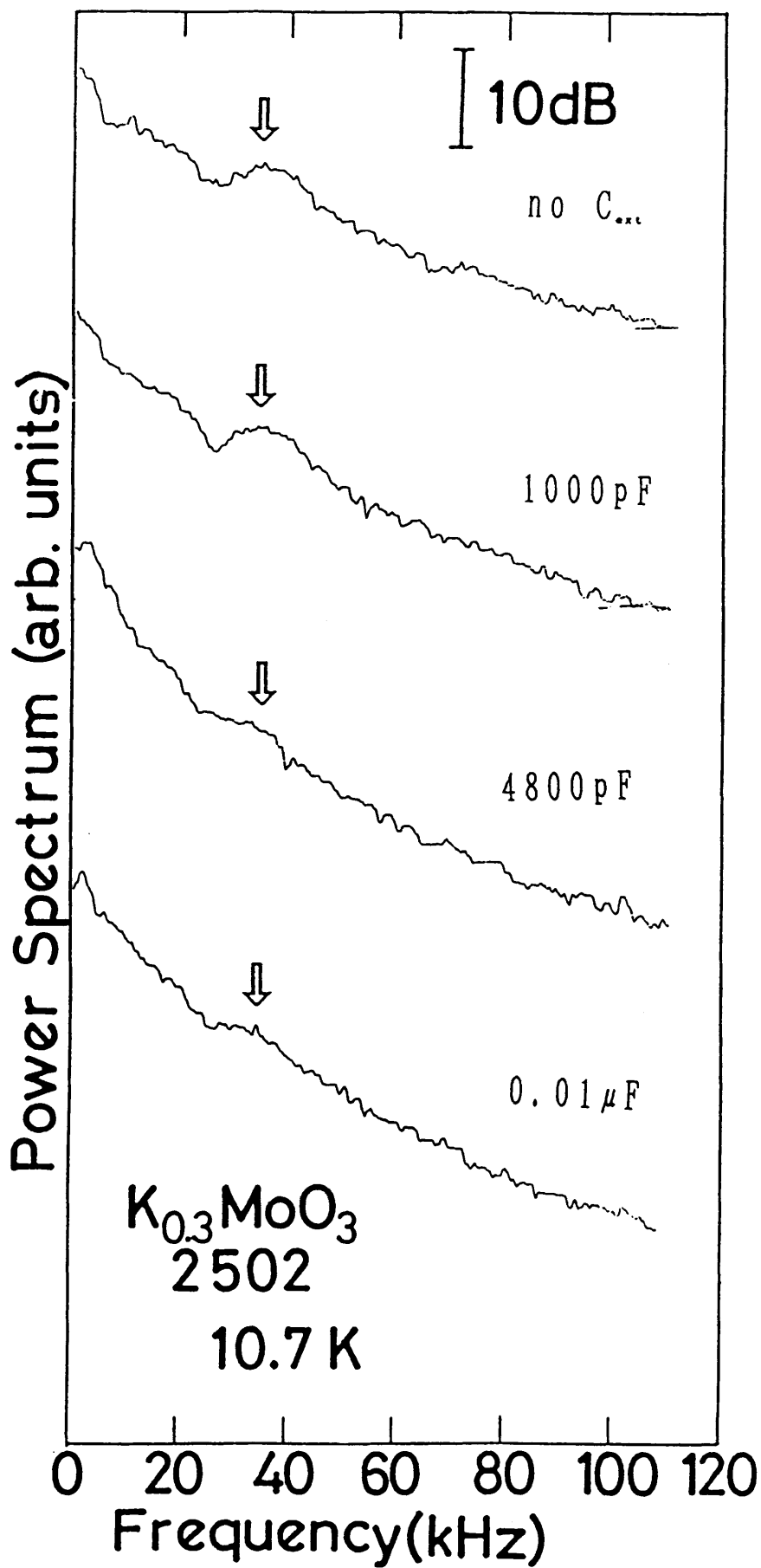
(図 V-2-5) ある試料でのI-V特性。



(図 V-2-6) (図 V-2-6) の試料における (a)-(c) の三種類の負荷曲線に対する時間領域での電流応答。



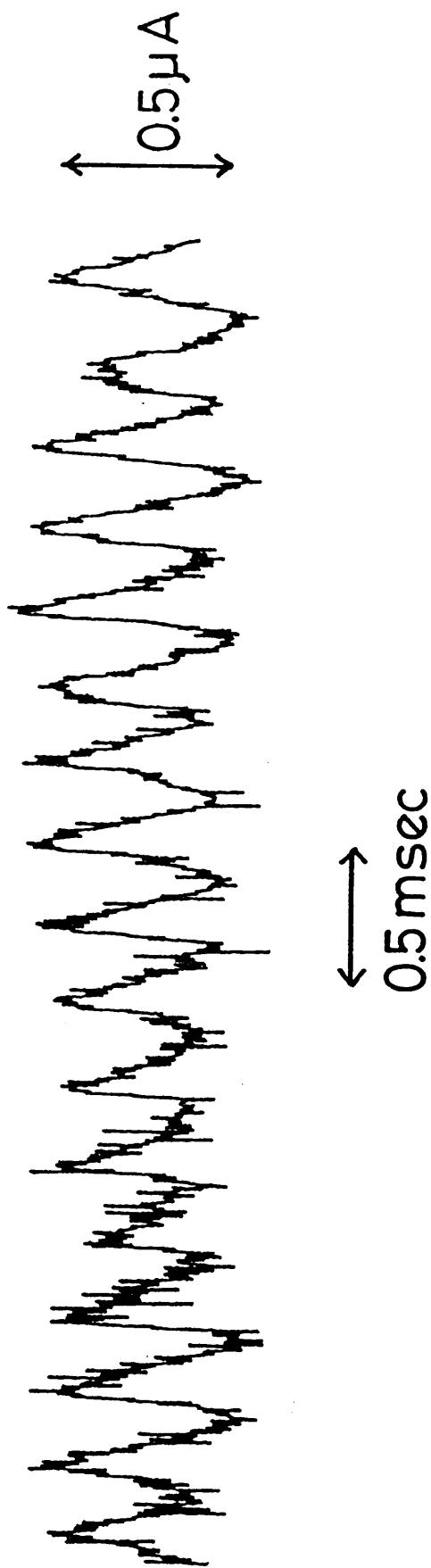
(図 V-2-7) 振動の周波数の電流依存性。



(図 V-2-8) 振動の周波数の $C_{ext}$ に対する依存性。



$K_{0.3}MoO_3$  2402 17 K



(図 V-2-9) スイッチングを示さない試料で観測された電流振動の例。

格化された電場に対して描くと(図 V-2-10)が得られる。即ち、

$$f \propto \Phi^\alpha \quad (\text{V-2-1})$$

$$\Phi = (E - E_T) / E_T \quad (\text{V-2-2})$$

と表され、 $\alpha=1.7$ である。ここで注目したいのは、 $0.01 < \Phi < 0.1$ であることである。この様な領域で、CDWの運動を詳細に追った例はなく、これからも、 $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ の低温のスイッチング状態の有利さがわかる。

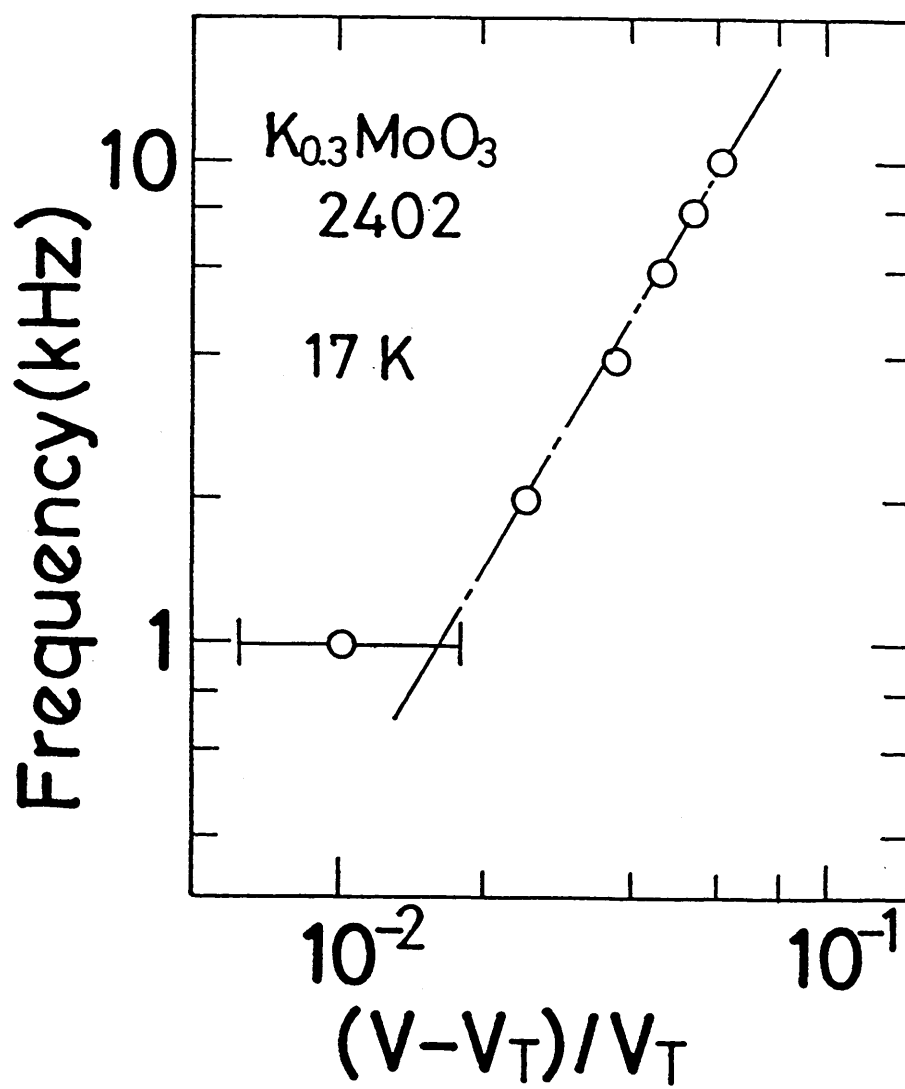
## 2.2 緩和型振動(RTO)

前節で述べた様に、 $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ の低温のスイッチング状態では、外部回路、特に、容量に大きく影響を受ける振動が現われる。(図 V-2-11)に、振動電流の、 $C_{\text{ext}}$ 依存性を示す。 $C_{\text{ext}}$ が大きくなると、どんどん周期が遅くなるのが分かる。(図 V-2-12)は、もともとある $C_0$ も考慮して、 $C_{\text{tot}} = C_{\text{ext}} + C_0$ に対して、振動の周期を描いたものである。 $C_{\text{tot}}$ が大きいところでは周期は $C_{\text{tot}}^\alpha$  ( $\alpha=0.8$ )に比例するが、 $C_{\text{tot}}$ が小さいところでは依存性は弱くなり、 $C_{\text{tot}}=10^{-10}$  F付近では、周期は $C_{\text{tot}}$ にほとんどよらなくなっている様に見える。(図 V-2-13)は幾つかの試料における周期の $C_{\text{tot}}$ 依存性をまとめて示したものである。比較のために試料をネオン管に置き換えて同じ実験を行った結果を示す。 $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ 試料の場合は、基本的には、どれも、 $C_{\text{tot}}$ が大きいところでは、 $C_{\text{tot}}^\alpha$  ( $\alpha \sim 0.8$ )の依存性を示し、試料によっては、 $C_{\text{tot}}$ が小さいところでは、 $\alpha$ の値が小さくなっていく様に見えるものもある。それに対して、ネオン管の場合は、周期は $C_{\text{tot}}$ にほぼ比例している様に見える。即ち、ネオン管の方がわずかに $\alpha$ が大きい。

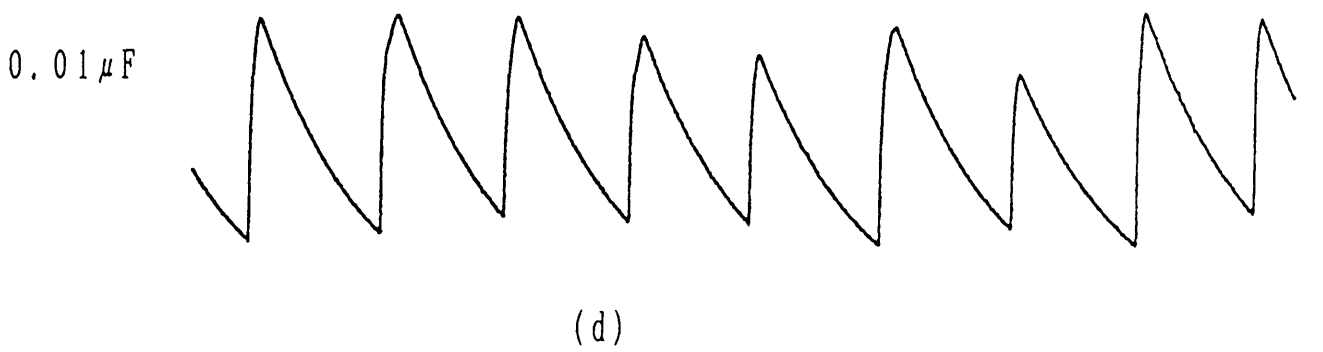
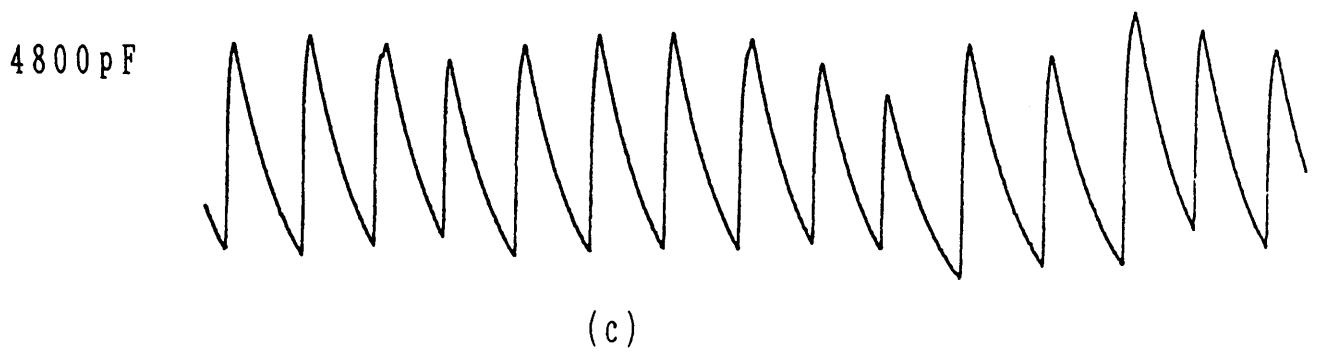
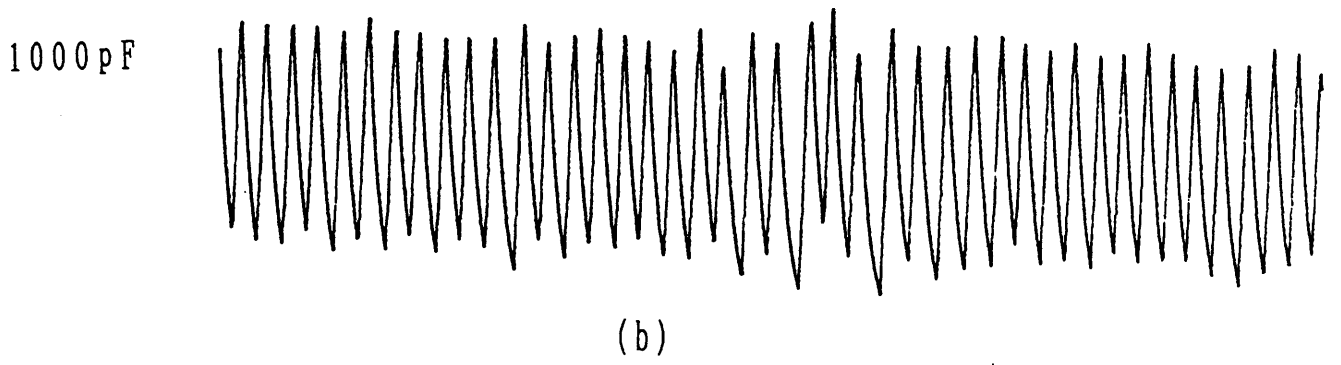
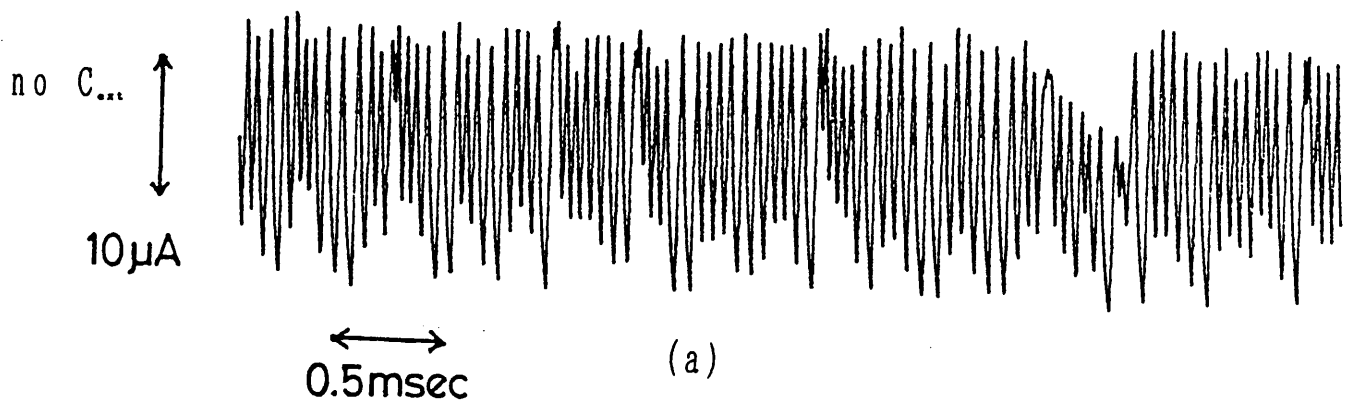
## 2.3 量子化された電流の跳び

(図 V-2-14)はパルスに対する応答の例を示したものである。しきい電場直上では電流が幾つかの値を行き来している様に見える。電圧を増して行くと、電流の平均値が増えるだけでなく、上で見た様な振動が時間応答に混ざってくる。更に電流を増すとほとんど振動成分だけになる。

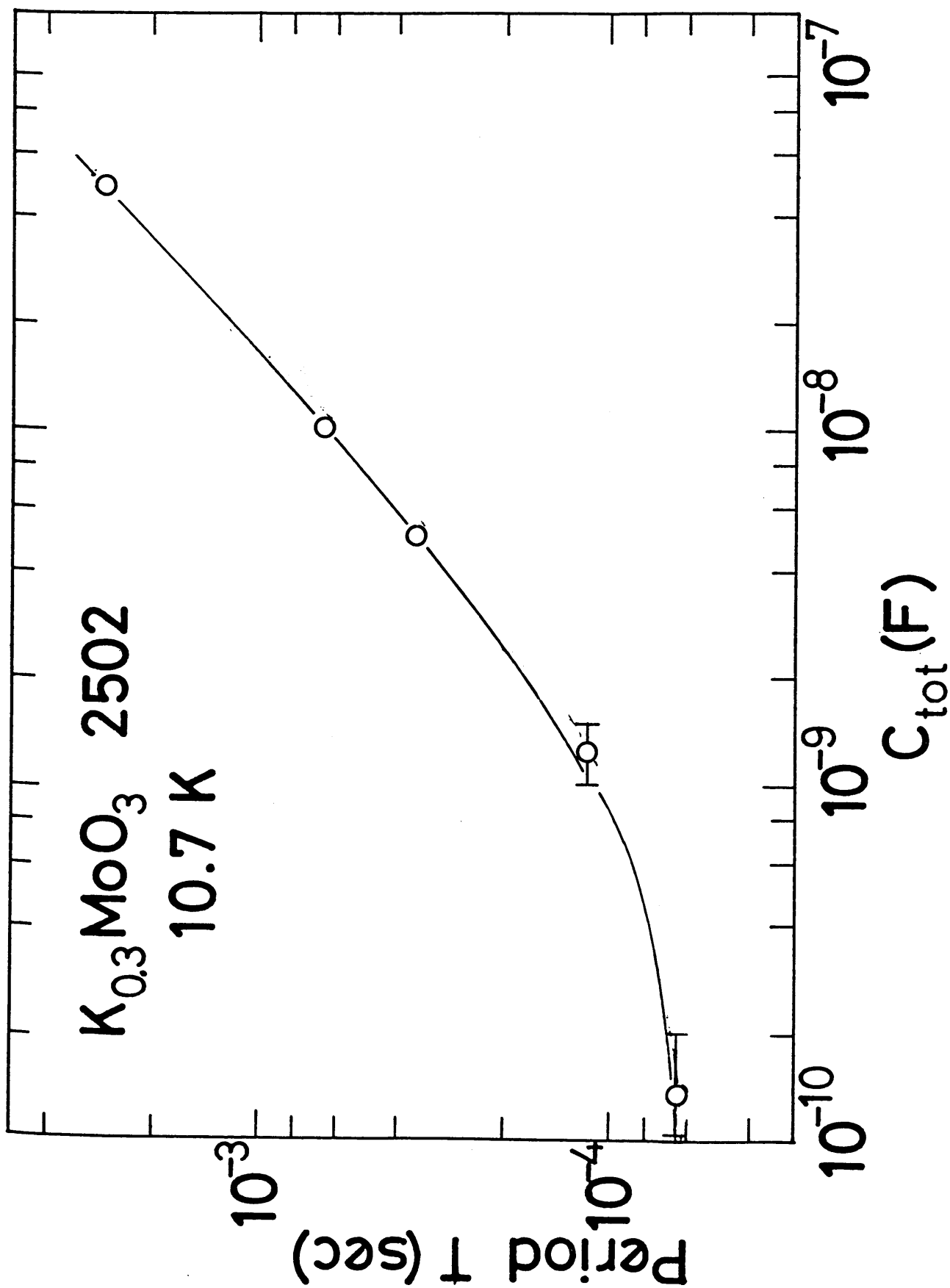
類似の応答は $\text{TaS}_5$ でも観測されているが[263]、この場合は電圧揺らぎを測定しており、電圧が幾つかの値を行き来している様に見える、実際電圧値のヒストグラムを取ってみると



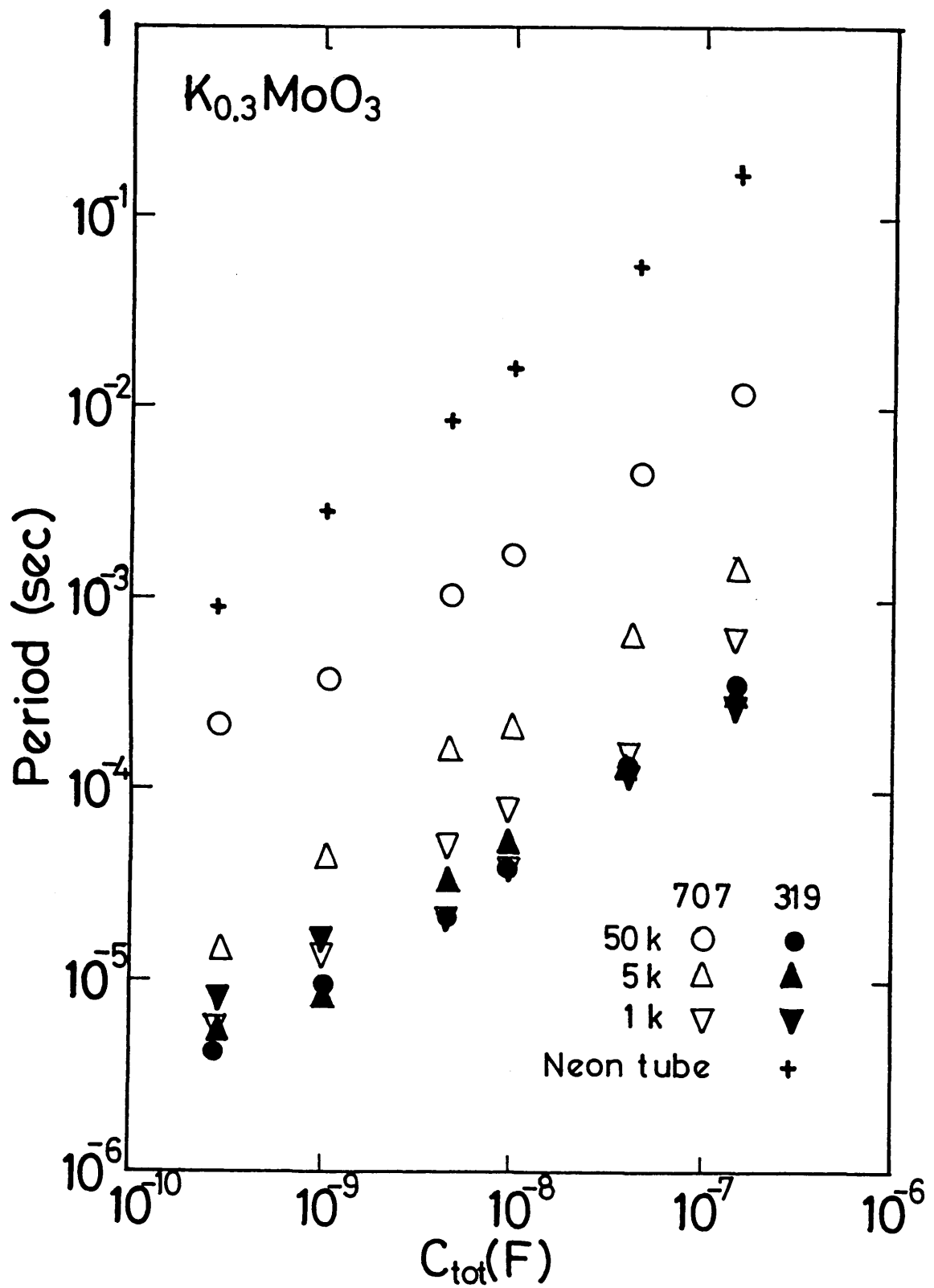
(図 V-2-10) 振動の周波数の、スイッチングのしきい電場で規格化した電場に対する依存性。



(図 V-2-11) RTDの $C_{ext}$ 依存性。

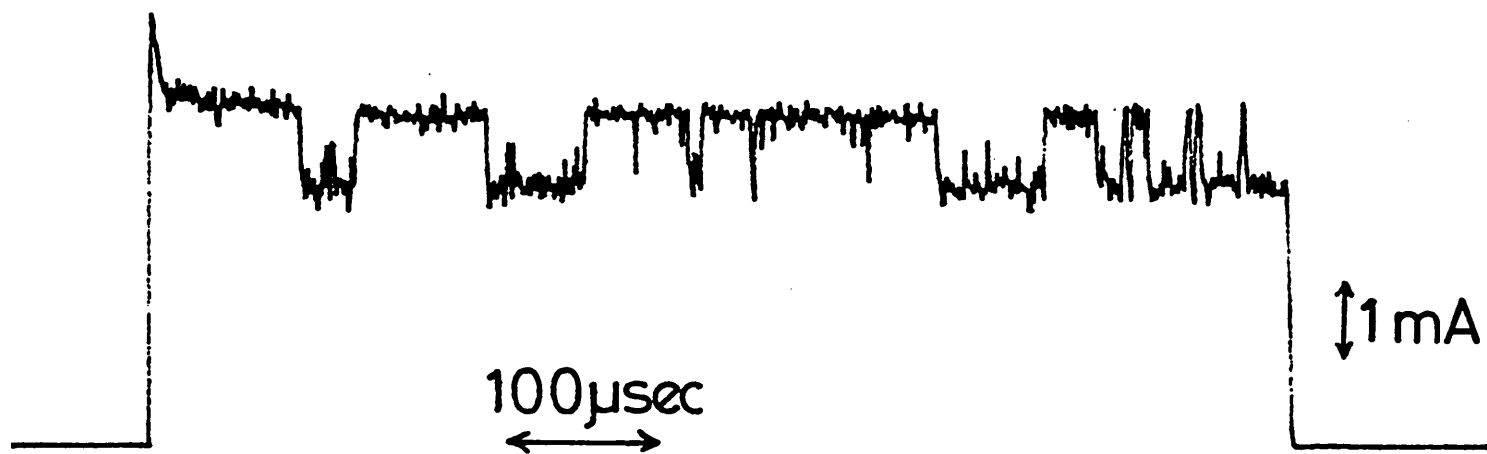


(図 V-2-12) RT0の振動周期の $C_{tot}$ に対する依存性。



(図 V-2-13) 色々な試料における、RTOの振動の周期の $C_{ext}$ に対する依存性。

比較の為にネオンランプにおけるRTOの周期の $C_{ext}$ 依存性も示してある。



(a)



(b)

(図 V-2-14) 時間領域で観測された不連続な電流の跳び。

ある基本電圧を単位として、その整数倍の電圧のみが観測されている。今の場合も、電流のヒストグラムを取ってみると(図V-2-15)の様に、0.64 mAを単位としてその整数倍の階段状応答が観測されている事が分かる。又、最も長い時間観測される電流値を、電圧の関数としてプロットすると(図V-2-16)の様な階段状のI-V特性が得られる。何れにしても、 $Ko.3MoO_3$ の電流応答にも量子化された電流の跳びが観測される事が分かった。

## 2.4 有限の時間遅れ

(図V-2-17)は、別のある試料における電流応答を表したものである。電圧パルスが加わると、有限の時間遅れがあつてからスイッチオン状態になる事が分かる。遅れ時間は温度や電圧に強く依存する。(図V-2-18)は、色々な温度における遅れ時間を、電圧の関数として図示したものである。各温度で、遅れ時間は電場Eの関数として $\exp(-E_0/E)$ の様に表されることが分かる。

以上の様な、多彩な時間領域の応答のうちのどれがどのような場合に観測されるかは、特にバルクへの系統的な依存性はなかった。ただ、電極の付け方によって、幾つか違った現象が現われる様である。

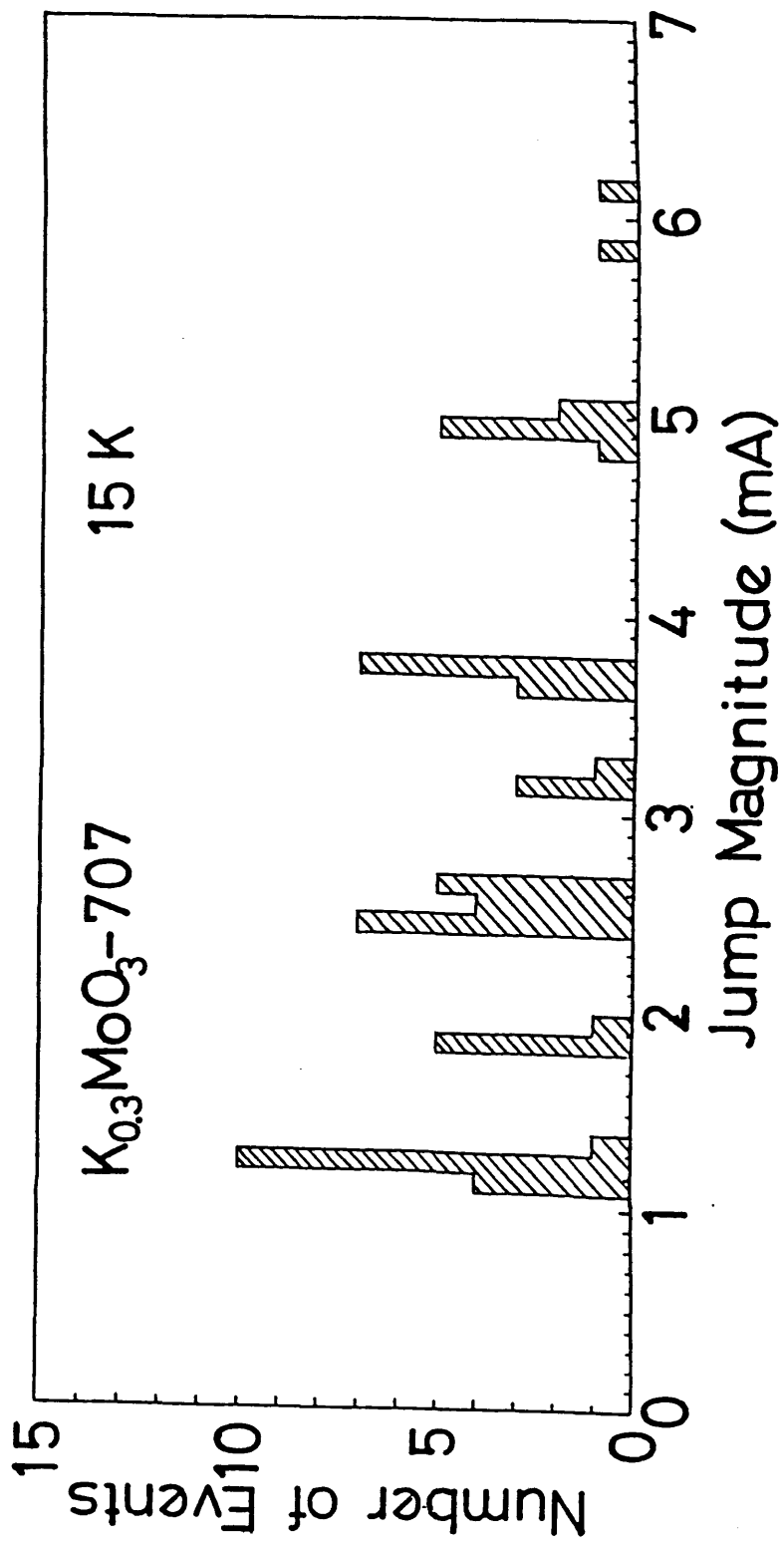
## 2.5 間欠性

(図V-2-19)は電流応答を、もう少し長い時間の尺度で見たものである。電流応答は明らかに間欠的である。即ち、電流応答が、スイッチオンの状態とスイッチオフの状態を交互に不規則に繰り返している。間欠性は、電流値が低いほど顕著である。この現象を便宜的に次のように扱う((図V-2-20))。即ち、試料は、次の二つの状態を行き来すると考える。状態"0"は高抵抗の状態、状態"1"は低抵抗の状態で、時に振動を伴う。ここで、 $t_0, t_1$ をそれぞれの状態の持続時間、 $T_0, T_1$ を $t_0, t_1$ の平均値とする。 $T_0, T_1$ は、実際に長時間にわたり時系列を測定し、それから求める事ができる。(図V-2-21)は、この様にして求めた $T_0, T_1$ の平均電流値に対する依存性である。どの温度でも、 $T_0$ は電流値が増加すると短くなり、 $T_1$ は電流値が増すと長くなる。そこで、各温度における間欠性の特徴的な時間 $T_m$ を次の様に定義することにする。

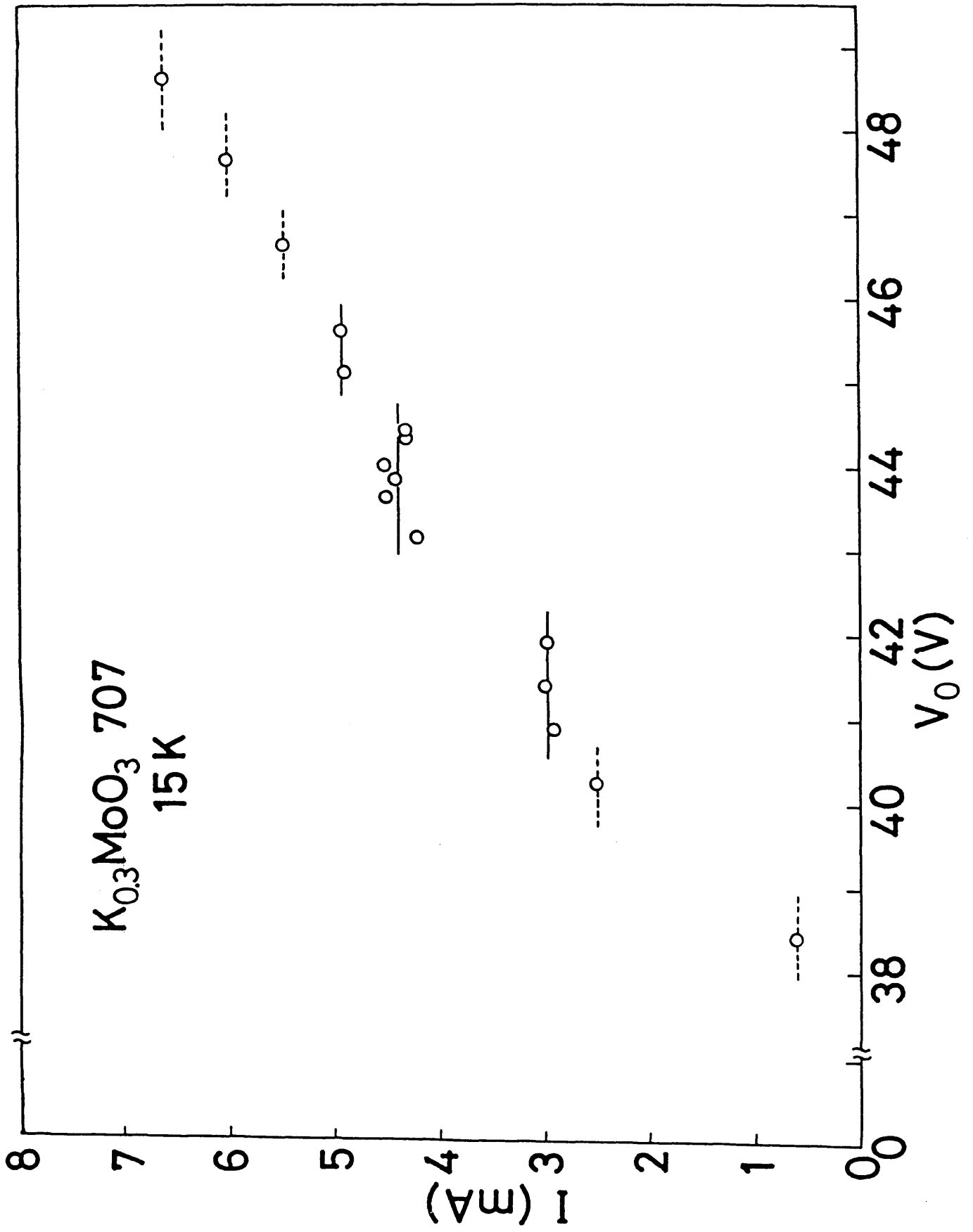
$$T_m = T \text{ when } T_0 = T_1 \quad (V-2-3)$$

ただし、Tは次の量である。

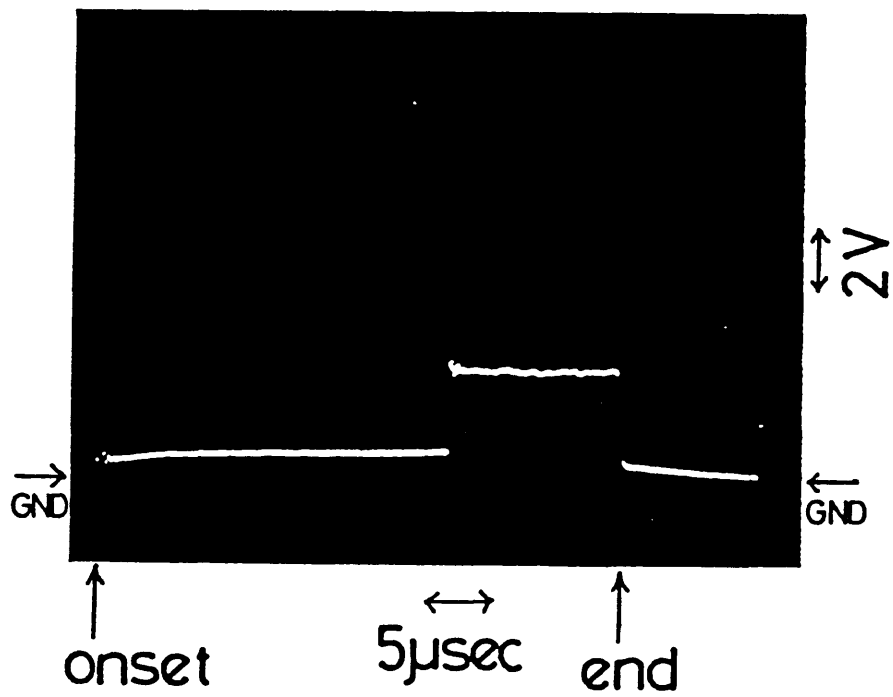




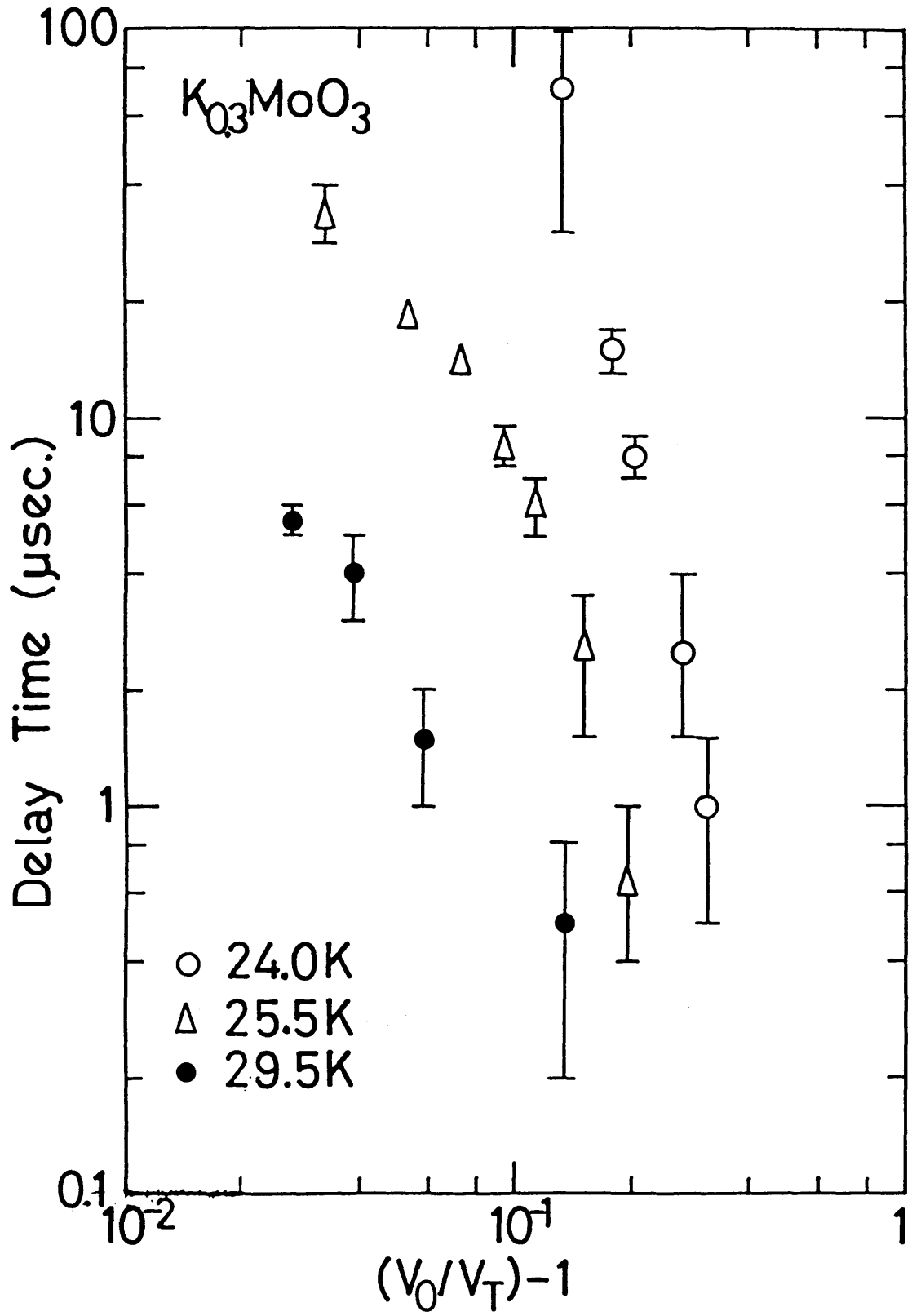
(図 V-2-15) 63回の電流の跳びに対するヒストグラム。



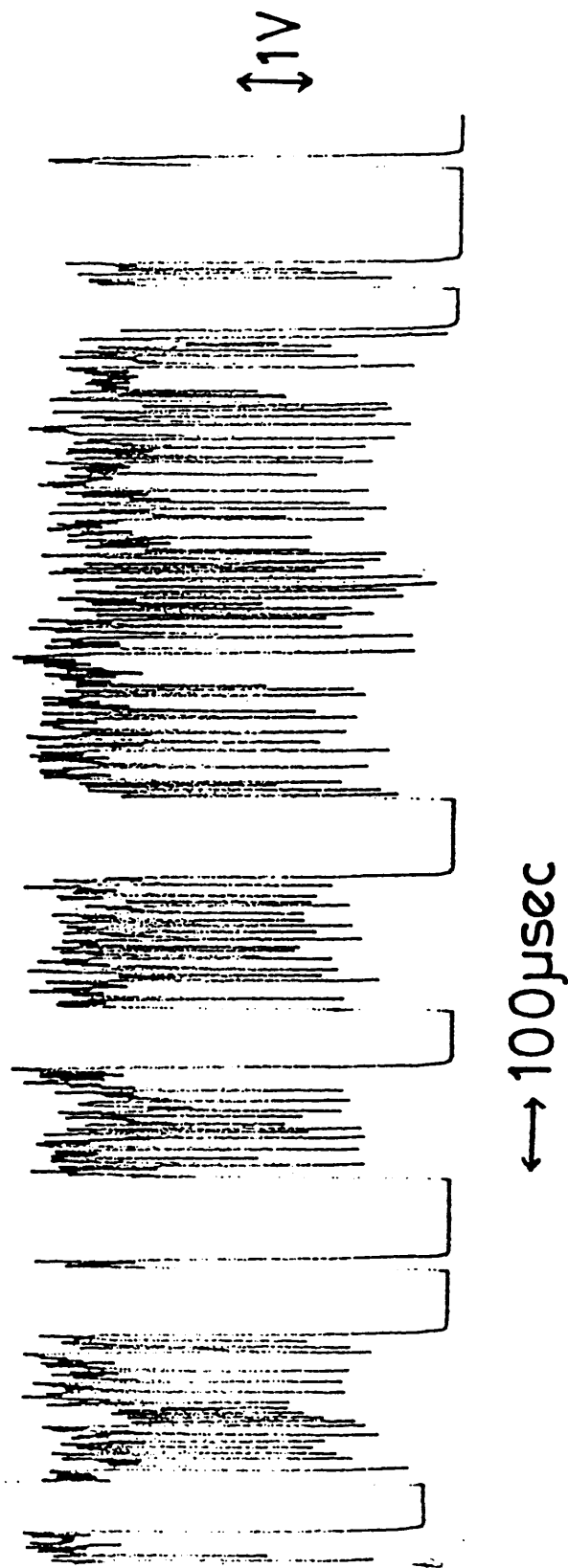
(図 V-2-16) 最も長い時間観測される電流値の電圧に対する依存性。



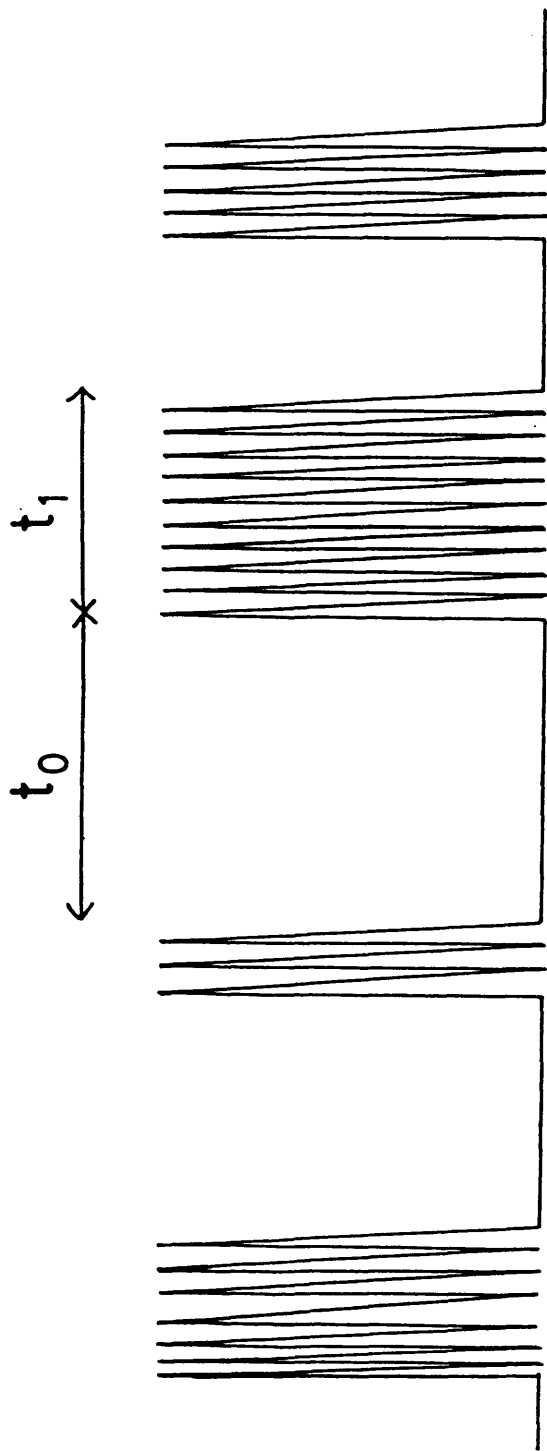
(図 V-2-17) 時間領域で観測されたスイッチングが起こるまでの有限の時間遅れ。



(図 V-2-18) 遅れ時間の電場並びに温度に対する依存性。



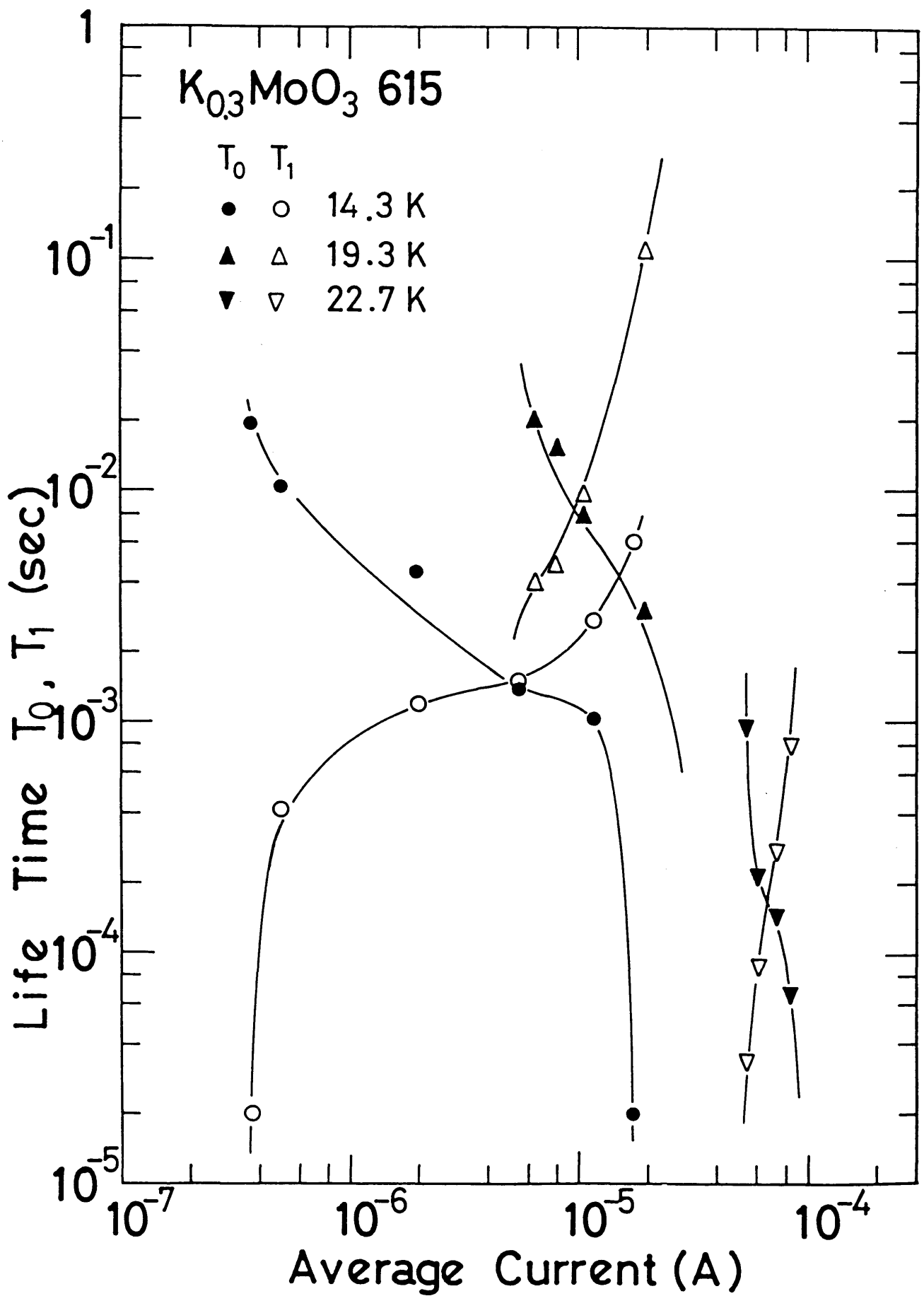
(図 V-2-19) 時間領域の電流応答に見られる間欠性。



$$\langle t_0 \rangle = T_0$$

$$\langle t_1 \rangle = T_1$$

(图 V-2-20) 間欠性の模式的表現。



(図 V-2-21)  $T_0, T_1$  の電流依存性。  
268

$$T^{-1} = T_0^{-1} + T_1^{-1}.$$

(V-2-4)

(図 V-2-22)は、三個の試料における、色々な温度における $T_m$ の値を温度の逆数に対して片対数表示したものである。20 K以上では $T_m$ は熱活性化型になり、その活性化エネルギーはどの試料でもほぼ等しく、87 K (7.5 meV)である。

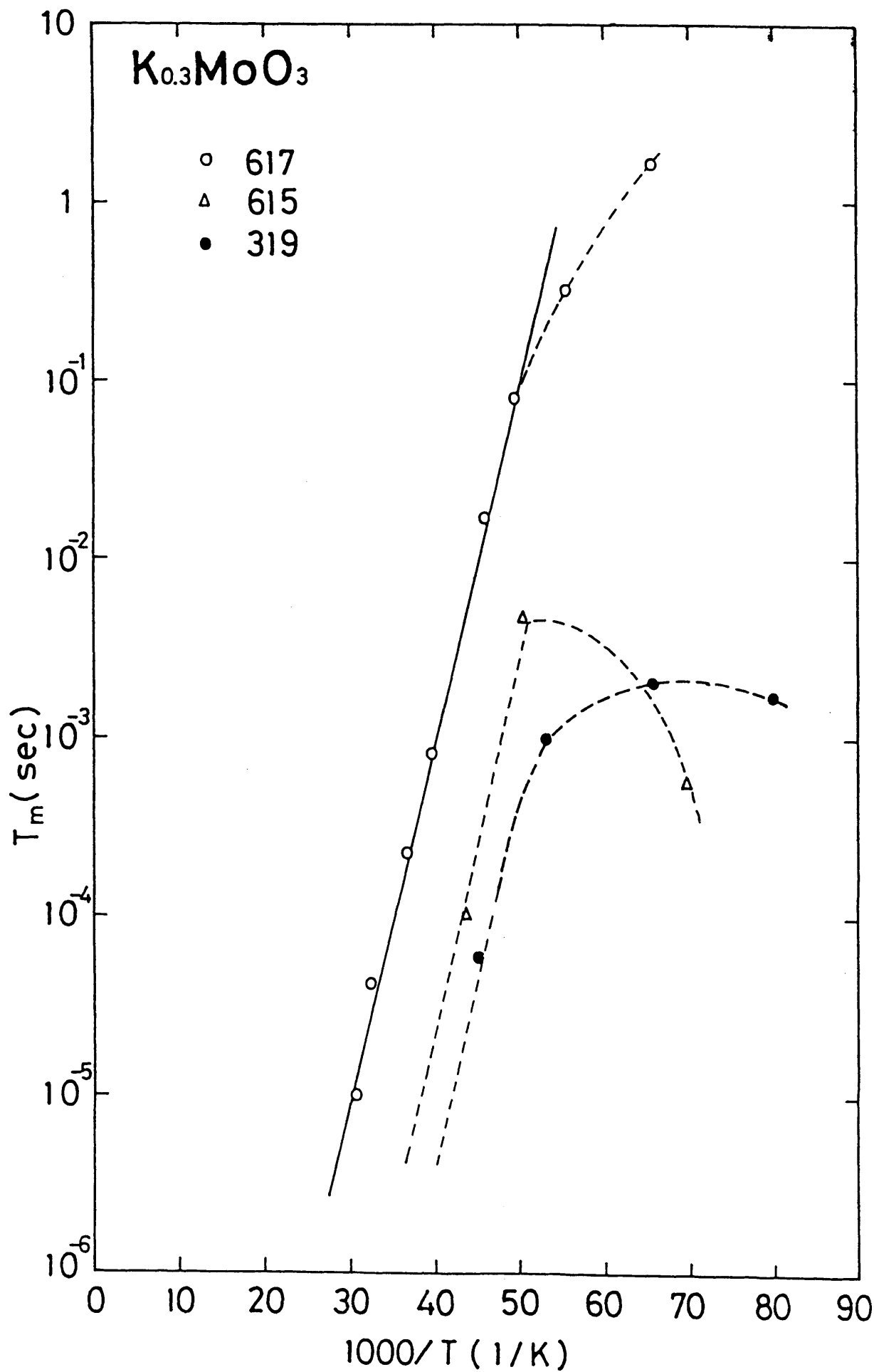
### 3) 交流伝導度

(図 V-2-23)は、6.6 Kにおける、しきい電圧 $V_T$ 以上の直流バイアスを加えて試料をスイッチオンにした状態での交流伝導度の周波数依存性を、色々な直流バイアス値に対して示したものである。幾つかの構造が見られるが、まず最も高周波側では、伝導度の実部、虚部共に周波数が増えると、増加して行く。次に、中間的な周波数領域には、実部にピーク、虚部にそれに対応する共鳴的な構造が見られる。この構造は、直流バイアスを増やすと高周波側に移動して行く。この構造の低周波側では、伝導度の実部は周波数に依存しなくなり、逆に高周波側では、周波数が増えると伝導度は減少して行く。これに対応する虚数部の構造は共鳴的な構造を中心とした大きな窪みであり、伝導度は負になっている。又、最も低周波側では、直流バイアスを大きくしたときに顕著になってくる幅広い構造がある。この構造は、周波数走査毎に少しずつ違っており、その意味でやや不規則である。

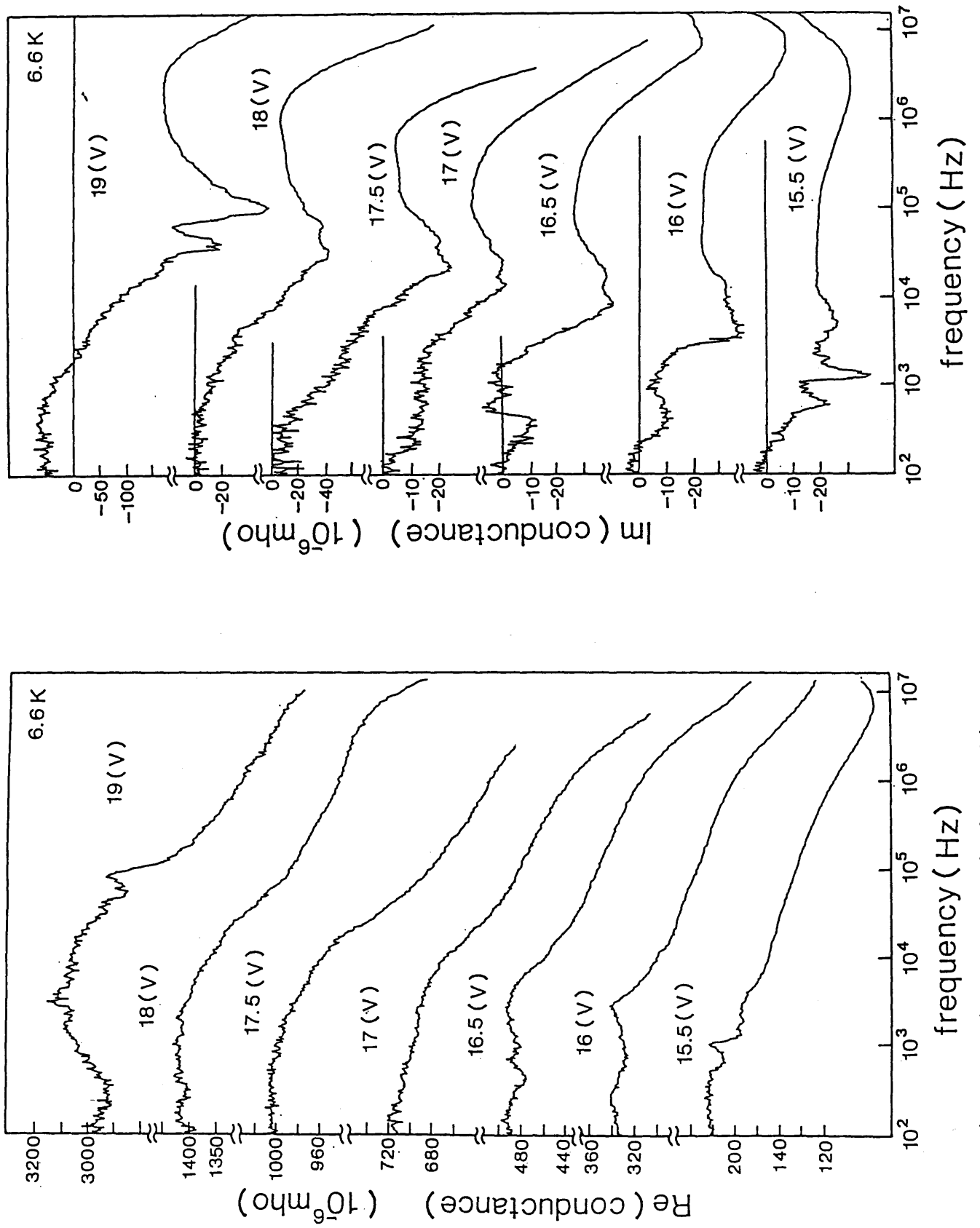
(図 V-2-24)に、スイッチングを示さない試料での、伝導度の周波数依存性の測定例を示す。基本的には、すぐ上で述べた、スイッチングを示す試料における測定結果と変わらないが、ただ一つの違いは、最も低周波に見られた幅広い不規則な構造が全く欠如している事である。

以上の結果を分かりやすく整理する為に、模式的な図を描いてみた((図 V-2-25))。最も高周波で見られる伝導度の増加を、“A”と呼ぶ事にする。次に中間周波数領域に見られる共鳴的な構造を、構造“B”と呼ぶ。“B”の周りにはある構造は、“B”の一部と見なせないこともないが、我々はこれを“C”と呼び区別する。と言うのは、“B”は、加える交流電圧の振幅に大きく依存するのに対して、“C”は、ほとんど依存性を示さないからである[259]。この構造“C”は、金属中の自由電子が示すドゥルーデ(Drude)型の伝導度

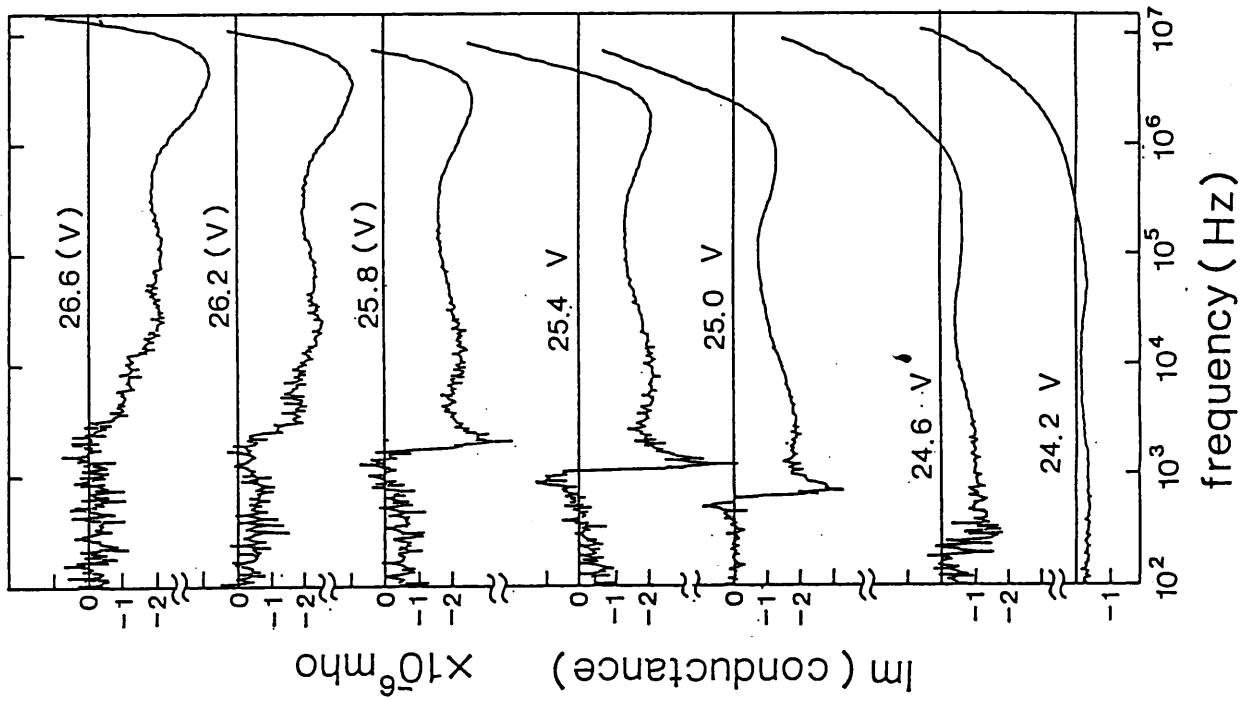
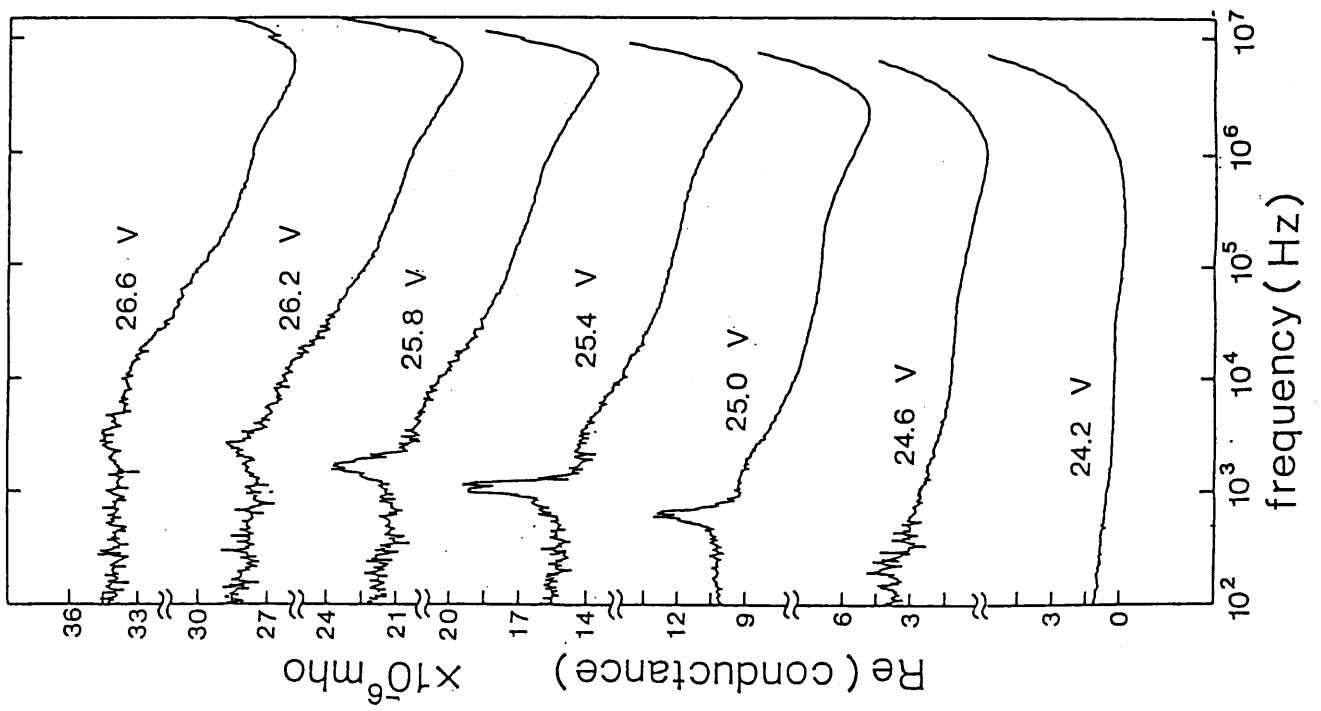




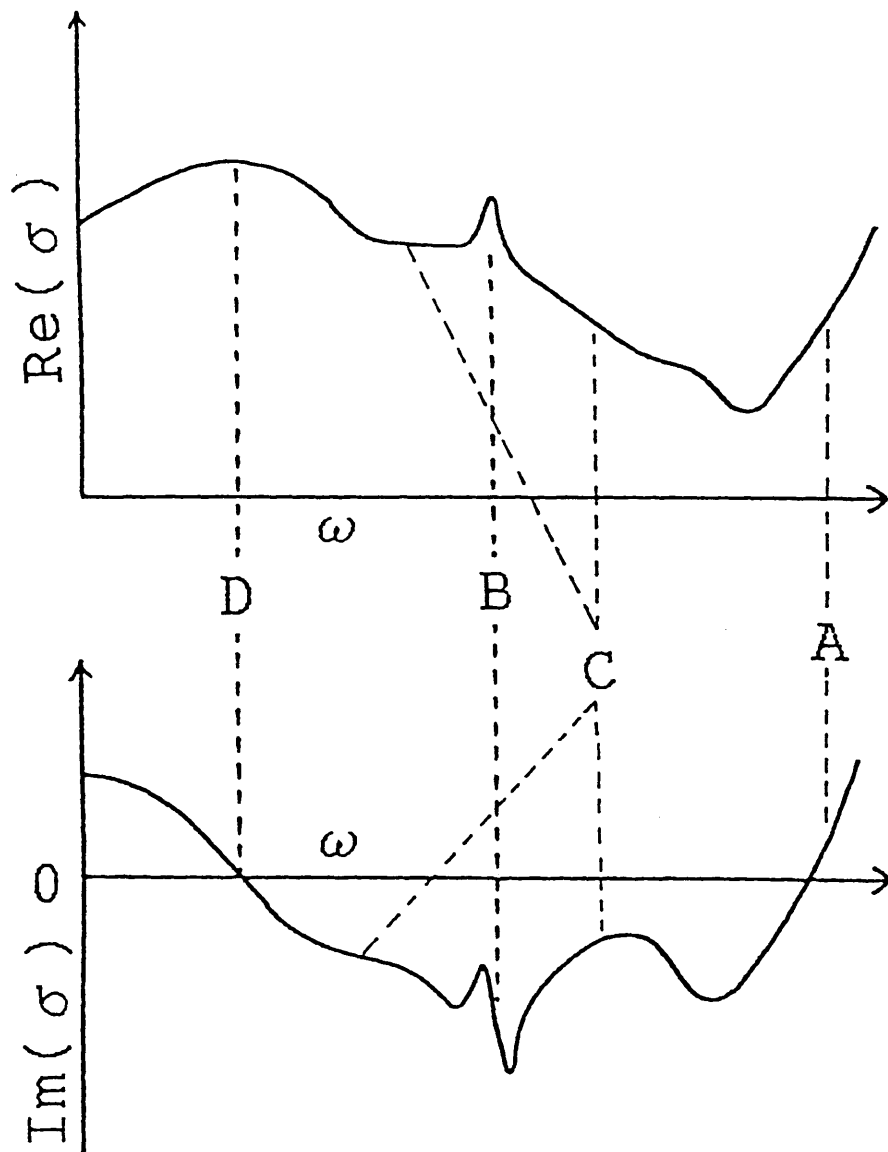
(図 V-2-22)  $T_m$  の  $1/T$  に対する片対数図。



(図 V-2-23) スイッチングを起こす試料での、スイッチオン状態の交流伝導度の周波数依存性。



(図 V-2-24) エイッチングがなされた試料での、伝導度が大きい電圧領域での



(図 V-2-25) 交流伝導度の周波数依存性の模式的表現。

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 / (1 + i\omega\tau)$$

(V-2-5)

に似ている。今の場合、特性周波数、即ちクロスオーバー周波数 $1/\tau$ が、ちょうど構造”B”の周波数と一致している。それと、最低周波側に、スイッチングを起こす試料だけで見られる幅広く不規則な構造があるが、これを、構造”D”と呼ぶ。これらの構造は幾つかの試料で共通に観測されたものである。

### § 3 解析と議論

#### 1) スイッチングはCDWのスライディング運動か？

最も重要な問題は、低温で示すスイッチング現象はCDWの運動かどうかということである。特に、今の場合、しきい電場が、数十V/cmと、CDWのスライディングとしては大きい。従って、この激しい非線型伝導はCDWのスライディングとは関係ないのではないかという疑いがつい最近まで持たれていた。例えば、衝突イオン化などである[261]。これは、ひとえに、この現象がCDWの運動である事を示す直接的な証拠がなかったからである。しかし、§2の2)で見た様に、スイッチングを起こして伝導度が大きくなった状態で、CDWの並進に伴って発生する振動電流が観測された事から、この現象がCDWの運動によるものである事は疑う余地がなくなった。

#### 2) 直流電気伝導度測定の結果について

##### 2.1 CDWの受ける減衰力について

(図V-2-1)で見た直流伝導度の温度変化は、極めて重要なことを物語っている。まず、スイッチオフ状態の伝導度は、活性化エネルギー20 meV程度の熱活性化型になっている。この活性化エネルギーの値は高温側の活性化エネルギーの値に比べてやや小さい。何れにしても、スイッチオフ状態の伝導度は温度が下がると減少して行く。これに対して、スイッチオン状態の伝導度は、温度が下がるとむしろ増加している。この事は、最近のCDWの伝導度に対する理解に照らし合わせると、極めて異常である。他の物質や、この物質の高温のCDW状態では、伝導度のうちのCDWが担っている分 $\sigma_{CDW}$ は、正常電子が担う伝導度 $\sigma_{Normal}$ に比例するという事実が確立されつつある[248,250]。これは、CDWが作り出す変形を正常電子が遮蔽しようとして移動する際にエネルギー散逸を受ける事によると考えられている[265]。ところが、今の場合は、 $\sigma_{Normal}$ (これは $\sigma_{off}$ に比例すると考えられる)は温度が低下すると減少して行くのに対して、 $\sigma_{CDW}$ (これは、今の場合 $\sigma_{on}$ に比例すると考えられる)は温度が低下すると、逆に増加する。従って、明らかに、 $\sigma_{CDW}$ と $\sigma_{Normal}$ の比例関係は成り立っていない。従って、低温のスイッチオン状態ではCDWの変形を通常電子が遮蔽するという描像が正しくないことを示している。別の言い方をすれば、低温のスイッチオン状態では、CDWは局所的な変形をしないか、又は、変形しても

何らかの理由で通常電子はそれを遮蔽できないかのどちらかである。そうすると、CDWに減衰を与えるものとしては、不純物散乱、又は、フェーズン同志の散乱である。前者によるダンピングは、恐らく温度変化を与えないだろうし、後者の場合は、高田らによって、 $1/\tau$ が $T^2$ に比例する事が示されている[266]。(図V-2-3)のデータは、温度が低下するほど $\tau$ が長くなって来る事を示しており、後者の機構の存在を窺わせるが、温度依存性が $T^2$ よりも緩いので、恐らく両方の機構が関与していると思われる。UCLAのグループは、 $\sigma_{on}$ が観測できないと報告しているが[267]、恐らく、これは $\sigma_{on}$ が彼らの試料でははるかに大きいためではないかと思われる。この様に $\sigma_{on}$ の大きさに大きな試料依存性がある事は、 $\tau$ に不純物散乱も寄与している事を強く示唆する。

## 2.2 $E_T$ 以下での非線型性について

直流伝導度は、スイッチングのしきい電場 $E_T$ 以下でも明らかに、電場依存性を持っている。この非線型性は電圧を $V_T$ 以下から走査して一度スイッチングを起こして再び $V_T$ 以下に電圧を下げてても全く変わらない事から、他の物質の高温で見られる、準安定性が関与した現象とは本質的に異なるものと思われる。ここでもう一度(図V-2-1)を見ると、 $E_T$ 以下での非線型伝導度は、温度を上げるとすぐ前で述べた様に、増加して行くが、それが、スイッチングが消滅する温度付近で、それより高温の、通常のスライディング状態の非線型伝導度へと連続的につながって行く様に見える事である。すると、高温のスライディング状態の非線型伝導度と、低温の $E_T$ 以下の非線型伝導度は特に区別されるべきものでないのではないかと思われる。即ち、低温の $E_T$ 以下で起こる非線型伝導度も何らかの形でのCDWのスライディングではないかと思われる。又、 $on$ 状態の伝導度を、高温のスライディング状態と低温のスイッチオン状態で連続的に見ると、 $\sigma_{on}$ の温度変化に変化が起こる温度からスイッチングが観測されることになり、スイッチングの発生機構とCDWの受ける減衰力との間に強い相関がある事を窺わせるものである。事実、(図V-2-2)に示した様に、スイッチングを起こさない試料では伝導度が大きく増加した状態(スイッチングを起こす試料におけるスイッチオン状態に対応する物)での伝導度は、高温と同じく、温度が低下すると減少して行く。従って、 $\sigma_{on}$ の特異な温度依存性は、スイッチングを起こす試料においてのみ観測されるものである。

## 3) 時間領域の応答波形について

既に述べた様に、時間領域の応答波形にCDWの並進に伴うはっきりした振動が観測される事から、低温のスイッチングはCDWのスライディングによるものであることが明らかになった。この他にも時間領域の波形観察から多彩な応答が観測された。これらについて一つずつ議論する。なお、間欠性については節を改めて議論するのでここでは省く。

### 3.1 量子化された電流の跳び

電流応答が階段状になる原因としてまず初めに考えられる事としては、試料がいくつもの小さな部分に別れていて、それらが独立にスイッチオンになったりならなかったりしているだけだというのが一つの可能性として揚げられる。しかし、この様な場合は、ステップの大きさがある単位の整数倍になるということは、容易に説明できない。従って、もっと他に原因を求めべきである。

これらの階段状応答は、Ongらによって $\alpha$ -TaS<sub>3</sub>で観測されている現象と酷似している[263]。こういった階段状応答は、電極のところで位相の渦糸が形成され、運動するという考えで説明されている。このモデルによると、電流の跳びの大きさ $\Delta I_s$ は、

$$\Delta I_s = (\text{integer}) \times n_c e \lambda b v_v, \quad (V-3-1)$$

で与えられる。ここで、 $b$ は資料の厚み、 $v_v$ は渦糸の速度である。今の場合、実験から求められた値 $\Delta I_s = 0.64 \text{ nA}$ を(V-3-1)式に代入する事により、 $v_v \sim 10 \text{ cm/sec}$ を得る。電流応答の変化する時間間隔を見てみると、約0.1 msec程度であり、固有の振動の周期と同程度の時間である。又、このモデルによると、電圧が、 $V_T$ に非常に近い場合は、渦糸の間隔が広く、個々の渦糸は、それぞれ独立に運動する為、応答はかなり不規則性を含むが、電圧が増えてくると渦糸の間隔が狭まってきて、渦糸は一緒に運動する様になり、電流応答は規則的になるという。今の場合も、電圧を増やして行くと、不規則な階段状の応答から、規則的な振動へと移り変わりが観測されており、定性的には、このモデルの予想と良く一致する。

この様に、位相の渦糸による説明は実験結果を定性的に良く説明するが、問題は、しばしば、単位電流の10倍にも達する跳びが観測される事である。この事は、渦糸モデルの立場では、一度に10個の渦糸が生成、あるいは消滅しなければならず、これを説明する為には、どうしても、試料がいくつものドメインに別れていて、各ドメインで同時に渦糸が生



成、又は消滅していると考えねばならない。しかし、この点を除けば、渦糸モデルは、実験結果を定性的にも定量的にもよく説明する。従って、観測された階段状の電流応答は、ある種のCDWの単位運動の姿と見てよいと思われる。

又、渦糸の運動が観測されたとすると、CDWのダイナミックスを考える際に、位相のダイナミックスだけを考えていては不十分だという事も意味する。

### 3.2 緩和型振動(RTO)

I-V特性と回路の負荷曲線が交点を持たないところでは、緩和型の振動が観測され、その周期は、外部回路素子、より具体的には、(図V-2-4)の $C_{ext}$ に大きく依存する。この種の振動は、 $Ko.3MoO_3$ の様なCDWという固有の周期を持ったもので無くとも、履歴を伴うスイッチングI-V特性を持ちさえすれば観測される。その典型例がネオン管である。即ち、オンオフに伴うコンデンサーの充放電を繰り返しながら、振動を持続させる。その様子は、ファンデルポール (van-der-pol) 方程式で記述される。より簡単には、一次の微分方程式を解く事により、

$$I = (V_o/R_o) \left( \left\{ R_o / (R_o + R_{off}) \right\} + (1/R_o) (V_o(R/R_o) - V_D) e^{-t/\tau_{off}} \right) \quad (0 < t < T_1) \quad (V-3-2)$$

$$\left\{ = (V_o/R_o) \left( \left\{ R_o / (R_o + R_{on}) \right\} - (1/R_o) (V_s - V_o(R/R_o)) e^{-t/\tau_{on}} \right) \quad (T_1 < t < T_1 + T_2) \right.$$

と与えられる。従って、振動の周期Tは、

$$T = T_1 + T_2 \propto CR_o \quad (V-3-3)$$

となり、Tが容量Cに比例することが分かる。当然のことながら、コンデンサーの充放電する電荷は、振動の一周期で打ち消すが、オンの状態に正味の電流が流れることになる。

$Ko.3MoO_3$ の低温のスイッチングに伴って観測されるRTOは、基本的に上の性質を充たしており、やはり、I-V特性と回路の負荷曲線との相互作用によって起こっているという側面を持っているのは確かである。従って、初期に、固有の振動がまだ発見される前に、RTOを、スイッチングがCDWの運動であることの証拠と我々が考えたが、これは、明らかに誤りである。しかし、逆に、スイッチングがCDWのスライディングによるものであることが一度明らかになると、RTOが回路との相互作用によるという要素を含んでいたにし

ても、電流を運んでいる実体はCDWであるわけであり、振動一周期分には、少なくともCDWの波長の整数倍の電流を含むことには違いない。外部容量 $C_{ext}$ が小さいときのRTOの周期は、固有の振動の周期に比べて一桁近く速い。従って、 $C_{ext}$ が小さいときのRTOは、やはりCDWの単位運動に対応していると考えるのが妥当である。問題は、 $C_{ext}$ を増やしたときに、振動一個で運ばれる電荷が増えて行くのをどう考えるかである。考えられる可能性は次の二つである。即ち電荷が増えたのに対応して進む距離も増えたか、それとも、進む距離は替らずに断面積が増えたかである。前者については、もしCDWの運動が一波長の並進を単位としたものであれば、複数波長の並進が起こっている状態では、一波長の並進ごとに応答波形に構造が見えるはずである。しかし、実際はそのような構造が見られないので、一度に何十波長もの並進が起こらねばならないことになり、余り考えにくい。それに対して、後者の断面積が変化するという考え方は、よりあり得そうである。実際、(図V-2-7)を見てみると、固有の振動に対しても、異なる傾きを持った二個の分枝が観測されており、少なくとも、電流値によって、スライディング運動に参加している断面積が変化している事は事実である。従って、後者の可能性の方が強いように思われるが、現段階では実験的な決着が付けられないままである。例えば、更に $C_{ext}$ を増やして行くと電荷 $Q$ がどうなるかが非常に興味あるところだが、実際にそれを行ってみると、電圧は変化していないのに、スイッチングが起こらなくなってしまう。従って $C_{ext}$ は、振動の周期に影響を与えるだけでなく、I-V特性そのものにも影響を与えている様である。実際、固有の振動が $C_{ext}$ によらないことを調べた実験(図V-2-9)においても、更に $C_{ext}$ を増やして $C_{ext}=0.047\ \mu\text{F}$ にすると、(図V-3-1)に示す様にRTOが現われる。この事からも、 $C_{ext}$ は、I-V特性その物に影響を与えると見てよさそうである。これについては、後でスイッチングがなぜ起こるのかを論じる際に、再び触れることにする。

いずれにせよ、 $C_{ext}$ が小さい時に表われる振動については、やはりCDWの単位運動の一形態と見てよさそうである。

### 3.3 有限の時間遅れ

電圧がしきい電場に非常に近いところでは、スイッチングが起こるまでに、顕著な有限の時間遅れがあることがわかったが、この現象は、すでに、 $\text{NbSe}_3$ のスイッチング状態で報告されている。そこでは、時間遅れが生じる理由について、試料がいくつものドメインに分れており、そのドメインが整列するのに有限の時間が必要とされるとの説明がなされ

no  $C_{ext}$



$0.047 \mu F$



$20 \mu A$

$1 msec$

GND

(a)

(b)

(図 V-3-1) (図 V-2-9) で更に  $C_{ext}$  を増やしたときに RTO が現われる様子。

ているが、物理的な描像が余り明らかでない。この現象をどう理解するかは、スイッチングをどう理解するかに密接に関係しており、後に譲り、ここではこれ以上論じないことにする。

#### 3.4 本節のまとめ

直流電圧に対する電流応答を時間領域で観測する事により、多彩なCDWの応答の形態が明らかになった。特に、CDWの単位運動に対して①固有の振動②量子化された電流の跳び③緩和型振動と少なくとも三種類の形態があることが分かった。どの様な場合にどの応答が出てくるかは後で議論する。この様に多彩な応答が容易に観測できたのは、伝導度の変化が劇的な $Ko.3MoO_3$ の低温のスイッチング状態ならではの事である。

又、ダイナミクスを議論する際に、位相以外の自由度を考慮することも必要である事も分かった。

#### 4) 交流伝導度測定の結果について

第二章で、交流伝導度の周波数依存性に現われた幾つかの構造を四つに整理し、それぞれ“A”から“D”と番号を付けた。初めにこれらの一つ一つを解釈して行く事にしよう。

##### 4.1 構造“A”

この構造は、いわゆるピン止めされた位相モードの一部と考えられる。実際、たまに、スイッチオフ状態の抵抗が、比較的温度の高いところで、かろうじて測定可能なインピーダンスになることがあり、そのような試料でスイッチオフ状態で伝導度の周波数依存性を測定してみると、やはりこの構造が現われる。従って、構造“A”は、ピン止めされた位相モードの低周波側の裾野を見ていると考えられる。では、どうして、スイッチオン状態、即ちCDWがスライディングしている状態で、ピン止めされた位相モードが観測されるのであろう。まず初めに考えられる単純な理由は、試料の一部がスライディングに参加しており、残りの部分がピン止めされたままであるという事である。しかし、“A”の構造の振動子強度は、バイアスを増加していても全く変化しない。従って、もっと積極的な理由から、ピン止めされた位相モードが観測されるものと考えられる。後で、構造“C”について考察するが、その時にもう一度この問題について議論する。

##### 4.2 構造“B”

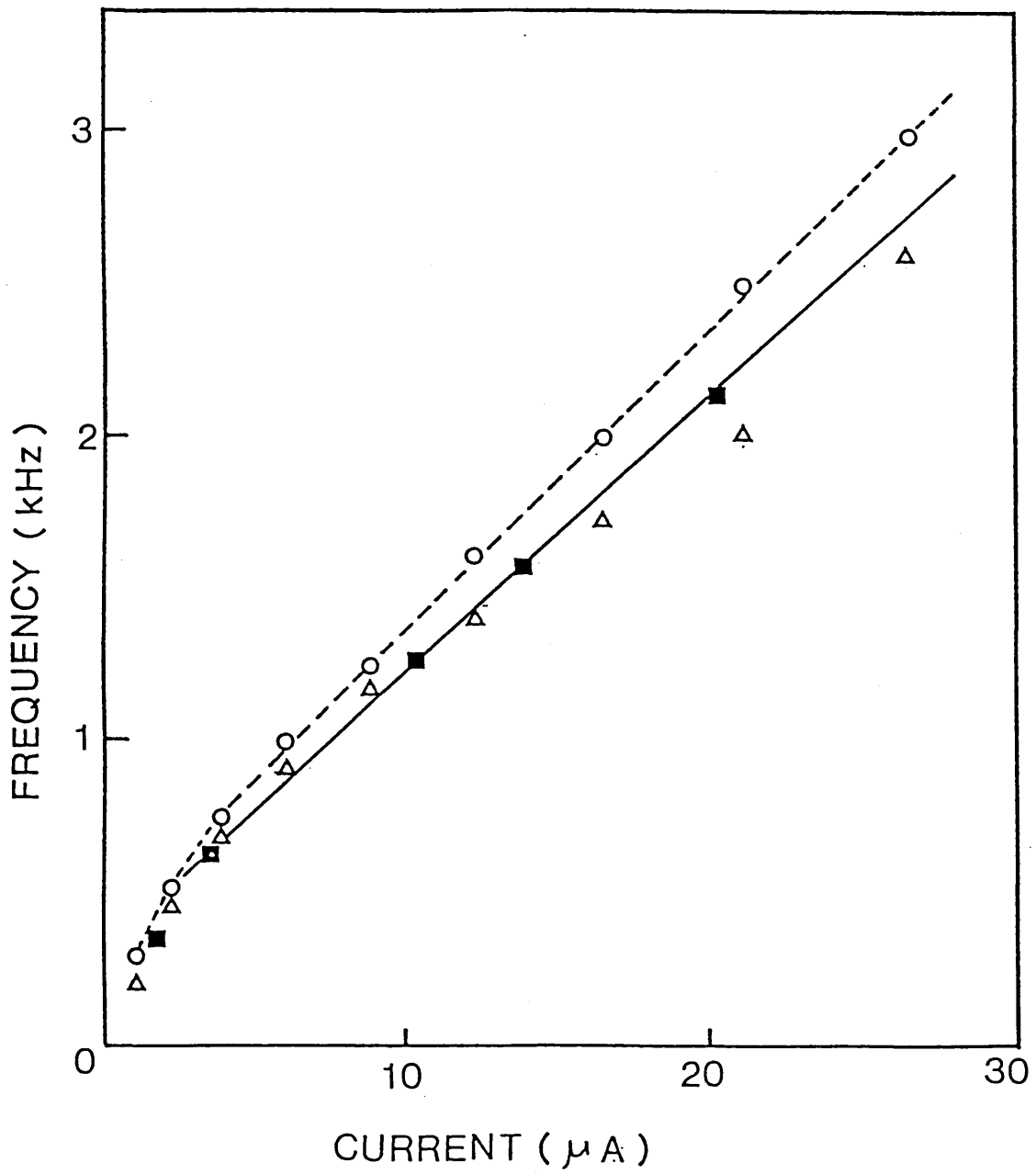
この構造は、明らかに、CDWの並進運動に伴った固有の振動と外部から加えた交流電

場との干渉効果である。実際、直流電圧のみを加えた状態で観測される電流振動の周期と、構造”B”の周波数を比較してみると、(図 V-3-2)に示す様に、両者は、同じ電流値に対して、ほぼ同じ値を示しており、しかも電流に比例して増加している。従って、この構造は、固有の電流振動と外部から加えた交流電場との干渉効果である事を疑う余地がない。

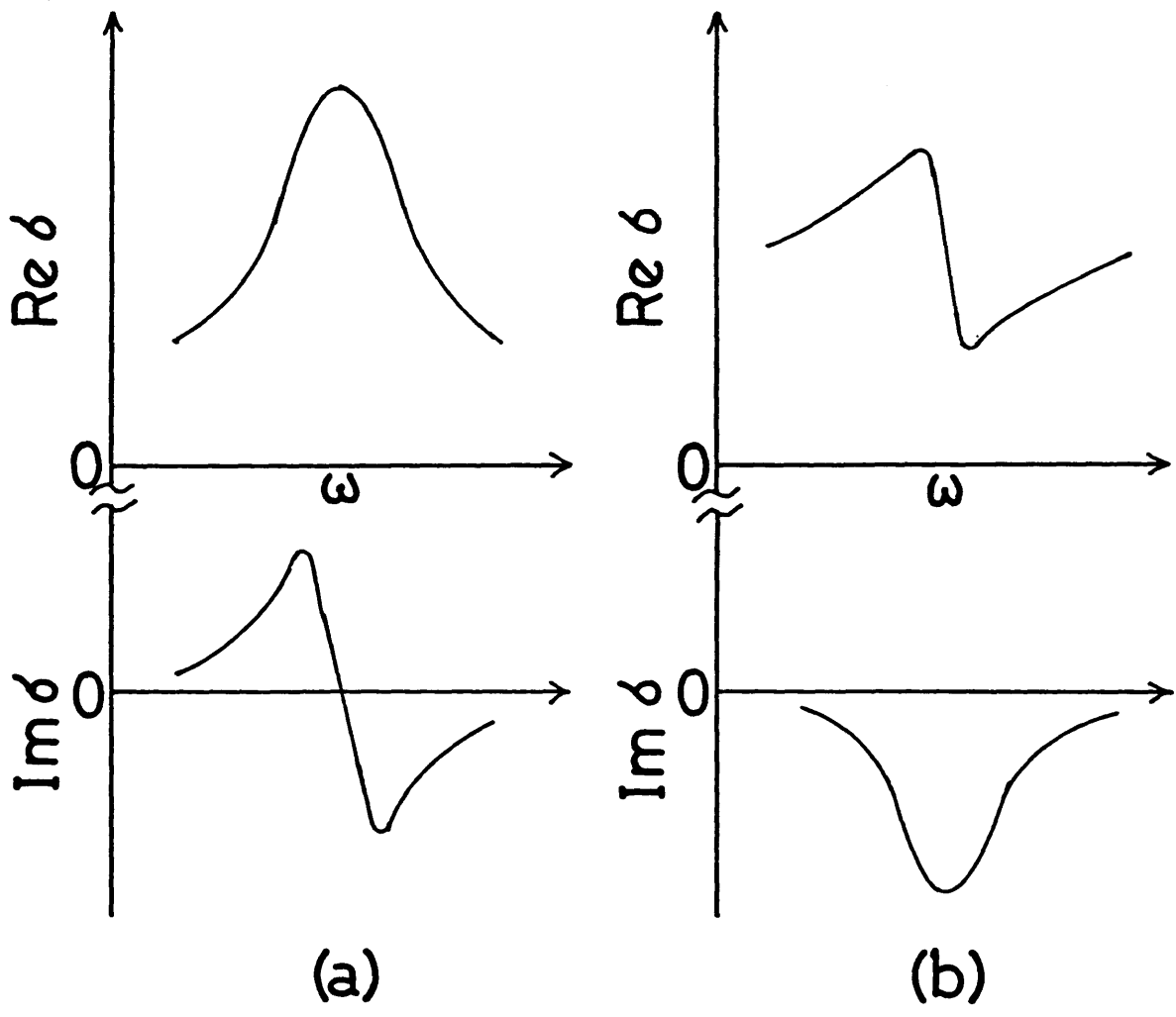
外部電場と CDW の固有の周期との干渉効果は NbSe<sub>3</sub> や TaS<sub>3</sub> でも既に良く知られているものである [169-173]。しかし、伝導度の周波数依存性という形で干渉による構造を見てみると、本研究で得られたものは、これまで得られたものとはかなり異なっている。即ち、NbSe<sub>3</sub> などでは、実部は干渉の周波数の所で、階段状に減少し、それに対応して、虚部はディップになる [173]。いわば、散逸的な構造を示す。これに対して、K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub> の低温のスイッチオン状態で得られた構造は、実部がピークになり、虚部が干渉の周波数のところで符号を変えるという、いわば共鳴型の構造をしている。この違いを模式的に、(図 V-3-3)に示した。なぜこの様な違いが生じるかはよく解らないが、実験条件を比較してみると、両者の間には大きな違いがある。前者の場合は、交流の振幅は、直流バイアスと同じオーダーであり、いわゆるモードロッキングと呼ばれる現象であるのに対して、今の場合は、交流の振幅は、直流バイアスよりも二桁ぐらい小さい。この事が、CDW と外部電場との相互作用の仕方に、質的な違いをもたらすのではないかと思われる。

#### 4.3 構造”C”

この構造は、既に述べた様に、いわゆるドゥルーデ型の構造である。そして今の場合、特性周波数  $1/\tau \equiv \omega_0$  が固有の振動の周波数  $\omega_{osc}$  にほぼ等しくなっている。CDW がスライドしている状態でドゥルーデ型の伝導度が観測されること自体は、CDW のデピンニングという見地からするとともに事である。しかし、何故その特性周波数が  $\omega_{osc}$  に等しくなっているのだろうか。次の二つの極端な場合を考えてみよう。まず加えた交流電圧の周波数  $\omega$  が  $\omega_{osc}$  よりも十分小さい場合を考える。この場合は、交流の一周期の間に、CDW はピン止ポテンシャルを何度も乗り越えて並進する。又、一波長の運動の間の交流電圧の大きさの変化も非常に小さい。従って、この周波数領域の CDW の交流応答は、本質的に、dc の応答と変わらない。次に、逆の場合、即ち、 $\omega$  が  $\omega_{osc}$  よりも十分大きい場合を考えてみよう。この際に忘れてはならない事は、CDW が変形するという概念である。既に見た様に、変形する CDW の描像では、スライディング状態でも、並進の一周期のうち、ほとんどの時間はピン止めポテンシャルからピン止めを受けており、スライディング



(図 V-3-2)  $f_{\text{NBN}}$  及び構造 B の周波数の電流依存性。



(図 V-3-3) 干渉ピークの形の比較。(a)  $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$  の低温。(b)  $\text{NbSe}_3, \text{TaS}_3$ 。

は、最もピン止めの強い不純物位置における位相ソリトンの生成消滅により非常に短い時間内に起こる。従って、並進の一周期に比べて非常に短い時間では、CDWはあたかもピン止めを受けている様に振る舞う。従って、高周波に対するCDWの交流応答は、スライディング状態でも、ピン止めされたCDWのそれと本質的に変わらない。従って、dcの伝導度からピン止めCDWの交流伝導度へのクロスオーバーが、 $\omega_{osc}$ を中心に起こっているものと理解される。ドゥルーデ型構造”C”はこの様に理解される。

全く同じ理由で、スライディング状態でもピン止めされた位相モードが観測される事も理解できよう。

これまでに、 $Ko_{.3}MoO_3$ の低温のスイッチング領域ではCDWは変形しないとの見方がかなりあったが[260,275]、この結果から判断する限り、伝導度の周波数依存性は、CDWが変形するものと仮定しないと理解できないものである。

さて、この構造が果たして、 $Ko_{.3}MoO_3$ の低温のスイッチング状態のみで存在するものなのか、それとも、他の物質のスライディング状態でも存在しているのかは、解らないが、少なくとも、他の物質では、単に、実部は低周波側の平らな部分が増加して行くのが観測されるだけだし、虚部は低周波側の平らな部分が減少して行くのが観測されているだけである。この理由は、これらの場合は、ピン止めされた位相モードのクロスオーバー周波数 $\omega_{osc}$ が、CDWの並進運動に伴う固有の周期 $\omega_{osc}$ よりも高々二桁程度しか大きくないので、 $\omega_{osc}$ のところではピン止めされた位相モードの裾野がかなり大きく、もし”C”の様な構造があったとしても覆い隠されてしまうものと思われる。従って、その場合は、観測されるのは、低周波側の平らな部分が増加したり、減少したりすることだけであろう。それに対して、今の場合は、 $\omega_{co}$ と $\omega_{osc}$ の比は $10^6$ 程度にもなるため、”C”の構造がはっきりと分離できるものと思われる。何れにせよ、この様な構造が初めて分離できたのは、やはり $Ko_{.3}MoO_3$ の低温のスイッチングの有利な点と言えよう。

#### 4.4 構造”D”

この構造は、幅広く不規則性を持っているという事や、スイッチングを示す試料のみで観測されるということを考えて、時間領域で間欠性として観測される低周波の揺らぎに関係しているものと思われる。不規則なオンオフ状態間の遷移が、非常に小さな交流電圧の存在によって、擬周期的になったのであろう。

#### 4.5 その他の構造について



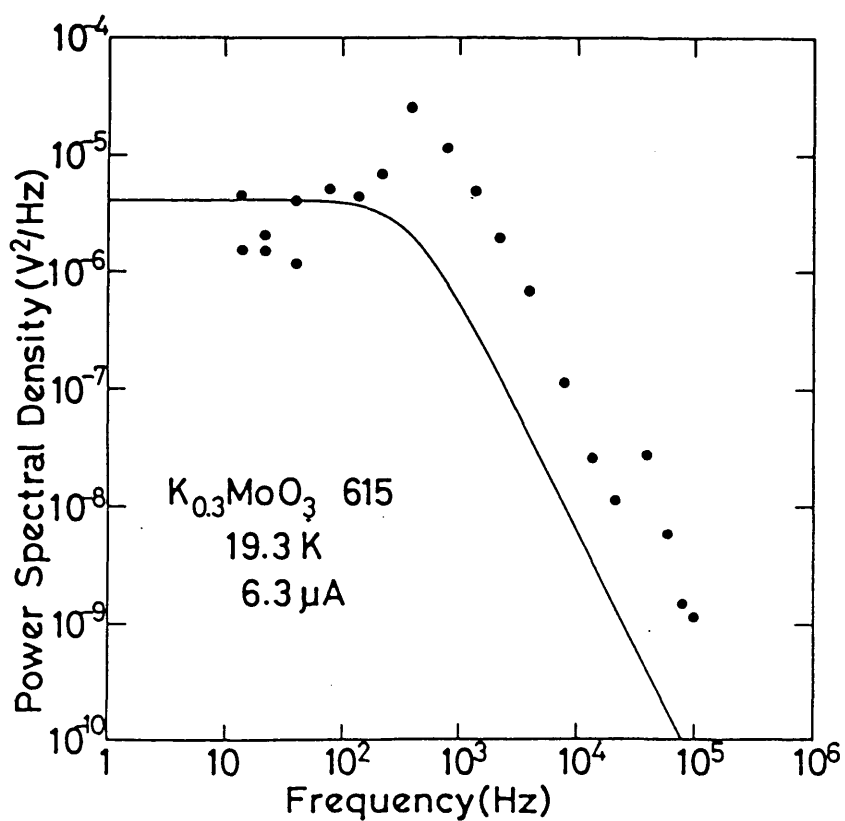
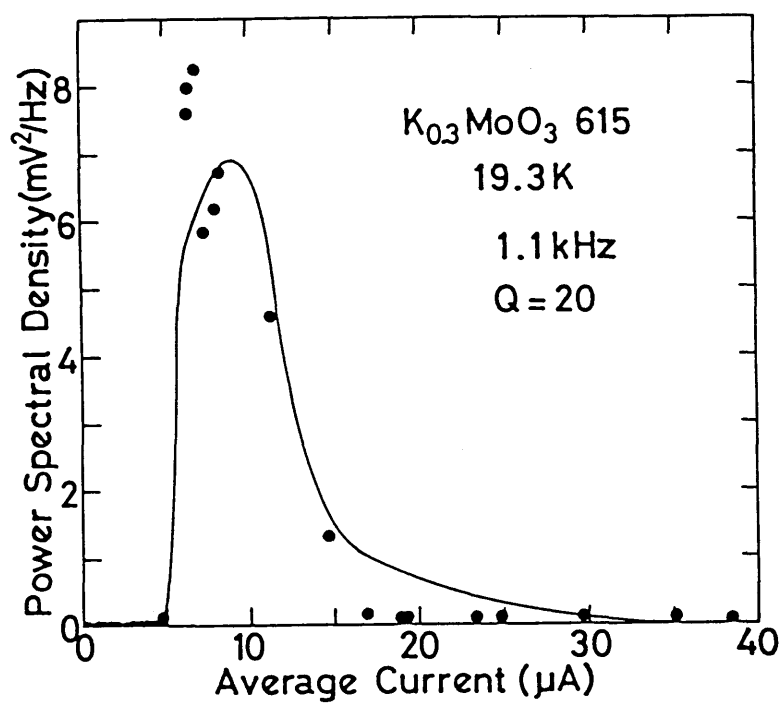
"A"- "C"には含めなかったが、"A"と"C"の間の周波数領域に、明らかに、もう一つ構造があるのが解る。この構造も、直流バイアスを増加して行くと高周波側に移動するが、振幅依存性は全く示さない。似た構造が $\alpha$ -TaS<sub>3</sub>でも観測されているが[170]、解釈の良く分からない構造である。

最後に付け加えたいのは、ここで観測された伝導度の周波数依存性の大方の振る舞いは、位相モードのダイナミクスだけを取り入れた、いわゆるFLRモデルによる数値計算でよく再現する事である[268]。

## 5) 間欠性について

### 5.1 二値過程モデルと運動の自由度の評価

観測された間欠性は、第IV章で考えたオンとオフの遷移の二値過程モデルが実際に時間領域で観測された事を意味している。NbSe<sub>3</sub>やTaS<sub>3</sub>の時は、結果的に自由度が多いので、オンオフの遷移は、もちろん時間領域では観測されず、従って、そこで用いた簡単なモデルの信憑性に対しても、今一つ強い裏付けがなかったが、時間領域でオンオフの遷移がはっきりと観測されるに至ってこのモデルの妥当性が裏付けられた事になる。そして、オンオフの遷移が時間領域で観測されたこと自体、自由度の数が非常に少ないであろう事を予想させる。実際、時系列測定から求めた $T_1, T_2$ を用いて、(IV-3-1)式を用いて $P$ を求め、それから、自由度 $N$ を評価してみると、試料中でほぼ1という値が出てくるので、実験結果と極めて良い一致を示している。又、当然ではあるが、acボルトメータ法でBBNを測定して、その大きさを時系列測定から予想される値と比較してみると、非常に良い一致を示している((図V-3-4))。又、もう一つ注目すべきは、今の場合、雑音スペクトルが、二値過程から予想される通り、ほぼローレンツ型になっており、その特性周波数も、時系列測定から期待される値と非常に良く一致している事である。これらの事から、観測された間欠性を現象論的に記述するには、簡単な二値過程モデルが非常に良く現象を記述するばかりでなく、通常のスライディング状態で観測される広帯域雑音を二値過程モデルで記述する事の妥当性に対する裏付けをも与えるものである。又、今の様に、自由度が小さい時は、ローレンツ型のスペクトルになるのに、自由度が多くなってくると、極めて一般的に $1/f$ 雑音が観測されるということは、 $1/f$ という異常な相関の出現には、自由度が多くなった事によって、ドメイン間の相互作用が生じることが重要であるという、第IV章の考察をも支持



(図 V-3-4) acボルトメーター法で求めた雑音スペクトルと、時系列サンプリングで求めたスペクトルとの比較

するものである。

## 5.2 間欠性の原因

今の様に双安定性が存在している場合、間欠的な応答が観測される原因として考えられるものは大きく分けて二つである。まず一つは、もともとあった双安定なI-V特性に、熱的揺らぎ、あるいは多体効果による量子揺らぎなどが加わると、しきい電場の付近ではオンオフの遷移が観測されるというもので、実際、Resistivity-Shunted Josephson Junction(RSJ)などで、数値計算がなされており、それなりに実験とも良い一致を見ている[196, 213, 214]。これに対して、今の様な非線型性のある系では、揺動力などを全く考えない決定論的な方程式が、しばしば、一見不規則に見える解を持つ事があり、カオスと呼ばれている。カオスが起こると時間領域で見た応答はやはり間欠的になり、それに対応して、周波数空間では広帯域雑音が現われる。今観測されている間欠性がどちらによるものなのかを考察するのが今の目的である。

### ①揺らぎによる遷移の立場

この立場では、一般的に、ポテンシャルに捕えられた粒子が、揺らぎの為にポテンシャルから脱出するのに要する平均時間 $\tau$ は次の様に与えられる。

$$\tau = \tau(E) \exp(U(E)/k_B T) \quad (V-3-4)$$

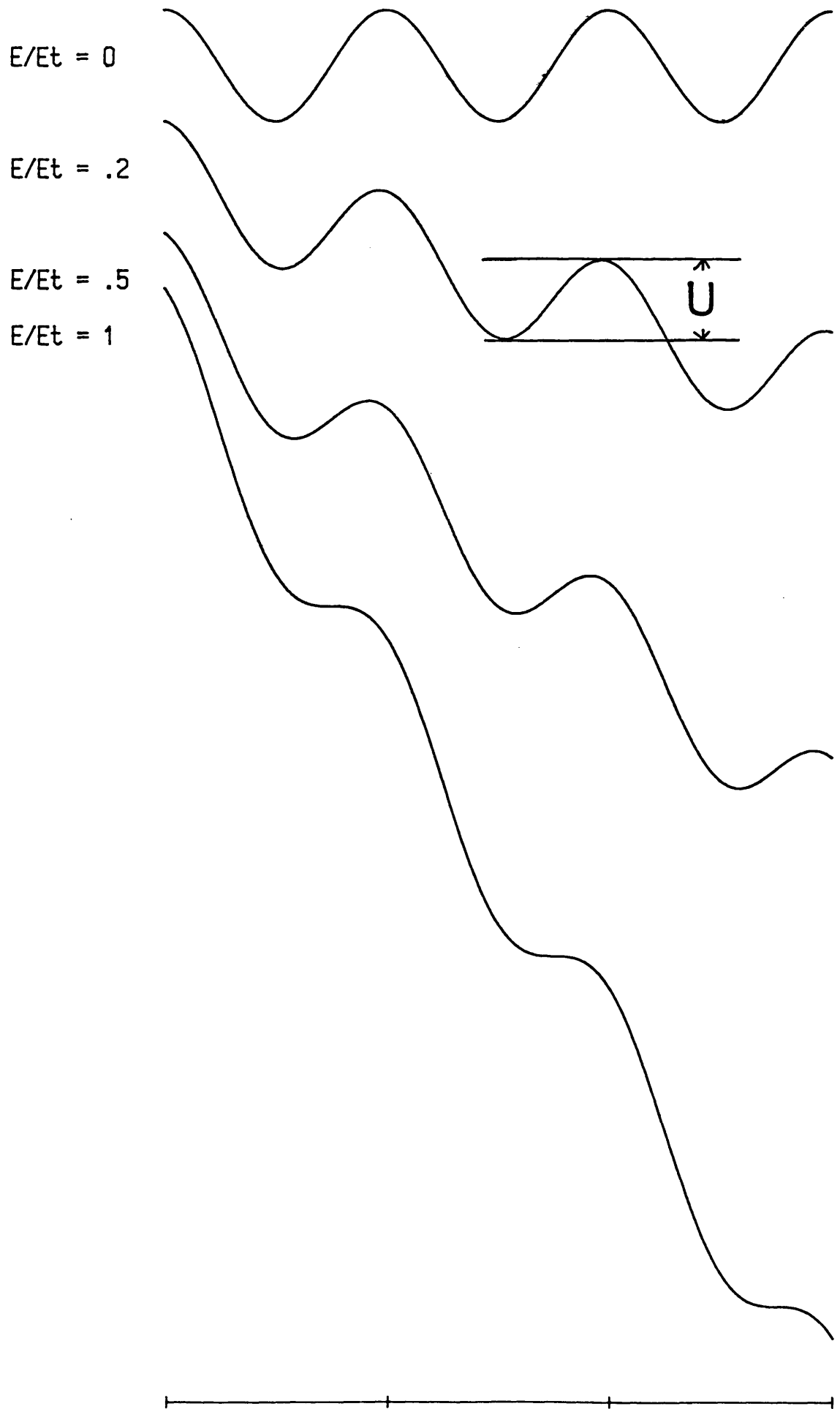
ここで、 $U(E)$ は(図V-3-5)に示した通り、今考えている問題でのバリアーの高さである。CDWのダイナミクスを、一自由度の古典的な運動と考えると $U$ に対する表式として、次のようなものが得られる。

$$U(E) = U_0(1-x)^{3/2} \quad (V-3-5(a))$$

$$\tau(E) = \omega_p^{-1}(1-x^2)^{-1/4} \quad (V-3-5(b))$$

$$U_0 = eE_T \lambda \quad (V-3-5(c))$$

$$x = E/E_T. \quad (V-3-5(d))$$



(図 V-3-5) 古典粒子のポテンシャル井戸からの脱出。

実験結果を眺めてみると、(図V-2-22)の $T_m$ が熱活性化型になっているのがまず注目に値する。実験結果との対応関係をもう少し正確に見てみると、(V-3-5)の $\tau$ は、各温度で電場を同じにした場合の $T_0$ に相当するものであり、従って、 $T_m$ という量は、正確に(V-3-5)式の $\tau$ に対応する量ではない。しかし、温度が変化しても、 $T_0=T_1$ に対応する電場がそれ程大きく変化していないので、 $T_m$ を $\tau$ に代る量と見なして差しつかえないように思われる。従って、 $T_m$ の温度変化から見る限り、間欠性は、双安定性に熱揺らぎが加わって起こっているものであると考えられる。また、18 Kで $T_0$ の電場依存性を測定した結果(図V-3-6)を、

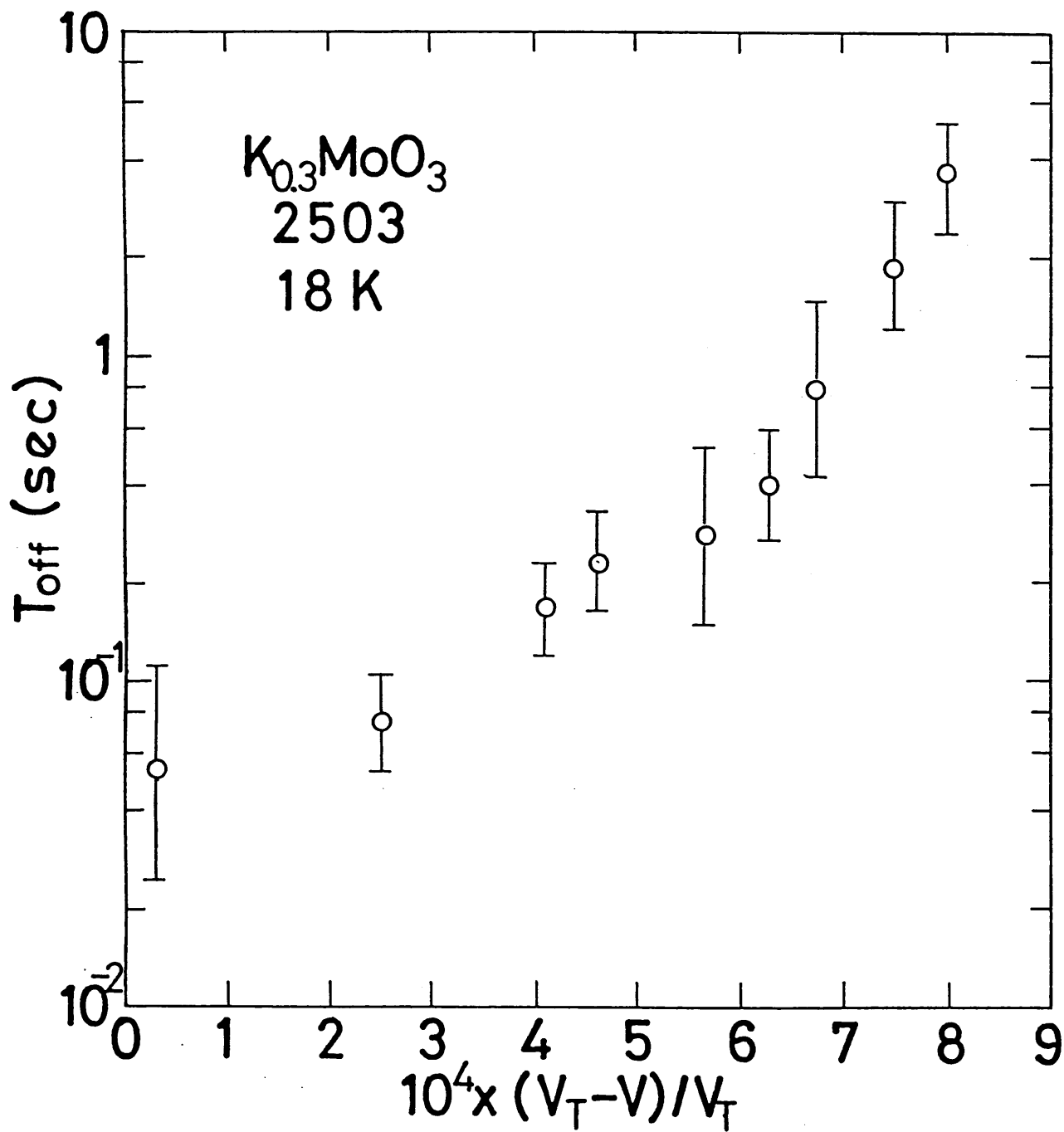
$$\log \{T_0(1-x^2)^{1/4}\} \quad \text{vs} \quad (1-x)^{3/2}$$

という風に図を描き直して見ると(図V-3-7)の様に直線が得られ、 $U_0 = 29.6 \text{ K}$ ,  $\omega_p = 20 \text{ Hz}$ を得る。これらの値は、光学測定などから評価されている $\omega_p$ とかけ離れており、従って、仮に熱揺らぎがポテンシャル井戸からの不規則な脱出の原因だとしても、そのポテンシャルは、ピン止めエネルギーではない事になる。この事は、スイッチングのしきい電場 $E_T$ が、(図V-3-5)式から決まる $E_T$ でないと考えてきた事とつじつまがあう。従って、別の評価手段によって、間欠性の原因を調べねばならない。そこで有力視されるのが相関積分の方法である。

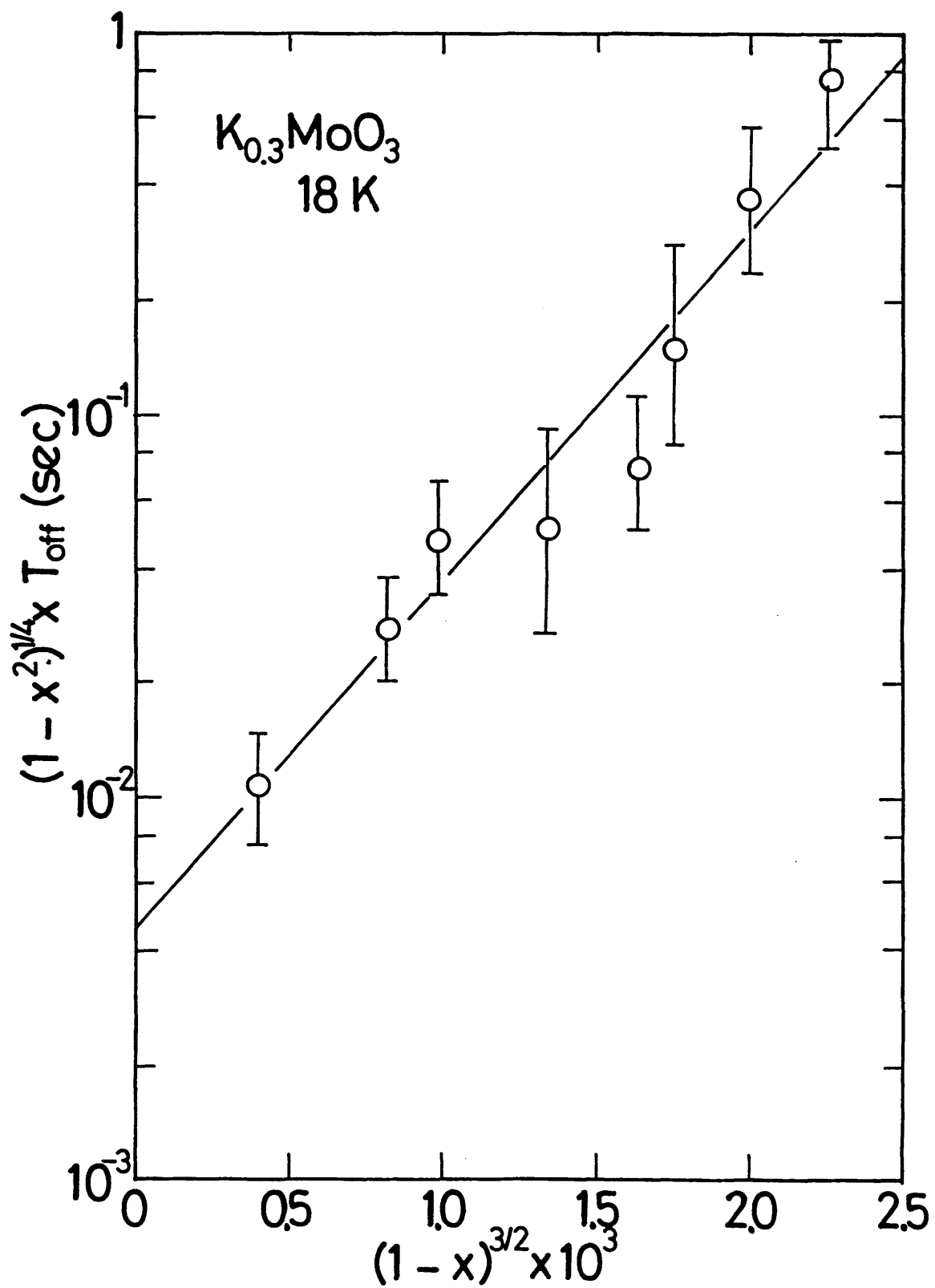
#### ②カオスか否か---相関積分の評価---

得られた時系列が、小数自由度のカオスか、それとも、熱揺らぎなどの関与した現象であるかを見分けるのに、第II章§4で述べた相関積分の方法を実行してみた。得られた結果は、(図V-3-8)に示す通りで、 $\nu$ の値は、相空間の次元が増すに連れて、ゆっくり増加し続け、一定値に収束する徴候はない。この事から見ても、 $K_0.9MoO_3$ のスイッチング状態で得られた間欠性は、何らかの原因で存在している双安定性に熱揺らぎなどが加わって起こっているものであろう事が結論された。

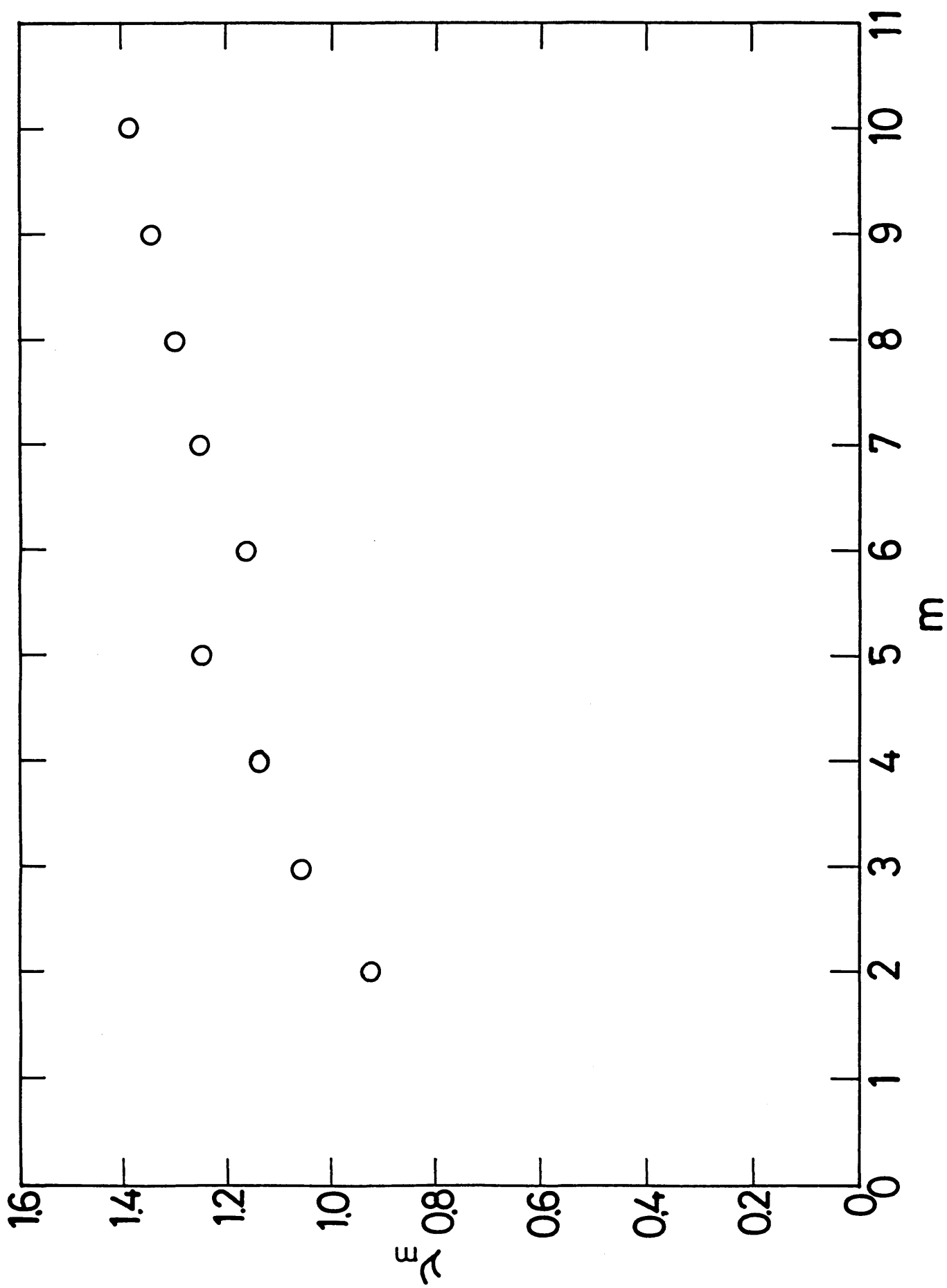
また、すぐ前項で議論した事から、通常のスライディング状態で観測される広帯域雑音の原因も、やはり、熱揺らぎであろうと思われる。



(図 V-3-6)  $T_o$  の電場依存性。



(図 V-3-7) (V-3-4,5)式があてはまるかどうかの確認。



(图 V-3-8) 相関積分の方法により求めた  $\nu_m$  の  $r$  依存性。



## 6) 何故スイッチングが起こるか？(双安定性の原因について)

### 6.1 これまでの流れの概観

最後に、最も基本的、且つ重要な問題である、何故スイッチングが起こるかという事について考察する。CDWのスライディングに関連するスイッチング現象自体は本章で扱った現象が発見される以前に、NbSe<sub>3</sub>などで発見されていた。又、幾つかの提案がなされており、まず初めにそれらを簡単に纏める。

#### ①一自由度モデルによる双安定性

CDWの運動を古典的に記述する立場の最も出発点となるのが一自由度モデルであった。通常は、減衰項が非常に大きいので、慣性項を無視する。そうした場合の方程式は決して双安定性を出さない。これに対して、慣性項を残した方程式

$$d^2\theta/d\tau^2 + G d\theta/d\tau + \sin\theta = \varepsilon \quad (\text{V-3-6})$$

$$(\tau = \omega_0 t \quad \theta = Qx \quad \varepsilon = E/E_T) \quad (\text{V-3-7})$$

$$G = (\omega_0/\gamma)^{-1} \quad (\text{V-3-8})$$

は、RSJなどでも良く知られた方程式であり、その解については、大変良く調べられている。数値計算によると、Gが十分小さい時(<1)は、I-V特性が双安定性を持つことが良く知られている[269]。さらに揺動力の項を加えると、時間領域で間欠性なども出てくることが知られている。しかし、実際のGの値は、NbSe<sub>3</sub>で33[270], TaS<sub>3</sub>で27-29[271], K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>では2[272]と、どれもあまりにも大きすぎて、いくら慣性項を残しても双安定性は出て来ない。

#### ②振幅モードの効果

Hallらは[273]、NbSe<sub>3</sub>で、スイッチングが何段階にも分れて起こる事から、試料表面を自由にスライド出来る電極を作成し、何処で各々のスイッチングが起こっているかという事に検討を付けた。その結果、スイッチングには、各ドメインのはじめの部分が重要ではないかとの考えを持ち、慣性項を無視した一自由度の運動方程式に振幅モードの効果を取り入れた結果、過減衰の状態でもI-V特性に双安定性が出てくることがわかった[274]。即ち、

振幅が壊れたりする位相スリップの考え方を取り込む事によって、位相の不連続な飛びが可能になるというのである。

### ③ドメイン間の相互作用の効果

Mihalyらは[275]、同じく過減衰の一自由度の方程式を二つのドメインに対して考え、さらに、ドメイン間の相互作用を $\text{const} \cdot (\Phi_1 - \Phi_2)$ という形で取り込むことにより、やはり、I-V特性に双安定性が出てくる事を示した。②も③も、物理的描像には少し違いがあるものの、過減衰の一自由度の方程式に、もう一つだけ付加的な自由度を取り込むことによって双安定性が出てきているという点で共通している。

これに対して、最近全く異なった立場から双安定性を説明しようという考えがLittlewoodによって提出された[261]。特にこのモデルは $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ の低温のスイッチングを念頭において考えられたモデルであるので、項を改めて説明する。

### 6.2 遮蔽の効果考えたモデル[261]

このモデルは、正常電子による伝導度の温度変化が半導体的になる物質に対してのみ適用される。第三章で述べた様に、CDWの伝導度 $\sigma_{\text{CDW}}$ は、CDWの変形を正常電子が遮蔽するという効果により、 $\sigma_{\text{Normal}}$ に比例する。と言う事は、遮蔽の為の緩和時間 $\tau$ も

$$\tau \propto \tau_0 \exp(\Delta/k_B T) \propto \sigma_{\text{Normal}} \quad (\text{V-3-9})$$

に従って、低温になるほど長くなって行く。実際、 $\tau$ の(V-3-9)の温度変化は、半導体的な温度変化をする $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ 、 $\text{TaS}_3$ 、 $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ で観測されている。 $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ では、 $\tau$ は20 K付近では2年と、実験的にはほとんど無限に長いと考えてよいほど長くなる。しかし、この様な状況でCDWがある速度で運動することを考えた時、CDWの速度が $\tau^{-1}$ に比べて早ければ、もはや遮蔽の効果がきく余地がなくなり、CDWの受ける減衰力はもっと微視的な機構で決まるものだけになるというのである。即ち、変形するCDWに対する運動方程式

$$d^2\phi/dt^2 + \gamma d\phi/dt + \kappa \partial^2\phi/\partial x^2 + \Sigma V_0 \sin(\phi + R_1) = \varepsilon \quad (\text{V-3-10})$$

の減衰項の係数 $\gamma$ が時間を含んでおり、例えば、次の様に表されると考える。

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 / (1 + (i\omega\tau)^2). \quad (V-3-11)$$

(ただし、(V-3-11)は、(V-3-10)をフーリエ変換して考えた場合の表式である。)すると、CDWがある程度加速されると、 $\gamma$ が急に小さくなり、CDWの速度が急に早くなるというのである(図V-3-9)。この様な直感的考察に基づき、I-V特性を数値計算してみると(図V-3-10)に見る様に、明らかにI-V特性が双安定性を持つ。そして、高速分枝では、減衰定数は微視的なフェーゾン同志の散乱などで決まる。

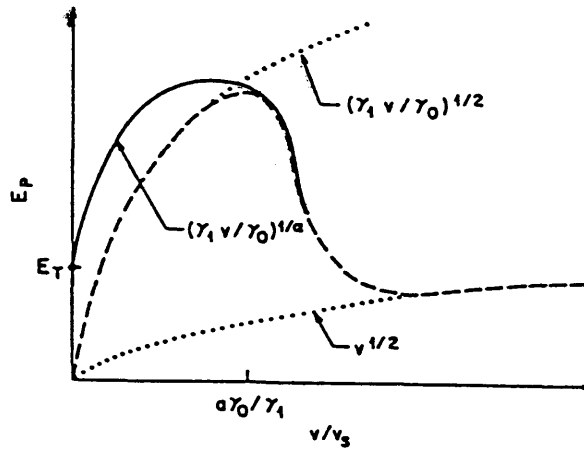
以下で、実験との比較検討を行う。

### 6.3 実験との比較

上で紹介した考え以外にもスイッチングを説明しうるモデルはあるかも知れないが、初めに、上で紹介した考え方のどれが今の場合に一番良いかという事から考えてみよう。

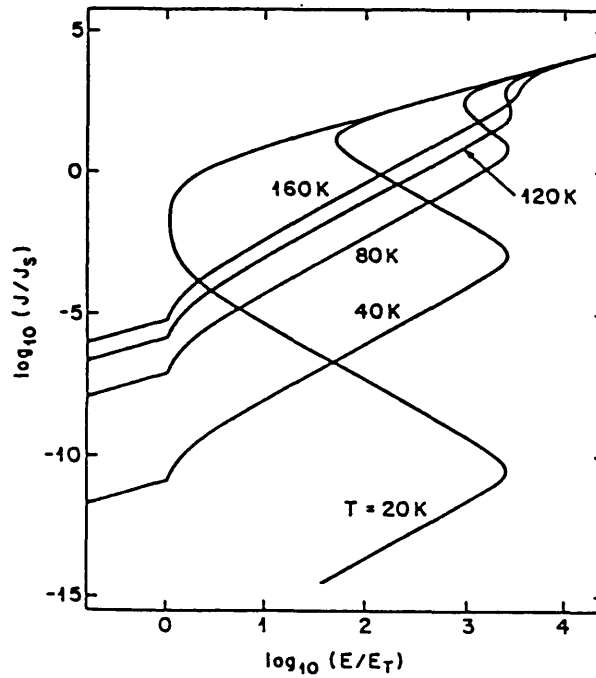
まず、6.1のモデルと6.2のモデルとの間には基本的な点で、違いがある。即ち、6.1のモデルでは $V_T$ あるいは $E_T$ 以下ではCDWはピン止めされていると考えているのに対して、6.2のモデルでは、スイッチングの $V_T$ あるいは $E_T$ 以下でもCDWは通常電子から遮蔽を受けながらスライディングしていると考えている。実験結果はどうかと言うと、既に(図II-3-13)の結果や(図V-2-1)の解釈で述べた様に、直流伝導度の温度依存性の測定から、 $E_T$ 以下での非線型性もCDWのスライディングによると考えた方が良い様に思われる。ただ、 $E_T$ 以下で電流振動を観測する事にはまだ成功していない。これは、恐らくCDWの速度が非常に遅いうえに、多くのドメインがインコヒーレントに運動するからだと思われる。実際、高温の、通常のスライディング領域でも、 $Ko.3MoO_3$ において電流振動を観測することは、周波数空間においてさえ難しい。従って、低温の、スイッチングの $E_T$ 以下で電流振動が観測されないからと言って、 $E_T$ 以下の非線型伝導をCDWのスライディングと考えても、それほど支障はない様に思われる。

次に注目すべき点は、 $\sigma_{\omega}$ の温度依存性である。やはり、直流伝導度測定のところで既に述べた事であるが、スイッチングの発生と、 $\sigma_{\omega}$ の温度依存性の変化に密接な関係がある事は重要である。例えば、振幅モードが関与する事によってスイッチングが起こるといふモデルだとすると $\sigma_{\omega}$ の温度依存性はスイッチングが起こっている状態でどの様になるかを考えてみよう。ここで思い出すべき事は、観測された交流伝導度の周波数依存性は、



Average pinning field  $\langle E_p(v) \rangle$ , calculated within perturbation theory for 3 dimensions (dashed line), and the expected behavior in the critical regime (solid line).

(図 V-3-9) 実効ピン止め力の速度依存性 [261]。



Total current as a function of field for several temperatures using parameters roughly appropriate to  $K_0.3MoO_3$  (for values see text). Note that  $j$  is scaled by  $j_s = \rho_c v_s$ , which should vanish as a power of temperature as  $T \rightarrow 0$ .

(図 V-3-10) 遮蔽の効果を考慮して(図 V-3-8)より求めた I-V 特性 [261]。

位相モードだけのダイナミクスを取り入れたいいわゆるFLRモデルで大方説明できる事である[268]。時間領域での電流応答などを見ていると、確かに振幅モードのダイナミクスもある形で関与はしている事を示しているが、交流伝導度の周波数依存性がFLRモデルで大方説明できてしまうという事は、振幅モードは、ダイナミクスに、特に、ダンピングなどには余り支配的な役割を演じていないと考える方が妥当である。だとすると、もし振幅モードが原因でスイッチングが起こったとしても、 $\sigma_{on}$ の温度依存性は、高温のそれと質的に違わないであろうし、従って、伝導度の増大もそれほど激しいものではないであろう。こうして見ると、 $K_{0.3}MoO_3$ の低温のスイッチングの原因として、振幅モードを考える事は余り妥当でない様に思われる。

次に問題にするのは、I-V特性曲線の形である。実験結果は、S型のI-V特性曲線であるが、これを説明するモデルは2)だけである。ほかのモデルはどれも電流を下げていったときに、I-V特性曲線に跳びが出ない。振幅モードを取り入れたモデルの場合は、振幅が壊れた後回復する時間を有限にしてやれば飛びが出ないこともないが、すぐ上で議論した様に、振幅モードをスイッチングの原因と考えるのは無理がある。

以上の事より、 $K_{0.3}MoO_3$ の低温のスイッチングの原因としては、減衰力が周波数依存性を持つ為に、ある程度の速度になるとCDWの変形を正常電子が遮蔽できなくなるというLittlewoodの提唱しているモデルが良い様に思われる。

§ 2で、外部回路素子がI-V特性に影響を与える事を示したが、この効果も重要である。例えば、(図V-2-4)の回路の応答を記述するには、一自由度の方程式(V-2-6)と、回路の方程式

$$Senc(dx/dt) = (V/R_0) - (1 + (R_0/R_N))(V/R_0) - C(dV/dt) \quad (R_N \gg R_0) \quad (V-3-12)$$

を連立させ、適当に変数変換し直すと、

$$d^2\theta/d\tau'^2 + B(\theta)(d\theta/d\tau') + \sin\theta = \varepsilon_0 \quad (V-3-13)$$

$$B(\theta) = \omega_0(t_0t_s)^{1/2}\{K + \cos\theta\} \quad (V-3-14)$$

$$K = (\omega_0 t_s)^{-1} G + H$$

$$\doteq (\omega_0 t_s)^{-1} G \quad (V-3-15)$$

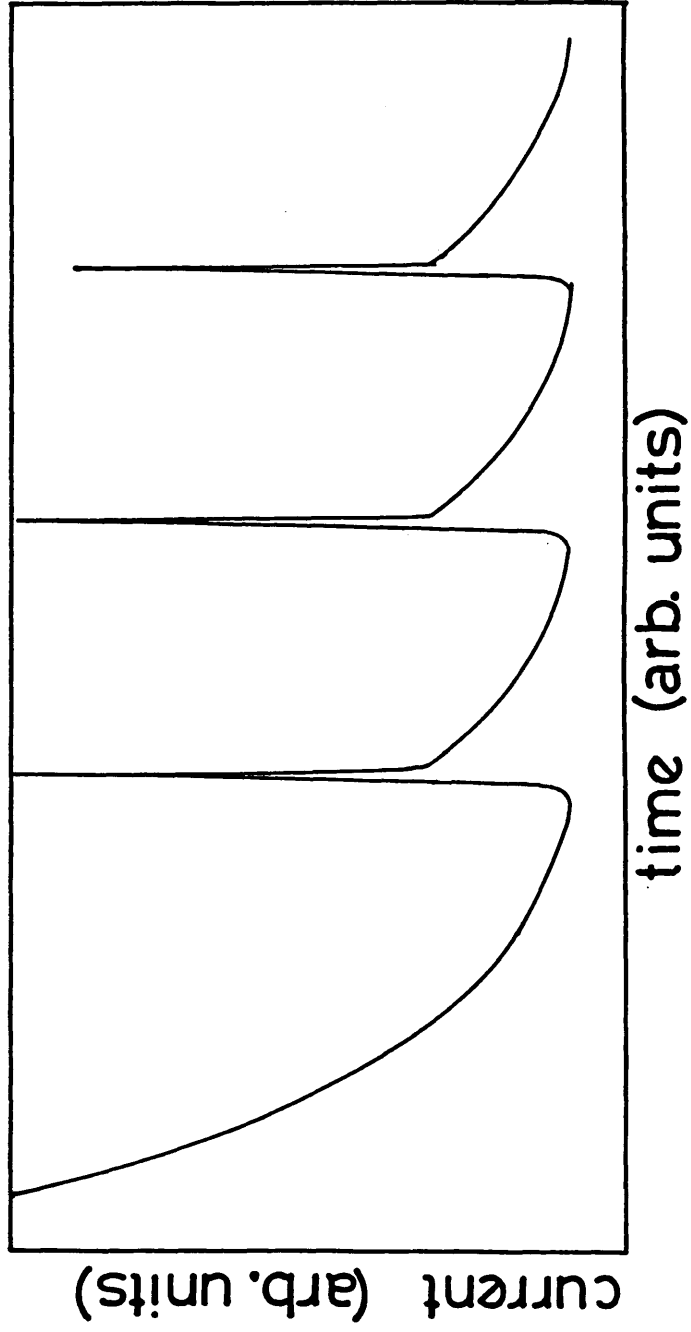
$$t_D = 1/\gamma \quad t_s = R_0 C \quad \tau'' = \omega_0 (t_D t_s)^{1/2} t \quad (V-3-16)$$

が得られる。この方程式は、減衰力の項が、パラメーターの大きさによっては、一周期間に減衰力が正になったり負になったりするの、ファンデルポール型の方程式と類似しており、緩和振動が出てくることが期待される。実際、数値計算によって、(図V-3-11)の様な波形が得られている。また、周期を、外部容量Cの関数として図示すると、(図V-3-12)が得られ、固有の周期性の存在の為に、周期はCには単純に比例はしない。この事は、ネオンランプと試料で比較した場合に、振動周期のC依存性に少し違いがあった事を良く説明する様に思われる。この事から、より、完全な記述の為に、外部回路の影響も取り込まないといけないと思われる。

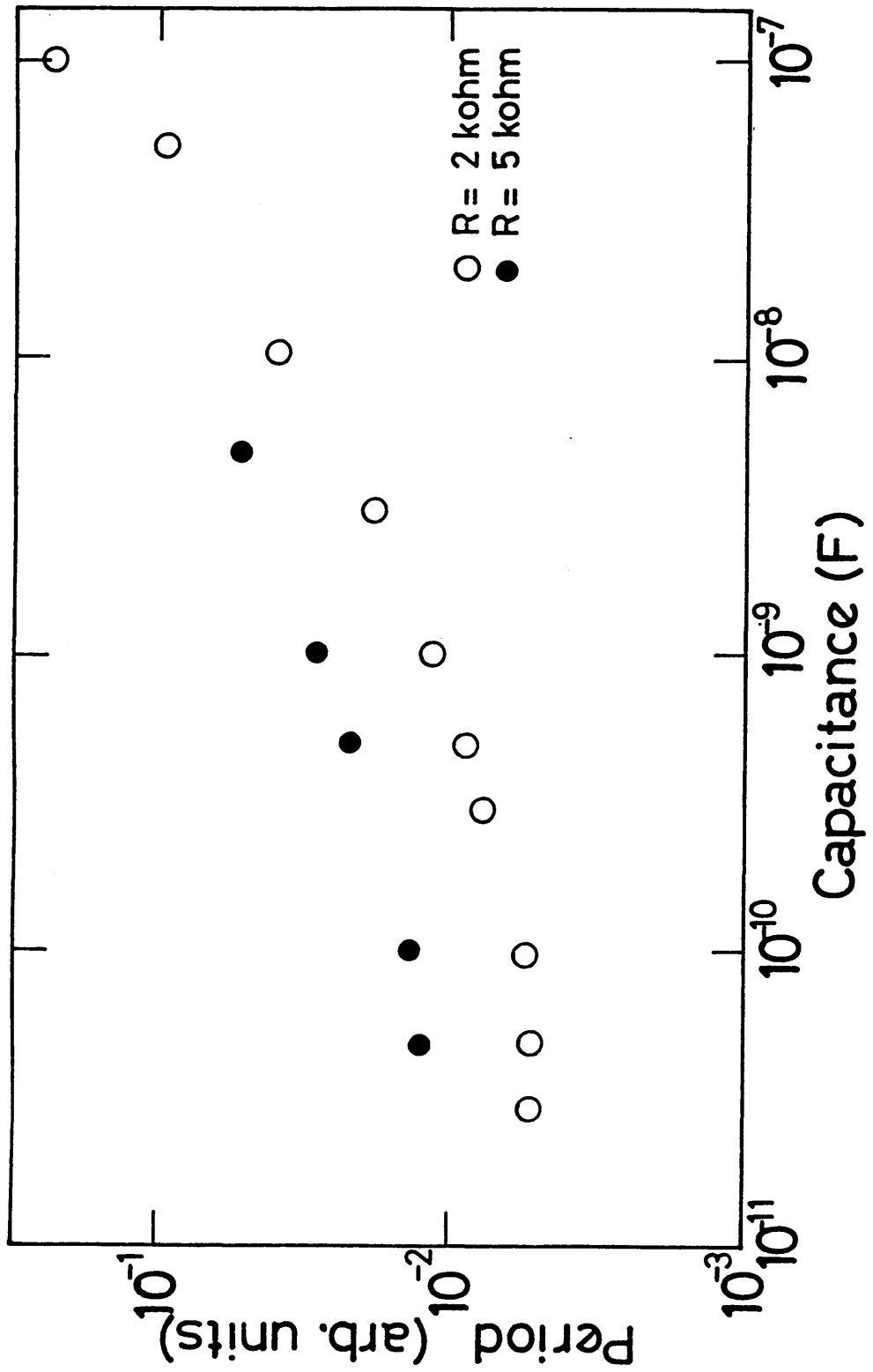
#### 7) 単位運動について

実験結果は、CDWの単位運動について、少なくとも三つの形態があるという事を示している。どういう場合に、どういう単位運動が現われるのであろうか?

RT0や量子化された電流の跳びは、I-V特性が不連続に跳んでいるところで観測されている。量子化された跳びの方は位相の渦糸という概念による説明と矛盾のない事は既に見た。すると、I-V特性が不連続に跳んでいるところでは、振幅が壊れる現象がはっきり見えてくる事になる。振幅モードが現象に関与してくる場合のもう一つの可能性としては、位相スリップがある。即ち、渦糸を作って位相変化を合わせるよりも、ある平面上で、一斉に、振幅がゼロになった方が有利な場合があるという事が、Gorkovらによって提唱されている[161]。実験で観測されたRT0は恐らくこの様な場合に相当しているのではないか。I-V特性が跳んでいるところでは、バルクの方は、高速で動ける状態なので、電極近傍での振幅モードのダイナミクスが律速段階になり、時間領域での応答にもそれがあらわに見えてくるものと思われる。この様な時、試料断面積が比較的大きい時は、渦糸の生成消滅による位相合わせが見られ、試料の断面積が薄いときは位相スリップ過程が支配的なのでないか



(図 V-3-11) 数値計算による(V-3-13)式の解。



(図 V-3-12) (V-3-13) 式から得られた振動周期の C 依存性。



と思われる。従って、RTOは、位相スリップに対応したものと思われる。

これに対して、バルクのピン止め中心を越えて行く過程の方が律速段階になると、通常の電流振動が観測されるものと思われる。この時ももちろん電極近傍では、振幅が壊れたりできたりする過程は起こっているであろうが、バルクでの振動成分の方に同調してこのような現象が起こるものと思われる。

## § 4 第V章のまとめ

$\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ の低温における非線型伝導をしらべることにより、約30 K以下で、劇的なスイッチング現象を起こす事を発見した。それが、CDWのスライディングによるものである事も明らかにした。 $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ の低温では正常電子がないのでCDWの裸の応答が容易に観測できる事が期待されるが、予想通り、スイッチング状態では実に多くの新たな知見が得られた。

まず、この状態でのCDWによる伝導度は、正常電子による伝導度と比例せず、従って、それ以前に次第に確立されつつあったかに思われた、正常電子によるCDWの運動の減衰という概念の枠からはみ出すものであり、CDWのダイナミクスに新たな側面を導入した。 $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ の低温でスイッチング現象が起きる理由も、CDWが正常電子の遮蔽効果により受ける減衰力が、CDWの速度が速くなる時かなくなる事が原因である事が分かった。

また、時間領域での電流応答の観察により、CDWの単位運動に対応すると思われる三種類の異なる運動形態がはっきりと分離された。その中には、明らかに、電極など、境界でのCDWの挙動を真面目に考えないと説明出来ない現象が含まれており、CDWのダイナミクスの完全な記述の為には、CDWの位相だけでなく、振幅のダイナミクスも取り入れねば為らないという事がはっきりした。

交流伝導度の測定からは、CDWがスライディングする事による交流伝導度の観測に初めて成功した。又、CDWの固有周期と外部交流との干渉効果にも新しい側面を発見した。しかし、これらの現象に関する限りは、位相のダイナミクスだけで説明が可能の様である。

いずれにしても、他の物質の他の状態では部分的に見えたり見えなかったりした現象が、 $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ の低温のスイッチング状態では、全てが一度に纏めて、しかも容易に観測される。この現象の説明には新たな概念の導入が必要であったと同時に、それまで個々に提出されていた諸概念を統一的に理解する事が可能になったと言っても過言でない。その意味で、CDWのダイナミクスの理解にとって、この現象の発見の持つ意義は極めて大きい。

## 第VI章 総合的議論

本章では、本研究で明らかにされた事柄をもとに、本研究で直接扱わなかった問題も含めて、CDWのスライディングに関する統一的理解を試みる。

### § 1 CDW状態の構造について

本研究で扱った、CDWのスライディングを示す物質の正常状態の性質は、基本的にはバンド計算などで理解出来るものであり、それらについては、ここで改めて議論する必要はないと思われる。従って、ダイナミックスの記述について議論する前に、立場をはっきりさせるべき事は、その舞台となるCDW自身の構造、即ち、CDWがdiscommensurate (DC)構造をとっているのかどうかという事である。

(表II-2-2)で波数ベクトルが温度依存性を示さないNbSe<sub>3</sub>, m-TaS<sub>3</sub>と、波数ベクトルが温度依存性を示すo-TaS<sub>3</sub>, K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>を分けて考える。便宜的に前者をA群、後者をB群と呼ぼう。

波数ベクトルが格子に対して不整合で、しかも温度変化しないA群については、第II章§2の2)で述べた町田等による議論が参考になる。NbSe<sub>3</sub>, TaS<sub>3</sub>では、電子-格子相互作用定数の大きさは0.3程度と見積もられている[270, 271]ので、これらの物質では、DC構造は、あまり良い近似ではない様に思われる。波数ベクトルが温度変化するB群についても、波数ベクトルが明らかに不整合な温度領域では、伝導度の電場依存性も、第III章でわかった様に、A群のそれと本質的に異なる様子はない。CDWの構造が異なると、非線型伝導の電場依存性も異なる事が理論的にも予言されており[197]、又すぐ後で見える様に、本研究でもその様な結果を得ている。従って、これらの事を考えると、A群の物質のCDWはDC構造から離れた状況にあるものと思われる。

問題なのは、K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>とo-TaS<sub>3</sub>の低温である。まず、o-TaS<sub>3</sub>では、130-100 K以下で、波数ベクトルが整合になる事は既に述べたが、この温度領域では、ちょうど対応するかの様に、非線型伝導度の電場依存性にも定性的な変化が表われている(例えば、(図III-4-2), (図III-4-16), (図III-4-17))。又、(図III-4-8)の結果と、Flemingらによる結果[250]とを突

き合わせて見ると、線型伝導度 $\sigma_0$ とCDWによる伝導度 $\sigma_{CDW}$ の比例関係も、この温度領域になって初めて成立する様になる事が分かる。この様に、CDWが不整合か整合かで、明らかに非線型伝導の様子も異なってくるのである。

$Ko_3MoO_3$ については、既に第II章§3の3):3.2で紹介した様に、CDWの構造については、特に100 K以下では、二つの対立する見解がある。しかし、中性子散乱でCDWの二次高調波成分が見えないからと言って、CDWが正弦波的であるとするのは正しくない事は、町田等が指摘しており[30]、又、NMRの共鳴線の形に対しても、キंक格子の立場から解釈が可能である事は、大淵等が指摘している[279]。更に、我々による点接触分光の結果[128,280]によると、100 K以下で、接合の微分コンダクタンスに複数個の構造をしばしば持つ事がある。このうち、一個は100 K以上でも観測されるが、残りのものは消滅してしまう。これと極めてよく似た結果が、Latyshevらによって、 $o-TaS_3$ に対して得られている[110]。即ち、130 K以上では、微分コンダクタンスにパイエルスギャップに関連すると思われる二つの構造があるが、約130 K以下では、これ以外に、少し高電圧側に、別の構造が表われる。我々の $Ko_3MoO_3$ に対する実験では、100 K以下で表われる構造は、いつも観測される訳ではない。しかし、この事は、CDWの波数ベクトルの温度変化が、熱履歴によって、多少異なると、パイエルスギャップの構造も多少異なると仮定すると、矛盾はしない。

更に、 $Ko_3MoO_3$ や $o-TaS_3$ では、線型伝導度が半導体的な温度変化を示すが、その活性化エネルギーは測定によって、かなりばらつきがあり[281]、しばしば、他の測定からパイエルスギャップとして報告されている値よりも小さい。この事は、パイエルスギャップの構造がかなり複雑な様相を示しており、DC構造のCDWが示す複雑なエネルギーギャップ構造((図II-1-3,4))の特徴を反映しているかの様である。

従って、 $Ko_3MoO_3$ の低温では、平均的な波数ベクトルは整合からごく僅かにずれていても、微視的に見れば、CDWは格子と整合になっており、且つ、所々に位相のキंकが存在していると考えるのが妥当であると思われる。

## § 2 CDWのスライディングを 記述するのは古典論か量子論か？

本研究で扱った物質のCDWの構造をどう考えるかについて立場をはっきりさせたところで、CDWのダイナミックスで最も重要な問題である、CDWのスライディングが巨視的量子トンネリングか、それとも荷電物体の古典的運動かという問題について、まず初めに議論する。結論から言って、CDWのスライディング現象は古典的荷電物体の運動として扱える。もっと具体的には、FLRモデルが基本的な現象をかなり記述するものと思われる。古典論に基づいたFLRモデルが色々な現象を説明することは第II章から第V章で既に見てきた通りである。

そもそも量子トンネリングの立場のグループが量子トンネルでしか説明できないとしている現象は、全て古典的に説明できる。これらについて、一つ一つ検討してみよう。

まず、伝導度の電場依存性がツェナートンネリングの時に見られるものと同じになっているという実験事実に関しては、既に第三章で議論済みであり、この事実自体正しくない事は明らかである。

次に、交流伝導度と直流伝導度の比例関係及び、比例定数の値については、松川らによる議論により、比例関係が成り立つ事や、比例定数の値その物は量子論に対する何の証拠とも成りえない事がわかる[272]。更に、Sridhar, Reagorらによる数百GHzまでの交流伝導度の測定[270, 271]は明らかに古典的減衰振動子のそれであり、減衰定数の不純物濃度依存性も古典論から予測されるものと良く一致している。

又、量子論でしか説明できないと主張されていたモードロッキングの実験結果[278]もごく最近古典論で説明される事が松川によって示されている[238]。

この様にしてみると、量子論でしか説明できないという実験事実は全く無く、逆に、準安定性なども含めて、CDWのダイナミックスは古典的FLRモデルで説明できることが明らかにされつつある。この事は、CDWの有効質量が非常に重いために、もともと量子性が顔を出すという事が余り期待されないという、位相ハミルトニアンによる記述の予言するところと一致する。従って、CDWの運動は、変形しうる荷電物体の古典力学的運動と考えて良いものと思われる。

では、逆に、CDWのスライディングに関連した現象では、量子性は全く顔を出す余地

は無いのであろうか。Resistivity-shunted Josephson junction(RSJ)やrf-SQUIDの様な微視的な量子力学的コヒーレンスの発達した系では、系全体が巨視的な系としての量子性を示す事が極低温では確認されている[282,283]。CDW系も、位相が確定した量子力学的コヒーレンスの高い系であるので、同様の現象が観測される可能性は無いとは言えない。定量的な評価をして見よう。CDW系の場合、比較されるべき量は、ピン止め周波数 $\omega_P$ と熱エネルギー $k_B T$ であるが、例えばNbSe<sub>3</sub>では $\omega_P \doteq 2.6$  GHz [270], TaS<sub>3</sub>では $\omega_P \doteq 4.3$  GHz [271]であるので、0.1 K程度の極低温では、RSJやrf-SQUIDで観測される様なポテンシャル井戸の量子化や、量子揺らぎによるポテンシャル井戸からの脱出などが、非線型伝導のしきい電場のごく近傍では、現実的な時間の尺度で観測されるかもしれない。しかし、現実には、ピン止めによって試料の中でも位相が一定の領域が限られてくるため、極めて小さい、なるべくきれいな試料を用意しないと、その様な現象の観測はかなり困難ではないかと思われる。

### § 3 古典的立場による記述

すぐ上で述べた様に、CDWのダイナミックスは、まずはFLRモデルを基本として記述されるべきものである。初期の段階で、CDWの運動を、規則的にDC構造が並んだキंक格子の運動として記述する試みがあったが[284]、出発点の設定としては、一般的には余りよい近似ではないことは、§1で述べた事から理解できよう。しかし、実際CDWが運動している状態では、FLRモデルによる数値計算を見ても分かる様に、ソリトンがあちこちに作られており、結果的に、キंक格子による記述と同じ様な状況が実現している事になる。従って、キंक格子による記述が、非線型伝導度の電場依存性などを定性的に良く説明したのは不思議ではない。いずれにしても、CDWの運動は、スライディングという言葉の持つイメージ、即ち、形を変えずにCDWが移動するという形態とはずいぶんかけ離れたものであると言えよう。

そして、線型伝導度 $\sigma_0$ とCDWによる伝導度 $\sigma_c$ との比例関係が或場合には成り立っている事から、最近では、正常電子による遮蔽の効果を考えるとよい事も分かってきた。これにより、非線型伝導度の電場依存性、温度依存性、準安定性が関係した諸現象、更には、振動電流まで説明できる。又、第V章で見た様に、この立場で、低温のスイッチングまで説明できる事が分かった。しかし、もう少し細かく見ると、それだけでは、まだまだ不十分である。

まず、CDWが受ける減衰力に関してであるが、確かに、ある場合については、正常電子によるCDWの変形の遮蔽という描像が支配的である事に意義を挟む余地はないが、いつもそれで良いかという、実験結果はそうではない事は、第III、V章で見た通りである( $\alpha$ -TaS<sub>3</sub>の高温、 $m$ -TaS<sub>3</sub>、K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>のスイッチオン状態)。この中でも、K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>のスイッチングについては第V章でかなり具体的に議論を行なったので、ここでは除外して考えよう。そこで、第III章§4の2)並びに§5の2)の結果を、本章§1で考察した事柄をもとにまとめ直して見よう。すると次の様な表現が可能である。即ち、低温でも金属的なCDW(NbSe<sub>3</sub>)並びに、低温で半導体的な整合CDW( $\alpha$ -TaS<sub>3</sub>の低温、K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>)では、線型伝導度 $\sigma_0$ はCDWによる伝導度 $\sigma_c$ に比例し、この場合最も支配的な機構は、通常電子によるCDWの変形の遮蔽という機構である。しかし、低温で半導体的な不整合CDW( $m$ -TaS<sub>3</sub>、 $\alpha$ -TaS<sub>3</sub>の高温)では、この関係は成立せず、CDWの受ける減衰力の中でも、別の要因が支

配的であると考えざるを得ない。例えば、不純物による散乱であるとか、フェーズンによる散乱などである。金属的CDWで正常電子による遮蔽が支配的なのは、その数が多く、遮蔽に必要な緩和時間も大変短いであろうから、当然の結果と言えよう。これに対して、どうして、同じ半導体的CDWでも、CDWの構造によって、正常電子による遮蔽が支配的になったりならなかったりするのでしょうか。この間に対しては、次の様な考え方が可能ではないだろうか。整合CDWでは、スライディングが起こる為には、必ず、格子による整合ピン止めを克服するが、その時に、電子-格子相互作用を通じて、正常電子が、格子の様々な波長の変形を遮蔽しようとして動く。この為、パイエルスギャップ上に励起される正常電子による散乱が最も支配的になるものと思われる。これに対して、不整合CDWでは、CDWは不純物ピン止めを克服しようとして変形し、その歪みを不純物イオンなどにすぐ与えてしまいうるので、その様な過程の方が、わざわざパイエルスギャップを越えて準粒子を励起してCDWの変形を遮蔽しようとするよりも短時間で緩和が終了しうると思われる。この様な理由から、半導体的な、不整合CDWでは、正常電子による遮蔽という機構は支配的になっていないと考えられる。

更に、位相のダイナミクスだけでは不十分と思われる現象もかなりある事も本研究だけ見ても明らかである。即ち、第三章では、非線型伝導度の電場依存性や第五章で述べたスライディングCDWの交流伝導度の周波数依存性に関する限り、古典的FLRモデルが良い記述を与える事を示したが、第四章の雑音測定で、何故 $1/f$ スペクトルがスライディング状態で一般的に表われるかという事や、第五章のスイッチング状態での時間領域に表われる幾つかの現象は、どれも振幅モードのダイナミクスを考えに入れないと説明できないものであった。また、NbSe<sub>3</sub>では、やはり低温でスイッチング現象が観測されるとされているが、この場合は、スイッチングの原因自体が、振幅モードが関与している事によるとの考えがある事は、第五章で既に述べた。この様に、より完全な記述の為には、どうしても振幅モードのダイナミクスや位相スリップなどを考えに入れなければならない事は明らかである。理論的にも、位相スリップを取り入れて、スライディングCDWの諸現象を解釈しようという考え方は、古くは振動電流の解釈を巡って、又最近では、他のより広範囲の現象に対して提出されている。

では、逆に、振幅モードのダイナミクスを考えないと説明できない現象がそれほど多くあるのに、何故、直流伝導度の電場依存性や、交流伝導度の周波数依存性が、FLRモデ



ルで基本的には良く説明できるのであろうか。それは、CDWがピン止めを克服してスライドする時は、界面やドメインの境界などでの振幅モードは、バルクの運動に完全に追従でき、CDWの運動に対して、ピン止め中心や減衰力の起源と言った積極的な働きは、何も行わないからであると思われる。であるから、バルクのピン止めがほとんど有効でなくなっている様な場合に、初めて振幅モードが顔を出してくるのである。従って、スイッチングを起こしかけている様な時、即ちI-V特性曲線が不連続に跳んでいる場合に、時間領域でも振幅モードの関与していると思われる現象が観測にかかるのであろう。これが、第V章で、スイッチングを起こしかけている時には、バルクのピン止めよりも界面でのピン止めが勝っていると表現した理由である。逆に言えば、通常の非線型伝導状態では、バルクのピン止めの方が界面のピン止めよりも支配的であると考えて良いだろう。従って、これまで、振動電流の起源がバルクか界面かという事がしばしば問題になったが、恐らく両方とも可能であり、各実験条件で、どちらがどれだけ支配的かという事は異なるものと思われる。しかし、多くの場合は、すぐ上で考察した事から、バルクで発生するものの方が支配的であると思われる。この事は、FLRモデルに基づく数値計算の結果とつじつまが合う。

この他にも、第III章で扱った、非線型伝導のしきい電場の温度依存性や、第IV、V章で扱った間欠性などは、凝縮状態の秩序パラメータの温度依存性という形以外に、揺動力という形で温度の効果がきいている事の表われである事は既に述べた。振幅モードの効果と並んで、CDWのダイナミックスに取り入れなければならない重要な要因である。

## § 4 今後の発展について

以上で、CDWのダイナミックスはどの様に記述されるかという本研究の目的は達せられたものと思う。又、第II章§3の4)で提起した問題点にも一通り解答を与えた。では、CDWのダイナミックスあるいはそれに関連した事柄に関する研究の現時点での状況はどの様であろうか。

基本的には、CDWのダイナミックスに関する理解は完成されつつあると見てよいであろう。現在、時々雑誌などで見かける研究論文でCDWのダイナミックスを扱ったものは、そのほとんどが、振幅モードのダイナミックスを取り入れた理論を提唱するものと、 $K_0$ 、 $MoO_3$ の低温におけるスイッチングを実験的または理論的に扱ったものである。本研究で見された事柄が、CDWのダイナミックスにおける謂わば”最後の課題”になっている事は喜ばしいが、何故スイッチングが起こるかという事に関しては、本研究で得られた結論と異なる見解も提出されている。この問題の収束にはあと2-3年を要するであろう。

その他の、集団モードの輸送現象に関する現象として、最近、有機擬一次元導体(TMTSF) $_2NO_3$ における非線型伝導現象が注目されている。この物質は、低温でSDWを引き起こす事がごく最近確認されたばかりだが[285]、SDW状態では伝導度が非線型性を示す[285]。この非線型伝導がSDWによるものかどうか、これから解明されるべき課題であろう。低温でSDWを起こす物質は、最近次第に数も増えてきているので、そのうち、他にも同様の現象を示す物質が現われるかも知れないが、SDWのダイナミックスはCDWのそれと異なり、有効質量が小さいので、CDWの場合にはほとんど顔を出さなかった量子性があらわになってくる期待も持てる。既に、ミリ波領域での伝導度測定から、集団モードによる振動子強度はほぼゼロであるという特異な側面が報告されており[286]、今後の追試が待たれるところである。

又、スピン-パイエルズ転移を示す交互積層電荷移動(CT)錯体は、やはり数百V/cm程度の電場で激しいスイッチング現象を起こす[287,288]。その起源についてはまだ良く分かっていない。CDW系、スピン-パイエルズ系で起こるスイッチング現象を比較して研究する事により、新たな視点からのより深い理解が可能かも知れない。今後の発展に期待する次第である。

## 第VII章 結論

擬一次元物質 $\text{NbSe}_3$ ,  $\text{TaS}_3$ ,  $\text{K}_0.3\text{MoO}_3$ を対象として、CDWのスライディングについて実験的な研究を行なった結果、以下の様な事が明らかになった。

- 1) 実験に先立ち、第I章並びに第II章で、本研究に関する状況を整理すると共に、本研究の位置付けを行ない、問題設定を行なった。
- 2) 第III章では、CDWのスライディングによる非線型伝導度の電場依存性を詳細に測定並びに解析した。その結果、非線型伝導度の電場依存性は、一般に、特定のモデルと直接結びつく様な簡単な解析的な関数では表現されず、それ等は、総合的に見て、CDWの運動を変形しうる荷電物体の古典的運動として扱うモデルで良く説明される事が分かり、第III章で取り上げた現象の説明に関する限り、三次元FLRハミルトニアンの有用性が確認された形になった。不純物の効果などもこの描像と符合する結果を得ている。又、非線型伝導のしきい電場 $E_T(T)$ の温度依存性の測定によって、デピンニングの過程には、明らかに、有限温度における熱揺らぎの効果がきいている事も分かり、実験結果は、現在提出されているモデルと定性的にも、定量的にも良い一致を見ている。

一方、巨視的量子トンネルモデルを積極的に支持する結果は、得られなかった。

これまで理解されていなかった、CDWが受ける減衰力の起源については、電場が大きい極限での伝導度 $\sigma_\infty$ を実験的に決定する事に成功した。そして、得られた結果より、金属的CDW、又は、整合半導体的CDWに対しては、 $\sigma_\infty$ と $\sigma_0$ との比例関係が確認され、この場合は、正常電子との相互作用がCDWに働く減衰力の主要な要因である事が分かった。これに対して、不整合半導体CDWでは、別の散乱機構が支配的であると考えざるを得ない結果を得ている。

又、しきい電場近傍のCDWの運動を臨界現象と捉えた場合、その指数は約2である事も分かった。

これまで、多くのグループによって、非線型伝導度の測定に関して、一見まちまちの結果が得られていたが、それ等の各々について、比較議論したのは既に見たところであるが、本研究によって、本研究で得られた結果もふくめて、これらの結果を統一的に理解することが出来たと考えている。

3) 第IV章では、CDWがスライディングを起こしている状態で発生する広帯域雑音の測定を詳細に行なった結果、実に多くの事が明らかになった。

まず、雑音の測定より、CDWが運動している状態でのコヒーレントなドメインの大きさという大変重要な量を実験的に見積もる事に初めて成功した。それは、少なくとも、非線型伝導のしきい電場付近では、結晶成長時に形成されるドメインにほぼ等しいものであり、CDWのスライディングの巨視的性格が浮き掘りにされた。

又、雑音測定結果と非線型伝導度の測定結果を比較する事により、しきい電場近傍では、有限温度の効果も確実に電流電圧特性に影響を与えている事が明らかになり、第三章で、非線型伝導度のしきい電場の温度依存性の測定から得られた結論と辻褃が合う。

この他、 $Ko_{.3}MoO_3$ では、CDWの運動の大きな特徴である準安定性についての知見を、雑音測定より得る事に成功した。即ち、準安定性をもたらすピン止め障壁エネルギーを評価する事に成功し、準安定性は、局所的にソリトンが強いピン止め中心の周辺で熱励起される過程によるという描像を得るに至った。さらに、CDW系では初めての試みとしてパイスペクトルの測定を行なった。その結果、CDW状態で観測される長時間の準安定性は、局所的な位相の歪みの開放が幾つものカスケードを形成して起こるのではないかという描像に到達した。

更に、何故CDWがスライディングを起こしている状態で幅広く $1/f$ スペクトルが観測されるのかと言う問題を、雑音測定の結果から総合的に考察した。その結果、本系で観測される $1/f$ スペクトルは、CDWの運動方向が一次元方向に限られており、なおかつドメインとドメインの間でCDWの振幅が完全に破壊されていない事により、CDWの異なる時刻の運動に長時間の相関が導入された為であるとの結論を得た。言い換えれば、スライディングCDWによる $1/f$ 雑音は、CDWの運動の一次元性が最もよく表われた現象であると思われる。

第IV章の研究により、雑音測定から何が分かるかという、研究の進め方についての一つの方向を示す事が出来たのではないかと思う。

3)  $Ko_{.3}MoO_3$ の低温における非線型伝導を調べる事により、約30 K以下で劇的なスイッチング現象を起こす事を発見した。第V章では、この現象について、詳細に調べた結果、まず、この現象が、やはりCDWのスライディングによるものである事を、CDWのスライディングによる振動電流を観測する事により明らかにした。 $Ko_{.3}MoO_3$ の低温では正常電子

がないのでCDWの裸の応答が容易に観測できる事が期待されるが、予想通り、スイッチング状態では実に多くの新たな知見が得られた。

まず、この状態でのCDWによる伝導度は、正常電子による伝導度と比例せず、従って、それ以前に次第に確立されつつあったかに思われた、正常電子によるCDWの運動の減衰という概念の枠からはみ出すものであり、CDWのダイナミクスに新たな側面を導入した。 $Ko_3MoO_3$ の低温でスイッチング現象が起きる理由も、CDWが正常電子の遮蔽効果により受ける減衰力が、CDWの速度が速くなる時かなくなる事が原因であると考えられるモデルで矛盾なく説明出来る事が分かった。

また、時間領域での電流応答の観察により、CDWの単位運動に対応すると思われる三種類の異なる運動形態がはっきりと分離された。その中には、明らかに、電極など、境界でのCDWの挙動を真面目に考えないと説明出来ない現象が含まれており、CDWのダイナミクスの完全な記述の為には、CDWの位相だけでなく、振幅のダイナミクスも取り入れねばならないという事がはっきりした。

交流伝導度の測定からは、CDWがスライディングする事による交流伝導度の観測に初めて成功した。それは、CDWの並進による固有周期を特性時間とするドゥルーデ型の伝導度である。又、CDWの固有周期と外部交流との干渉効果にも新しい側面を発見した。しかし、これらの現象に関する限りは、位相のダイナミクスだけで説明が可能の様である。

いずれにしても、他の物質の他の状態では部分的に見えたり見えなかったりした現象が、 $Ko_3MoO_3$ の低温のスイッチング状態では、全てが一度に纏めて、しかも容易に観測される。この現象の説明には新たな概念の導入が必要であったと同時に、それまで個々に提出されていた諸概念を統一的に理解する事が可能になったと言っても過言でない。その意味で、CDWのダイナミクスの理解にとって、この現象の発見の持つ意義は極めて大きい。

この現象については、現在なお世界で研究が進められている最中であり、今後の発展に期待する。

4) 第VI章では、これらの結果を総合的にもう一度まとめ直し、第II章で提起した問題点に、改めて、一つ一つ回答を与えていった。その詳細は、すぐ上で述べた事のくりかえしになるので、ここでそれをもう一度述べる事はしない。

第四章、第五章の研究によって、CDWのダイナミクスの記述には、界面での位相ス

リップなどの、振幅モードが関与する現象を考慮しなければならない事が明らかになったのにもかかわらず、第三章の非線型伝導度の電場依存性や、第五章の交流伝導度の周波数依存性などが、CDWの位相のダイナミクスだけでほぼ記述出来たという事は、振幅モードが関与する現象は、通常は、ピン止めや減衰力の起源としては支配的でない事を意味するものと思われる。本研究とのかかわりで言えば、これ等は、スイッチング状態でのある電流領域での応答や、 $1/f$ スペクトルの原因などに、初めて、本質的な役割を演ずる事になるのである。

## 謝辞

本研究は、東京大学工学部物理工学科の田中昭二教授並びに内野倉国光助教授の研究室で行なわれたものである。研究期間が長期間に及んだ事もあって、本研究の完成の為には、実に多くの方のお世話になった。

田中昭二東京大学名誉教授は、本研究を私にテーマとして与えて下さり、本研究の進行中の全期間にわたり、ご多忙中にもかかわらず、常に、卓越した見地からのご指導をいただき、感謝の念に絶えない。

内野倉国光助教授には、本研究の後半に当たる時期から直接ご指導をいただいたが、物理的な議論のみならず、実験装置の正しい使い方、論文の正しい書き方の細部に至まで、丁寧にご指導いただいた。

現在工業化学科の北沢宏一教授には、研究上の問題のみならず、学生生活その他の実に多岐にわたり、多くの事を教えていただいた。

現在総合試験所内田慎一助教授には本研究に関する誠に適切な導入をしていただいたと共に、初期の段階では、直接のご指導もいただいた。

現在NTT武蔵野研究所の内藤方夫研究員には、助手として、物理的議論のみならず、低温における測定のいろはから工作等に至るまで、手取り足取り教えていただいた。

現在富士通厚木研究所の田中厚志氏には、やはり、直接、実験技術のご指導をいただき、又、私が卒業論文の学生の時の共同研究者である倉員桂一氏(現在日立製作所武蔵工場)には、やはり教えられるところが多かった。古山達雄(現在阪大医学部)、納富雅也(現在NTT武蔵野研究所)の各氏は修士課程において、有馬孝尚(現在東レ)、飯島康裕(現在藤倉電線)、龍原潔(現在東京大学物性研究所)、小野利寿(現在日本鋼管)の各氏に卒業論文の学生として、本研究に最も直接的な寄与をした共同研究者である。

現在東京大学物性研究所の松川宏氏には、CDWのダイナミクスに関して、理論的な問題を色々教えていただき、極めて示唆に富む議論をしばしばしていただいた。特に、K0.3MoO3のスイッチング状態での交流伝導度の解釈を巡っては、未発表の数値計算の結果を教えていただいた。

1/fスペクトルの解釈については、東京工業大学武者利光教授、並びに、山口大学 古

川浩教授との議論は、大変刺激的であった。特に、古川教授には、本研究のデータについて、直接、色々なアイデアを与えて下さり、又、未発表の理論的考察もお知らせいただいた。

その他にも、学会等における、色々な方との議論は、本研究の至る所で活かされているが、特に、北海道大学伊土政行教授、京都大学基礎物理学研究所高山一教授、プリンストン大学Nai Phang Ong(王乃藩)教授、グルノーブルCNRSのClare Schlenker教授、ハンガリー国立物理学研究所のGeorge Mihaly氏、AT&Tベル研究所のPeter Littlewood氏との議論は、特に重要であった。

また、測定回路に関する私の稚拙な質問にも、物理工学科早川禮之助教授、寺岡巖助手は、ていねいに答えて下さった。

走査型電子顕微鏡写真、並びに収束電子線回折の結果を提供して下さった東北大学理学部の田中通義助教授、金山俊克氏、温度制御装置の回路図を提供して下さった東京大学物性研究所安岡研究室の西原訓助手にも感謝する。

最後になってしまったが、田島節子講師、斎木幸一朗助手をはじめとする、田中研究室の方々には、色々ご迷惑をおかけする事も多かつたし、何かにつけてお世話になった。

これらのどの方々の好意なくして、本研究の完成はありえなかった事を最後にもう一度確認し、ここに改めて感謝の意を表す次第である。

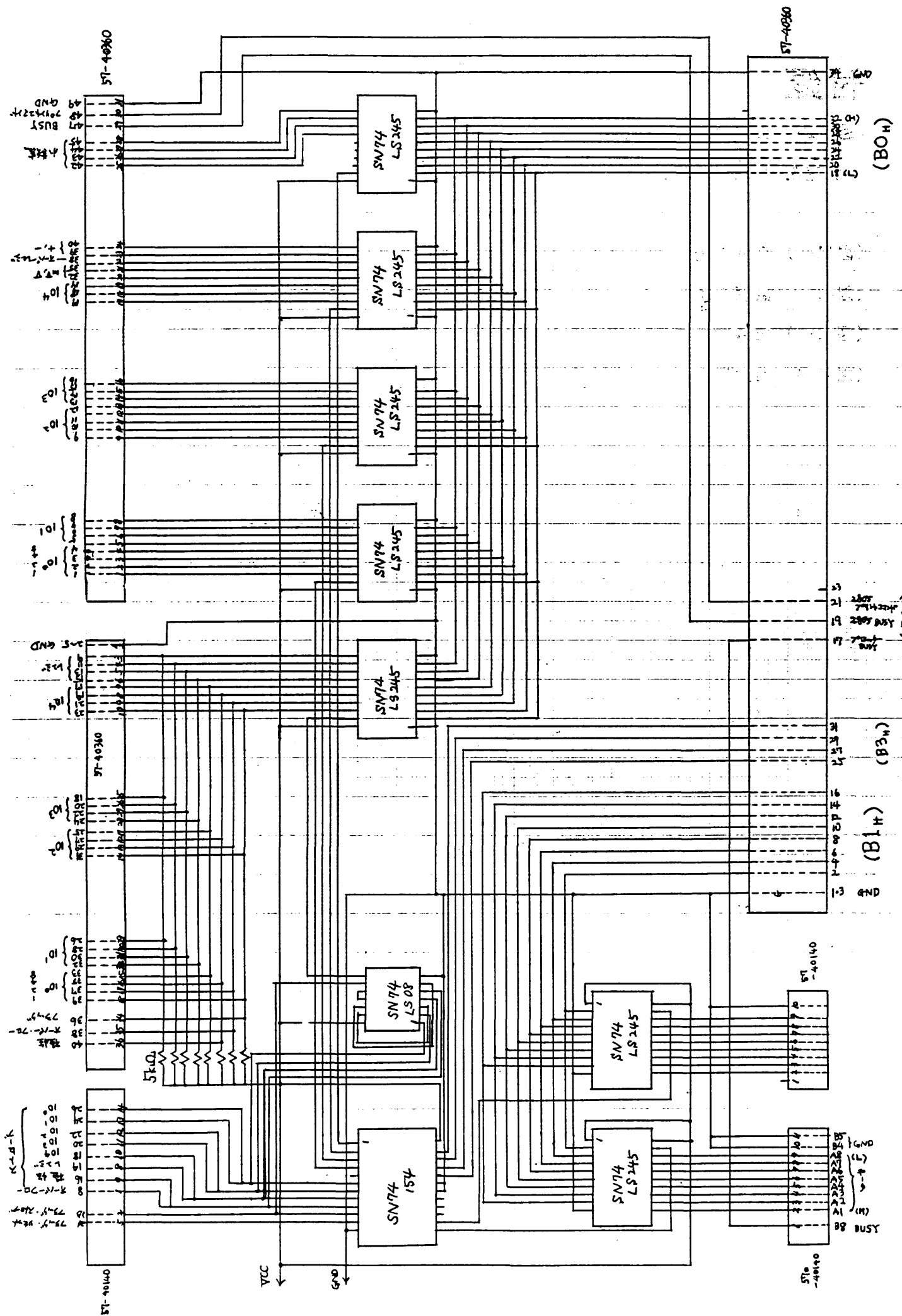


## 付録

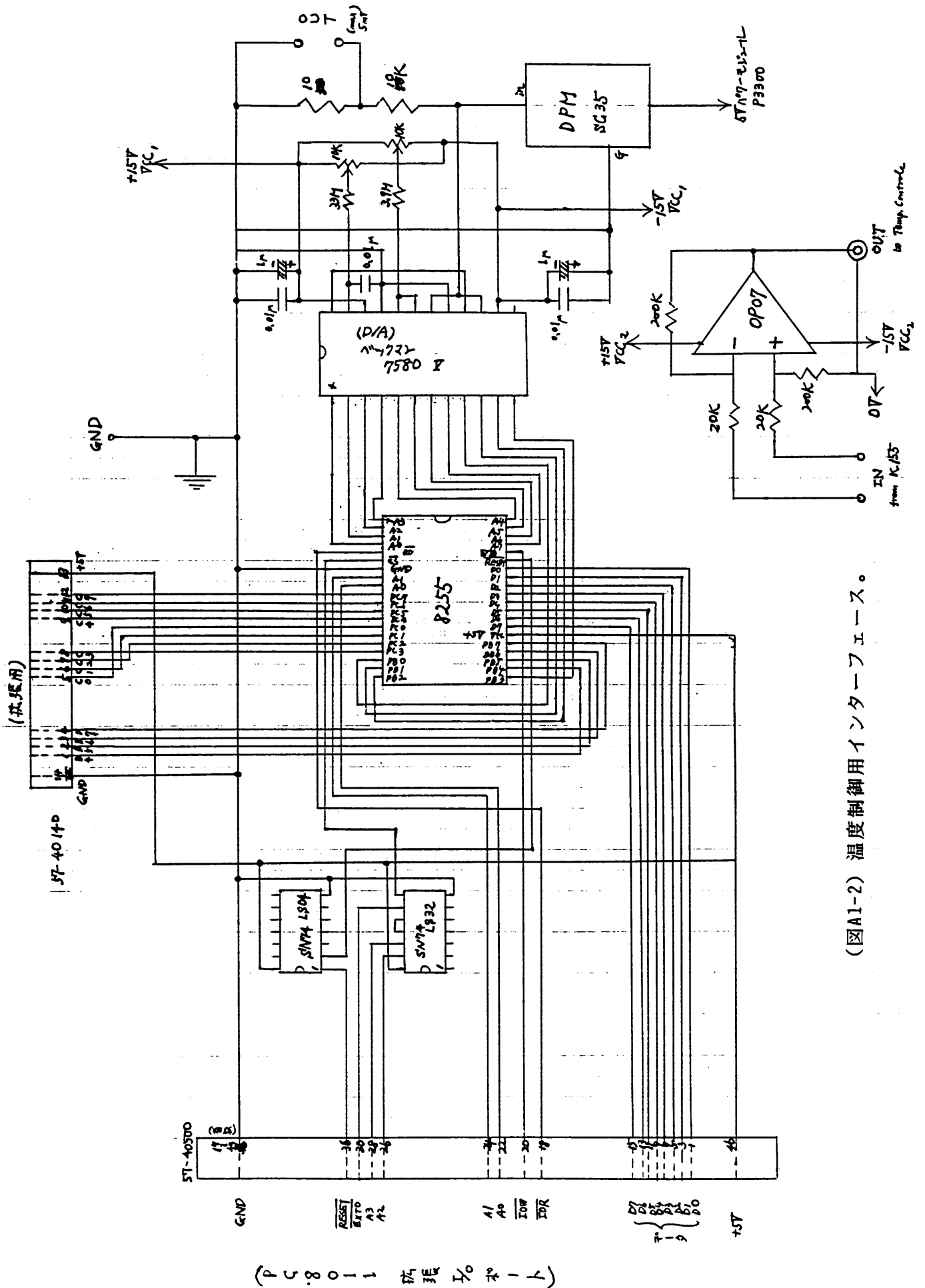
### § A 1 付録 1

測定制御関係の回路図をまとめた。ここに載せた図は以下の通りである。

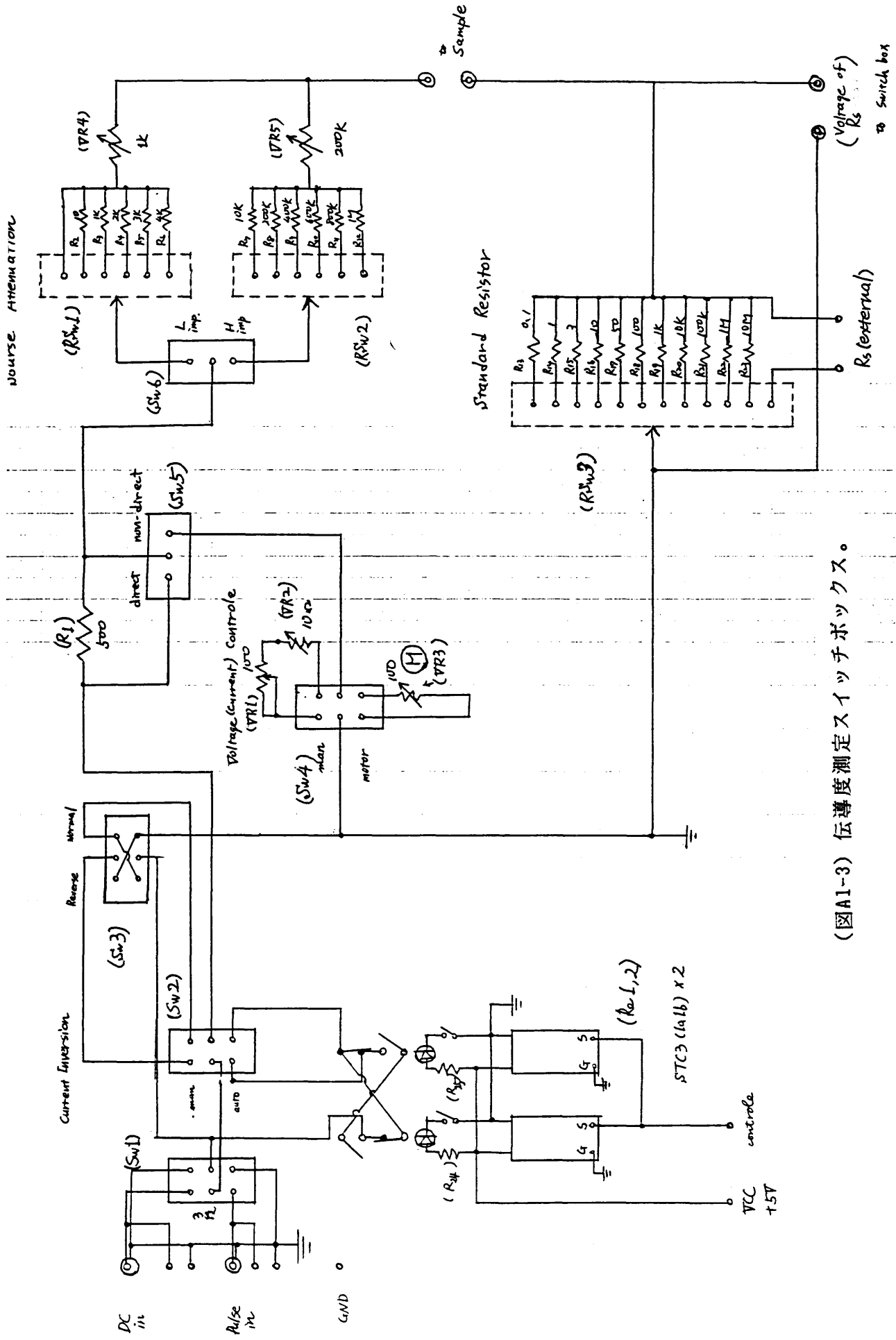
- (図A1-1) データ読み込みインターフェース。
- (図A1-2) 温度制御用インターフェース。
- (図A1-3) 伝導度測定スイッチボックス。
- (図A1-4) 温度制御装置配線図。



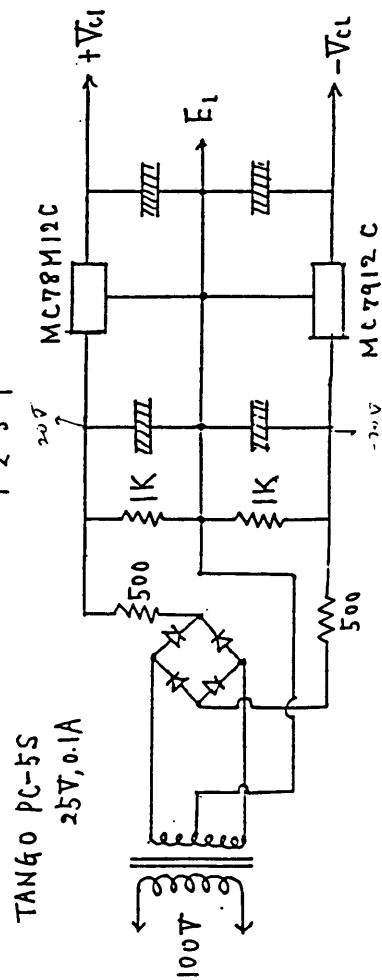
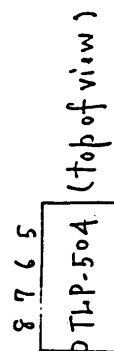
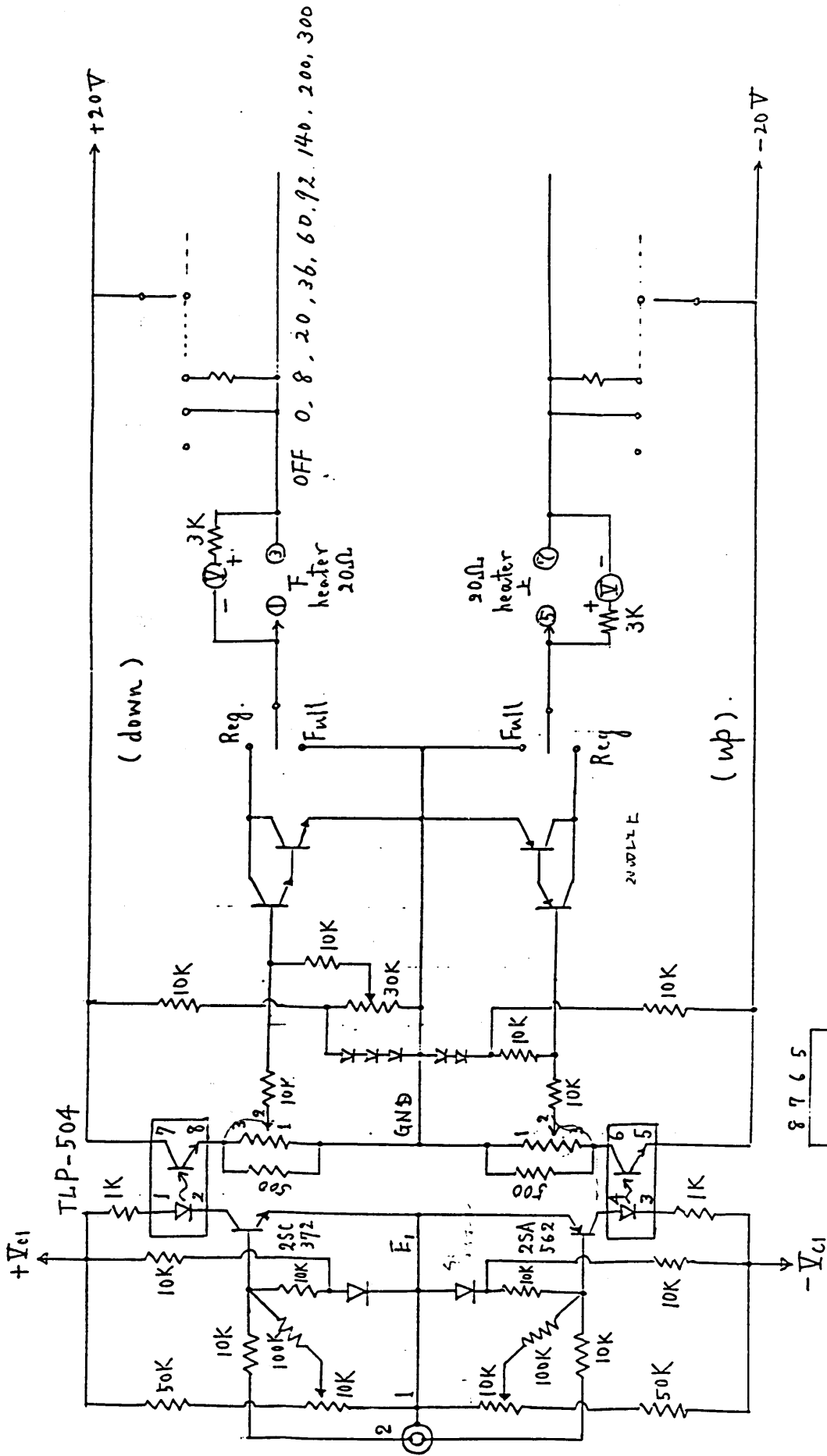
(図A1-1) データ読み込みインターフェース。



(図A1-2) 温度制御用インターフェース。



(図A1-3) 伝導度測定スイッチボックス。



(图A1-4) 温度制御装置配線図。

## References

- [1] W. A. Little; Phys. Rev. 134 (1964) A1416.
- [2] H. Fröhlich; Proc. Roy. Soc. London. A223 (1954) 296.
- [3] R. E. Peierls; "Quantum Theory of Solids" (Clarendon Press, Oxford, 1955) Chap. 3.
- [4] J. Bardeen, L. N. Cooper and R. Schrieffer; Phys. Rev. 108 (1957) 1175.
- [5] P. A. Lee, T. M. Rice and P. W. Anderson; Solid State Commun. 14 (1974) 703.
- [6] M. J. Cohen, L. B. Coleman, A. F. Garito and A. J. Heeger; Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 432.
- [7] J. A. Wilson, F. J. Disalvo and S. Mahajan; Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 882.
- [8] J. P. Pouget, S. Khanna, F. Denoyer, R. Comès, A. F. Garito and A. J. Heeger; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 437.
- [9] M. J. Cohen, P. R. Newman and A. J. Heeger; Phys. Rev. B10 (1976) 1500.
- [10] A. Meershaut and J. Rouxel; J. Less Common. Metals 39 (1975) 147.
- [11] P. Monceau, N. P. Ong and A. M. Portis; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 602.
- [12] K. Tsutsumi, T. Takagaki, M. Yamamoto, Y. Shiozaki, M. Ido, T. Sambongi, K. Yamaya and Y. Abe; Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1675.
- [13] J. Bardeen; Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1498, and *ibid* 45 (1980) 1978.
- [14] 内田 慎一、田中 厚志、倉員 桂一、前田 京剛、田中

昭二;日本物理学会第37回年会予稿集、2p-W-20 (p162).

- [15] A. H. Thompson, A. Zettl and G. Grüner; *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981) 64.
- [16] K. Hasegawa, A. Maeda, S. Uchida and S. Tanaka; *Solid State Commun.* 44 (1982) 881.
- [17] A. Maeda, M. Naito and S. Tanaka; *Solid State Commun.* 47 (1983) 1001.
- [18] A. Maeda, M. Naito and S. Tanaka; *J. Phys. Soc. Jpn.* 54 (1985) 1912.
- [19] A. Wold, W. Kunmann, R. J. Arnott and A. Ferretti; *Inorg. Chem.* 3 (1964) 545.
- [20] J. Graham and A. D. Wadsley; *Acta Cryst.* 20 (1966) 93.
- [21] J. Dumas, C. Schlenker, J. Marcus and R. Buder; *Phys. Rev. Lett.* 59 (1983) 757.
- [22] A. Maeda, T. Furuyama and S. Tanaka; *Solid State Commun.* 55 (1985) 951.
- [23] A. Maeda, M. Notomi, K. Uchinokura and S. Tanaka; *Phys. Rev. B* 36 (1987) 7709.
- [24] A. Maeda, K. Uchinokura and S. Tanaka; *J. Phys. Soc. Jpn.* 56 (1987) 3598.
- [25] A. Maeda, K. Uchinokura and S. Tanaka; *Synthetic Metals* 19 (1987) 825.
- [26] L. D. Landau and E. M. Lifshitsu; "Statistical Physics (2nd ed.)" (Pergamon Press, Oxford, 1968) Chap. 15, p. 537.
- [27] T. M. Rice; *Phys. Rev.* 1044 (1965) 1889, and P. C. Höhenberg; *Phys. Rev.* 158 (1967) 383.
- [28] 鹿兒島 誠一、三本木 孝、長沢 博;"一次元電気伝導体"(裳華房, 東京, 1982)
- [29] W. L. McMillan; *Phys. Rev. B* 14 (1976) 1496.

- [30] K. Machida and M. Fujita; Phys. Rev. B30 (1984) 5284.
- [31] J. Berlinski; Contemp. Phys. 42 (1979) 1243.
- [32] H. Fukuyama; J. Phys. Soc. Jpn. 41 (1976) 513, and H. Fukuyama and P. A. Lee; Phys. Rev. B17 (1978) 45.
- [33] H. Fukuyama and H. Takayama; in "Physics and Chemistry of Materials with Low-dimensional Structures", ed. P. Monceau, (Reidel, Dordrecht, 1985), Chap. 2.
- [34] M. J. Rice, A. R. Bishop, J. A. Krumhansl and S. E. Trullinger; Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 432.
- [35] K. Maki and K. Sasaki; Phys. Rev. B34 (1986) 6464.
- [36] Proc. Int. Conf. Science and Technology of Synthetic Metals, ed. H. Shirakawa and T. Yamabe, Synthetic Metals (1987, Elsevier) (Kyoto, 1986).
- [37] Proc. Int. Conf. Science and Technology of Synthetic Metals, Ed. M. Adlissi, Synthetic Metals (1988) (Santa Fe, 1988).
- [38] 鹿兒島 誠一; 「低次元電子の不思議」(丸善,1986) .
- [39] A. J. Heeger; in "Chemistry and Physics of quasi one dimensional metal", ed. H. Keller (Plenum, New York) p87.
- [40] N. C. Banik, E. M. Conwell and C. S. Jacobsen; Solid State Commun. 38 (1981) 267.
- [41] S. Tomic, F. Fontaine and D. Jerome; Phys. Rev. B37 (1988) 8468.
- [42] D. Jérôme, A. Mazaud, M. Ribault and K. Bechgard; J. Physique Lett. 41 (1980) L-95.
- [43] J. Kwak, J. E. Schriber, E. M. Engler and R. L. Greene; Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1296.
- [44] Proc. Yamada Conf. Physics and Chemistry of Quasi-one Dimensional Conductors, ed. S. Tanaka and K. Uchinokura, Physica 143B (1986, North Holland).



- [45] K. Oshima, H. Urayama, H. Yamochi and G. Saito; J. Phys. Soc. Jpn. (1988) .
- [46] T. Ito, H. Shirakawa and S. Ikeda; J. Polym. Sci., Polym. Chem. Ed 12 (1974) 11.
- [47] C. K. Chiang, S. C. Gau, C. R. Fincher, Jr., Y. W. Park, A. G. MacDiarmid and A. J. Heeger; Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 18.
- [48] B. Renker, L. Pintschovious, W. Gläser and H. Rietshel; Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 836.
- [49] P. Brüsck, S. Strässler and H. R. Zeller; Phys. Rev. B12 (1975) 219.
- [50] K. Yamaya, T. H. Geballe, J. F. Kwak and R. L. Greene; Solid State Commun. 31 (1979) 627.
- [51] P. Gressier, L. Guemas and A. Meerschaut; Acta Cryst. B38 (1982) 2877.
- [52] Z. Z. Wang, M. C. Saint-Lager, P. Monceau, M. Renard, P. Gressier, A. Meerschaut; Solid State Commun. 46 (1983) 325, and M. Maki, M. Kaiser, A. Zettl and G. Grüner; Solid State Commun. 46 (1983) 497.
- [53] L. Brattas and A. Kjekshus; Acta Chem. Scand. 25 (1971) 2783, and S. Furuseth, L. Brattas and A. Kjekshus; Acta Chem. Scand. 27 (1973) 2367.
- [54] J. Caussy, P. Haen, P. Monceau, G. Waysand, A. Wanital, A. Meerschaut, P. Molinie and J. Rouxel; Solid State Commun. 20 (1976) 759.
- [55] E. Bjerkelund and A. Kjekshus; Z. Anorg. Allgem. Chem. 328 (1964) 235.
- [56] A. Meerschaut, J. Pouxel, P. Haen, P. Monceau and M. Nunez-Reguiero; J. Physique 40 (1979) L157.

- [57] T. Sambongi, K. Tsutsumi, Y. Shiozaki, M. Yamamoto, K. Yamaya and Y. Abe; Solid State Commun. 22 (1977) 729.
- [58] Z. Z. Wang, H. Salva, P. Monceau, M. Renard, C. Roucau, R. Ayroles, F. Levy, L. Guemas and A. Meerschaut; 44 (1983) L311.
- [59] K. Tsutsumi, T. Sambongi, S. Kagoshima and T. Ishiguro; J. Phys. Soc. Jpn. 44 (1977) 1735.
- [60] M. Renard and Z. Z. Wang; J. Physique C3 (1983) 1761.
- [61] A. Meerschaut, L. Guemas and J. Rouxel; J. Solid State Chem. 36 (1981) 118.
- [62] C. Roucau, R. Ayroles, P. Monceau, L. Guemas, A. Meerschaut, and J. Rouxel; phys. stat. sol. 62 (1980) 483.
- [63] J. A. Wilson; Phys. Rev. B19 (1979) 6456.
- [64] N. P. Ong and J. W. Brill; Phys. Rev. B15 (1978) 5265, and M. Ido; Mol. Cryst. Liquid Cryst. (1982).
- [65] F. Devreux; J. Physique 43 (1982) 1489.
- [66] P. Monceau; Solid State Commun. 24 (1977) 331, and R. M. Fleming, J. A. Polo, Jr. and R. V. Coleman; Phys. Rev. B17 (1978) 1634.
- [67] M. Tanaka; unpublished.
- [68] T. Sambongi, K. Tsutsumi, Y. Shiozaki, M. Yamamoto, K. Yamaya and Y. Abe; Solid State Commun. 22 (1977) 729.
- [69] M. Tanaka and T. Kaneyama; Proc. Int. Congress on Electron Microscopy, (Kyoto, Japan, 1986) to be published.
- [70] R. S. Lear, M. J. Skove and E. P. Stillwell and J. W. Brill; Phys. Rev. B29 (1984) 5656.
- [71] N. P. Ong, J. W. Brill, J. C. Eckert, J. W. Savage, S. K. Khanna and R. B. Somoano; Phys. Rev. Lett; 42 (1979) 811, and J. W. Brill, N. P. Ong, J. C. Eckert, J. W. Savage, S. K. Khanna and R. B. Somoano; Phys. Rev. B23 (1981) 1517, J. Richard, P. Monceau

- and M. Renard; *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 81 (1982) 83.
- [72] Pei-Ling Hsieh, F. de Czito, A. Janossy and G. Grüner; *J. Phys.* 44 (1983) C3-1749.
- [73] W. W. Fuller, G. Grüner, P. M. Chaikin and N. P. Ong; *Phys. Rev.* B23 (1981) 6259.
- [74] C. M. Bastuscheck, R. A. Buhrman, J. D. Kulick and J. C. Scott; *Solid State Commun.* 36 (1980) 983.
- [75] W. W. Fuller, P. M. Chaikin and N. P. Ong; *Phys. Rev.* B24 (1981) 1333.
- [76] A. Briggs, P. Monceau, M. Nunez-Regueiro, M. Ribault and J. Renard; *J. Physique* 42 (1981) 1453.
- [77] K. Kawabata and M. Ido; *Solid State Commun.* 44 (1982) 1539.
- [78] S. Tomic, K. Bilijakovic, D. Djurek, J. R. Cooper, P. Monceau and A. Meerschaut; *Solid State Commun.* 38 (1981) 109.
- [79] K. Bilijakovic; *ICSM' 88*.
- [80] J. D. Kulick and J. C. Scott; *Solid State Commun.* 32 (1979) 217.
- [81] F. J. DiSalvo, J. V. Waszczak and K. Yamaya; *J. Phys. Chem. Solids* 41 (1980) 1311.
- [82] N. P. Ong; *Phys. Rev.* B18 (1978) 5272.
- [83] K. Kawabata, M. Ido and T. Sambongi; *J. Phys. Soc. Jpn.* 50 (1981) 739.
- [84] P. Monceau; *Solid State Commun.* 24 (1977) 331.
- [85] R. M. Fleming, J. A. Polo, Jr, and R. V. Coleman; *Phys. Rev.* B17 (1978) 1634.
- [86] T. Takagaki, M. Ido and T. Sambongi; *J. Phys. Soc. Jpn.* 45 (1978) 2039.
- [87] R. H. Dee, P. M. Chaikin and N. P. Ong; *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979) 1234.

- [88] P. M. Chaikin, W. W. Fuller, R. Lacoë, J. F. Kwak and R. L. Greene, J. C. Eckert and N. P. Ong; *Solid State Commun.* 39 (1981) 553.
- [89] J. W. Brill, C. P. Tzou, G. Verma and N. P. Ong; *Solid State Commun.* 39 (1981) 233.
- [90] D. Djurek and S. Tomic; *Phys. Lett.* 85A (1981) 155.
- [91] H. Geserich and G. Scheiber; *Solid State Commun.* 49 (1984) 335.
- [92] W. A. Challender and P. L. Richards; *Solid State Commun.* 52 (1984) 117.
- [93] R. J. Wagner and N. P. Ong; *Solid State Commun.* 46 (1983) 491.
- [94] J. W. Brill; *Solid State Commun.* 41 (1982) 925.
- [95] A. Fournel, J. P. Sorbier, M. Konczykowski and P. Monceau; *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 2199.
- [96] T. Ekino and J. Akimitsu; *Jpn. J. Appl. Phys.* 26 (Suppl-3) (1987) 625.
- [97] J. H. Ross, Jr., Z. Wang and C. P. Slichter; *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 663.
- [98] H. Gruber, M. Reissner and W. Steiner; *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 121 (1985) 137.
- [99] N. P. Ong, G. X. Tessema, G. Verma, J. C. Eckert, J. Savage and S. K. Khanna; *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 81 (1982) 41.
- [100] Y. I. Latyshev, Y. S. Savitsukaya and V. V. Frolov; *Sov. Phys. JETP Lett.* (1983) 541.
- [101] B. Fisher; *Solid State Commun.* 46 (1983) 227.
- [102] R. Allgeyer, B. H. Suits and F. C. Brown; *Solid State Commun.* 43 (1982) 207.

- [103] H. Mutka and A. Meerschaut; *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 81 (1982) 125.
- [104] B. Fisher; *Solid State Commun.* 48 (1983) 437.
- [105] J. Nakahara, T. Taguchi, T. Araki and M. Ido; *J. Phys. Soc Jpn.* (1985) 2741.
- [106] M. E. Itkis and F. Ya Nad; *Sov. Phys. JETP Lett.* 39 (1984) 448.
- [107] J. C. Tsang, C. H. Hermann and M. W. Shafer; *Phys. Rev. Lett.* 40 (1988) 1528.
- [108] S. Sugai; *Phys. Rev.* B29 (1984) 953.
- [109] J. W. Brill and S. L. Herr; *Solid State Commun.* 49 (1984) 265.
- [110] Yu. I. Latyshev and Ya. S. Savitskaya; *Physica* 143B (1986) 180.
- [111] G. Travaglini and P. Wachter; *Lect. Notes. Phys.* 217 (1985) 71.
- [112] M. H. Whango and L. F. Schneemeyer; *Inorg. Chem.* 25 (1986) 2424.
- [113] H. Mutka, S. Bouffard, J. Dumas and S. Schlenker; *J. Phys. Lett.* 45 (1984) L-729.
- [114] D. C. Johnston; *Phys. Rev. Lett.* 52 (1984) 2049.
- [115] K. Dahlhauser, A. C. Anderson and G. Mozurkewich; *Phys. Rev.* B34 (1986) 4432.
- [116] K. Bilijakovich; *ICSM' 88.*
- [117] G. Bang and G. Sperlich; *Z. Phys.* B32 (1975) 1.
- [118] W. Folge and J. Perlstein; *Phys. Rev.* B6 (1972) 1402.
- [119] R. Brusetti, B. K. Chakraverty, J. Devenyi, J. Dumas, J. Marcus and C. Schlenker; "Recent Developments in Condensed Matter Physics", vol. 2, ed. J. T. Devreese (Plenum, New York, 1981)

p181.

- [120] L. Forro, J. R. Cooper, A. Janossy and K. Kamaras; Phys. Rev. B34 (1986) 9047.
- [121] C. Schlenker and J. Dumas; "Crystal Chemistry and Properties of Materials with Quasi-One Dimensional Structures", ed. J. Rouxel (D. Reidel, 1986) p135.
- [122] E. B. Lopes, M. Almeida; Synthetic Metals, to be published.
- [123] G. Travaglini, P. Wachter, J. Marcus and C. Schlenker; Solid State Commun. 37 (1981) 599.
- [124] G. Travaglini and P. Wachter; Phys. Rev. B30 (1984) 1971.
- [125] H. K. Ng, G. A. Thomas and L. F. Schneemeyer; Phys. Rev. B33 (1986) 8755.
- [126] G. Travaglini, I. Mörke and P. Wachter; Solid State Commun. 45 (1983) 289.
- [127] L. C. Bource and A. Zettl; Solid State Commun. 60 (1986) 789.
- [128] H. Ikuta, A. Maeda, K. Uchinokura and S. Tanaka; Jpn. J. Appl. Phys. 26 (Suppl.-3) (1987) 621.
- [129] K. Nomura, K. Kume and M. Sato; J. Phys. C19 (1986) L289.
- [130] P. Segransan, A. Janossy, C. Berthier, J. Marcus and P. Butaud; Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1854.
- [131] D. C. Duoglass, L. F. Schneemeyer and E. Spengler; Phys. Rev. B32 (1985) 1813.
- [132] J. Dumas, C. Schlenker, J. Y. Veuillen, R. Chevalier, J. Marcus, R. Cinti and E. AL Khoury Neme; Synthetic Metals 19 (1987) 937.
- [133] Y. Abe, T. Haga, T. Kimura, Y. Tajima and K. Imai; Proc. Int. Symp. Non-linear Transport and Related Phenomena in

- Inorganic Quasi-one Dimensional Conductors (Sapporo, Japan), Oct. 1986, Hokkaido University, ed., p223.
- [134] B. Daudin, M. Dubus, J. Dumas and J. Marcus; Synthetic Metals, to be published.
- [135] H. Matsuoka, K. Ohtake, R. Yamamoto, M. Doyama, H. Sakamoto, T. Mori, H. Namatame, M. Fujisawa, K. Soda and S. Suga; Physica 143B (1986) 189.
- [136] G. K. Wertheim, L. F. Schneemeyer and D. N. E. Buchman; Phys. Rev. B32 (1985) 3568.
- [137] J. Y. Veuillen, R. Chervalier, J. Marcus and C. Schlenker; Solid State Commun. 63 (1987) 587.
- [138] K. Ohtake, E. Sato, S. Koshiba, R. Yamamoto, M. Doyama, K. Soda, T. Mori, S. Suga and K. Endo; Physica 143B (1986) 192.
- [139] J. P. Pouget, C. Noguera, A. H. Moudden and R. Moret; J. Physique 46 (1985) 1731.
- [140] M. Sato, H. Fujishita and S. Hoshino; J. Phys. C16 81983) L877.
- [141] M. Sato, H. Fujishita, S. Sato and S. Hoshino; J. Phys. C18 (1985) L877.
- [142] R. M. Fleming, R. G. Dunn and L. F. Schneemeyer; Phys. Rev. B31 (1985) 4099.
- [143] N. P. Ong, P. Monceau; Phys. Rev. B16 (1977) 3443.
- [144] R. M. Fleming, D. E. Moncton and D. B. McWhan; Phys. Rev. B18 (1978) 5560.
- [145] R. M. Fleming and C. C. Grimes; Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1423.
- [146] T. Takoshima, M. Ido, K. Tsutsumi, T. Sambongi, S. Honma, K. Yamaya and Y. Abe; Solid State Commun. 35 (1980) 911.
- [147] R. M. Fleming; Phys. Rev. B22 (1980) 5606.

- [148] A. Zettl and G. Gruner; Phys. Rev. B26 (1982) 2298.
- [149] L. Mihaly and G. Gruner; Solid State Commun 50 (1984) 807.
- [150] K. Tsutsumi, T. Tamegai, S. Kagoshima and M. Sato; J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 3004.
- [151] G. Grüner, L. C. Tippie, J. Sanny and W. G. Clark; Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 935.
- [152] A. Zettl and G. Grüner; Phys. Rev. B25 (1982) 2081.
- [153] R. P. Hall, M. S. Shervin and A. Zettl; Solid State Commun. 54 (1985) 683.
- [154] W. Wu, L. Mihaly, G. Mozurkewich and G. Gruner; Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 2382.
- [155] R. J. Cava, R. M. Fleming, R. G. Dunn and E. A. Rietman; Phys. Rev. B31 (1985) 8325, and J. P. Stokes, M. O. Robbins and S. Bhattacharya; Phys. Rev. B32 (1985) 6939.
- [156] P. Monceau, J. Richard and M. Renard; Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 43.
- [157] G. Mozurkewich and G. Gruner; Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2206.
- [158] G. Mozurkewich, M. Maki and G. Grüner; Solid State Commun. 48 (1983) 453.
- [159] N. P. Ong and G. Verma; Phys. Rev. B27 (1983) 4495.
- [160] N. P. Ong and K. Maki; Phys. Rev. B32 (1985) 6583.
- [161] L. P. Gorkov; Sov. Phys. JETP Lett. 38 (1983) 87, and Sov. Phys. JETP 59 (1984) 1057.
- [162] H. Matsukawa and H. Takayama; Solid State Commun. 50 (1984) 283.
- [163] P. B. Littlewood; Phys. Rev. B36 (1986) 3108.
- [164] S. E. Barns and A. Zawadovski; Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1003.



- [165] P. Monceau, M. Renard, J. Richard, M. Saint-Lager, H. Salva and Z. Z. Wang; *Phys. Rev.* B28 (1983) 1646.
- [166] J. Dumas and C. Schlenker; *Solid State Commun.* 45 (1983) 885.
- [167] C. Schlenker and J. Dumas; *Physica* 143B (1986) 103.
- [168] J. Richard, P. Monceau, M. Papoular and M. Renard; *J. Phys.* C15 (1982) 7157.
- [169] J. Richard, P. Monceau and M. Renard; *Phys. Rev.* B25 (1982) 948.
- [170] S. E. Brown and G. Grüner; *Phys. Rev.* B31 (1985) 8302.
- [171] A. Zettl and G. Gruner; *Solid State Commun.* 46 (1983) 501.
- [172] R. P. Hall and A. Zettl; *Phys. Rev.* B30 (1984) 2279.
- [173] A. Zettl and G. Gruner; *Phys. Rev.* B29 (1984) 755.
- [174] J. R. Tucker, J. H. Miller, Jr., K. Seeger, J. Bardeen; *Phys. Rev.* B25 (1982) 2979.
- [175] K. Seeger, W. Mayr and A. Phillip; *Solid State Commun.* 43 (1982) 113.
- [176] H. H. Higgs and J. C. Gill; *Solid State Commun.* 47 (1983) 737.
- [177] G. Hutiray, G. Mihaly and L. Mihaly; *Solid State Commun.* 47 (1983) 121.
- [178] K. Tsutsumi, T. Tamegai, S. Kagoshima, H. Tomozawa and M. Sato; *J. Phys. Soc. Jpn.* 53 (1984) 3946.
- [179] G. Mihaly and L. Mihaly; *Phys. Rev. Lett.* 52 (1984) 149.
- [180] L. Mihaly, T. Chen, B. Alavi and G. Gruner; "Charge-Density Waves in Solids", ed. G. Hutiray (Springer, 1985) p455.
- [181] J. C. Gill; *Solid State Commun.* 39 (1981) 1203.
- [182] G. Mihaly and L. Mihaly; *Solid State Commun.* 48 (1983) 449.

- [183] R. M. Fleming and L. F. Schneemeyer; Phys. Rev. B28 (1983) 6996.
- [184] M. Ido, Y. Okajima, H. Wakimoto and M. Oda; Physica 143B (1986) 54.
- [185] R. M. Fleming and L. F. Schneemeyer; Phys. Rev. B33 (1986) 2930.
- [186] G. X. Tessema and N. P. Ong; Phys. Rev. B27 (1983) 1417.
- [187] R. J. Cava, R. M. Fleming, P. Littlewood, E. A. Rietman, L.F. Schneemeyer and R. G. Dunn; Phys. Rev. B30 (1984) 3228.
- [188] R. J. Cava, P. Littlewood, R. M. Fleming, R. G. Dunn and E. A. Rietman; Phys. Rev. B33 (1986) 2439.
- [189] R. J. Cava, R. M. Fleming, E. A. Rietman, R. G. Dunn and L. F. Schneemeyer; Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1677.
- [190] G. Gruner, A. Zettl, W. G. Clark and J. Bardeen; Phys. Rev. B24 (1981) 7247.
- [191] J. R. Tucker; IEEE J. Quant. Electron. 15 (1979) 1234.
- [192] J. Bardeen; Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1010.
- [193] J. Bardeen; Z. Phys. B67 (1987) 427.
- [194] H. Fukuyama and H. Takayama; "Electronic Properties of Inorganic Quasi-One Dimensional Compounds", ed. P. Mouceau (D. Reidel, 1985) Chap. 2.
- [195] G. Gruner, A. Zawadowski and P. M. Chaikin; Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 511.
- [196] T. A. Fulton and L. N. Dunkleberger; Phys. Rev. B9 (1974) 4760.
- [197] L. Sneddon, M. C. Cross and D. S. Fisher; Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 292, and L. Sneddon; Phys. Rev. B29 (1984) 719, 725.
- [198] D. S. Fisher; Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1486.
- [199] N. Teranishi and R. Kubo; J. Phys. Soc. Jpn. 47 (1979)

720.

[200] L. Pietronero and S. Strassler; Phys. Rev. B28 (1983) 5863.

[201] J. E. Sacco, J. B. Sokoloff and A. Widom; Phys. Rev. B20 (1979) 5071.

[202] J. B. Sokoloff; Phys. Rev. B23 (1981) 1992.

[203] J. B. Sokoloff; J. Phys. C18 (1985) 1641, and Phys. Rev. B31 (1985) 2270.

[204] P. B. Littlewood and T. M. Rice; Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 44.

[205] S. N. Coppersmith and Littlewood; Phys. Rev. B31 (1985) 4049.

[206] S. Abe; J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 3494.

[207] H. Matsukawa and H. Takayama; Solid State Commun. 52 (1984) 45.

[208] P. B. Littlewood; Phys. Rev. B33 (1986) 6694.

[209] H. Matsukawa; J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 1507.

[210] T. T. Soong; "Random Differential Equations in Science and Engineering", (Academic Press, New York, 1973).

[211] S. Machlup; J. Appl. Phys. 25 (1954) 341.

[212] E. Ben-Jacob, I. Goldhirsh and Y. Imry; Phys. Rev. Lett. 22 (1982) 1599.

[213] M. Buttiker, E. P. Harris and R. Landauer; Phys. Rev. B28 (1983) 1268.

[214] R. F. Voss; J. Low Temp. Phys. 42 (1981) 151.

[215] S. G. Chung; Phys. Rev. B29 (1984) 6977.

[216] T. Miyashita and H. Takayama; Jpn. J. Appl. Phys. 26 (Suppl-3) (1987) 603.

[217] W. Wonenberger and H. J. Breymayer; Z. Phys. B56 (1984)

241.

[218] M. Bleher, F. Gleisberg and W. Wonneberger; Z. Phys. B62 (1986) 179.

[219] 山口 昌哉;"カオスとフラクタル", (ブルーバックスB652, 講談社,1986).

[220] B. A. Hubermann and J. P. Crutchfield; Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1743.

[221] 長島 弘幸;日本物理学会誌 41 (1986) 19.

[222] P. Grassberger and I. Procaccia; Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 346, and Physica 9D (1983) 189.

[223] A. Ben-Mizrachi, I. Procaccia and P. Grassberger; Phys. Rev. 29 (1984) 975, and M. Franaszek; Phys. Lett. 105A (1984) 383.

[224] F. N. Hooge, T. G. M. Kleinpenning and L. K. J. Vandamme; Rep. Prog. Phys. 44 (1981) 31.

[225] P. Dutta and P. M. Horn; Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 497.

[226] Sh. M. Kogan; Sov. Phys. Usp. 28 (1985) 170.

[227] M. B. Weissman; Rev. Mod. Phys. 60 (1988) 537.

[228] F. K. du Pre; Phys. Rev. 78 (1950) 615.

[229] P. Dutta, P. Dimon and P. M. Horn; Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 646.

[230] T. Musha and H. Higuchi; Jap. J. Appl. Phys. 15 (1976) 1271.

[231] T. Tatsumi and J. Mizushima; Lecture Notes of Res. Inst. Math. Sci., Kyoto Univ. 234 (1975) 53 (in Japanese).

[232] H. Furukawa; Prog. Theo. Phys. 73 (1985) 1141.

[233] H. Furukawa; Phys. Rev. A34 (1986) 2315.

[234] 古川 浩; 数理科学 No. 291 (1987) 53.

[235] H. Takayasu; J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 1257.

- [236] Y. Isawa; J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) 726.
- [237] P. B. Littlewood and C. M. Varma; Phys. Rev. B36 (1987) 480.
- [238] H. Matsukawa; Synthetic Metals, to be published.
- [239] P. A. Lee and T. M. Rice; Phys. Rev. B19 (1979) 3970.
- [240] M. L. Boriack and A. W. Overhauser; Phys. Rev. B16 (1977) 5206.
- [241] M. Tinkham; "Introduction to Superconductivity" (Mc-Graw-Hill, 1975).
- [242] K. Maki; Phys. Rev. B33 (1986) 2852.
- [243] S. Abe; J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 1532.
- [244] A. Meerschaut; Private Communication.
- [245] S. Kikkawa, M. Koizumi, S. Yamanaka, Y. Onuki, R. Inada and S. Tanuma; J. Solid State Chem. 40 (1981) 28.
- [246] R. R. Thorne, J. H. Miller, Jr., W. G. Lynos, J. W. Lyding and J. R. Tucker; Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1006.
- [247] M. Ido, Y. Okajima, H. Wakimoto and M. Oda; J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 2503.
- [248] X. J. Zhang and N. P. Ong; Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2919, and N. P. Ong and X. J. Zhang; Physica 143B (1986) 3.
- [249] M. Oda and M. Ido; Solid State Commun. 44 (1982) 1535.
- [250] R. M. Fleming, R. J. Cava, L. F. Schneemeyer, E. A. Rietman and R. G. Dunn; Phys. Rev. B33 (1986) 5450.
- [251] G. Mihaly, P. Beauchene, J. Marcus, J. Dumas and C. Schlenker; Phys. Rev. B37 (1988) 1047.
- [252] J. Richard, P. Monceau and M. Renard; Mol. Cryst. Liq. Cryst. 81 (1982) 83.
- [253] H. Furukawa; unpublished work.

- [254] 宮田 元靖; 日本物理学会誌 38 (1983) 195.
- [255] S. Bhattacharya, J. P. Stokes, M. O. Robbins, and R. A. Klemm; Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2453.
- [256] M. O. Robbins, J. P. Stokes and S. Bhattacharya; Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2822.
- [257] H. Konno; J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 2110.
- [258] R. G. Palmer, D. L. Stein, E. Abrahams and P. W. Anderson; Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 958.
- [259] 納富 雅也, 東京大学修士論文 (1988).
- [260] G. X. Tessema and L. Mihaly; Phys. Rev. B35 (1987) 7680.
- [261] P. B. Littlewood; Solid State Commun. 65 (1988) 1347.
- [262] 物理学辞典(共立出版).
- [263] N. P. Ong, C. B. Kalem and J. E. Eckert; Phys. Rev. B30 (1984) 2902.
- [264] N. Sclar and E. Burstein; J. Phys. Chem. Solids 2 (1957) 1.
- [265] P. B. Littlewood; Phys. Rev. B36 (1987) 3108.
- [266] S. Takada, K. Y. M. Wong and T. Holstein; Phys. Rev. B32 (1985) 4639.
- [267] G. Mihaly; private communication.
- [268] H. Matsukawa; unpublished work.
- [269] D. E. McCumber; J. Appl. Phys. 39 (1968) 3113, and W. C. Stewart; Appl. Phys. Lett. 12 (1968) 277.
- [270] D. Reagor, S. Sridhar and G. Gruner; Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1196.
- [271] S. Sridhar, D. Reagor and G. Gruner; Phys. Rev. B34 (1986) 2223.
- [272] G. Gruner; Synthetic Metals, to be published.
- [273] R. P. Hall, M. F. Hundley and A. Zettl; Phys. Rev. Lett. 56

(1986) 2399.

[274] R. P. Hall and A. Zettl; *Physica* 143B (1986) 152.

[275] L. Mihaly, T. Chen and G. Gruner; *Solid State Commun.* 61 (1987) 751.

[276] R. J. Cava, L. F. Schneemeyer, R. M. Fleming, P. B. Littlewood and E. A. Rietman; *Phys. Rev.* B32 (1985) 4088.

[277] H. Matsukawa; *J. Phys. Soc. Jpn.* 56 (1987) 1522.

[278] R. E. Thorne, J. R. Tucker and J. Bardeen; *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 828, and R. E. Thorne, W. G. Lyons, J. W. Lyding, J. R. Tucker and J. Bardeen; *Phys. Rev.* B35 (1987) 6360.

[279] 大淵 泰司、小野 喜之;

日本物理学会1986年秋の分科会講演予稿集、28a-QB-6 ( p.339).

[280] 生田 博志、門永 雅史、服部 久雄、前田 京剛、内野倉 国光、田中 昭二;日本物理学会1987年秋の分科会講演予稿集、27p-G-12 ( p.131).

[281] 前田京剛、内藤 方夫、田中

昭二;日本物理学会1984年秋の分科会講演予稿集、5a-A-2 ( p.202).

[282] M. H. Devoret, J. M. Martins and J. Clarke; *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985) 1908.

[283] D. B. Schwartz, B. Sen, C. N. Archie and J. E. Lukens; *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985) 1547.

[284] M. Weger and B. Horowitz; *Solid State Commun.* 43 (1982) 583.

[285] S. Tomic; to be published in *Synthetic Metals*.

[286] G. Grüner; to be published in *Synthetic Metals*.

[287] Y. Tokura, H. Okamoto, T. Koda, T. Mitani and G. Saito; *Phys. Rev.* B38 (1988) 2215.

[288] 岩佐 義宏、国府田 隆夫、石川 栄一、渡辺 則之、岩沢 尚子、斎藤 軍治、腰原 伸也、十倉 好紀;日本物理学会1988年秋の分

科会講演予稿集、6a-S-9 ( p.316).



## Figure Captions

### [第II章]

- (図II-1-1) 一般化された応答関数の波数依存性[28]。
- (図II-1-2) フェルミ面のネスティングの様子[29]。
- (図II-1-3) ミッドギャップバンドの波数ベクトルのずれ $\delta$ に対する依存性[30]。
- (図II-1-4) ミッドギャップバンドの自己相似性[30]。
- (図II-1-5) エネルギーギャップの基本波成分 $\Delta_0$ の $\delta$ 依存性[30]。
- (図II-1-6) 電荷密度の $\alpha$ 依存性[30]。
- (図II-1-7) 電荷密度の $\delta$ 依存性[30]。
- (図II-1-8) ピン止めされた位相モード並びに振幅モードの分散。
- (図II-1-9) ピン止めされた位相モードによる伝導度[32]。
- (図II-2-1) NbSe<sub>3</sub>の抵抗率の温度依存性[54]。
- (図II-2-2) 単斜晶TaS<sub>3</sub>(●), 斜方晶TaS<sub>3</sub>(○)の抵抗率の温度依存性[57]。
- (図II-2-3) NbSe<sub>3</sub>の結晶構造[62]。
- (図II-2-4) NbSe<sub>3</sub>の三角プリズムの平面的な配置[63]。
- (図II-2-5) 電子顕微鏡による斜方晶TaS<sub>3</sub>の表面写真[67]。
- (図II-2-6) 斜方晶TaS<sub>3</sub>と単斜晶TaS<sub>3</sub>の結晶構造の関係。詳細は本文を参照されたし。
- (図II-2-7) TaS<sub>3</sub>の遠赤外吸収のエネルギー変化[106]。
- (図II-2-8) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>の結晶構造[20]。
- (図II-2-9) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>の結晶構造(b軸に垂直な平面の様子)[20]。
- (図II-2-10) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>のバンド構造[112]。
- (図II-2-11) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>のフェルミ面のネスティング[112]。
- (図II-2-12) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>の電気抵抗の温度依存性[119]。
- (図II-2-13) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>の交流伝導度の模式的表現。
- (図II-3-1) NbSe<sub>3</sub>の電気抵抗の電場依存性[11]。
- (図II-3-2) 斜方晶TaS<sub>3</sub>の電気伝導度の電場依存性[15,146]。
- (図II-3-3) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>の電気伝導度の電場依存性[21]。
- (図II-3-4) NbSe<sub>3</sub>の狭帯域雑音[145]。
- (図II-3-5) 斜方晶TaS<sub>3</sub>の狭帯域雑音[148]。

- (図 II-3-6) 位相の渦糸[160]。
- (図 II-3-7)  $\text{NbSe}_3$ の広帯域雑音[168]。
- (図 II-3-8)  $\text{NbSe}_3$ のac-dc干渉効果[169]。
- (図 II-3-9)  $\text{NbSe}_3$ のac-dc干渉効果(周波数空間での図)[173]。
- (図 II-3-10) 斜方晶 $\text{TaS}_3$ の伝導度の温度依存性における履歴効果[176]。
- (図 II-3-11) 斜方晶 $\text{TaS}_3$ の伝導度の電場依存性に於けるヒステリシス[176]。
- (図 II-3-12)  $\text{NbSe}_3$ のCDWの電流応答[181]。
- (図 II-3-13) パルスの間隔に対する記憶効果( $\text{NbSe}_3$ ) [184]。
- (図 II-3-14) パルスの間隔に対する記憶効果( $\text{K}_0.3\text{MnO}_3$ ) [185]。
- (図 II-3-15) CDWが進む距離のパルス幅に対する依存性[184]。
- (図 II-3-16) 一自由度モデルでのエネルギーの空間変化[196]。
- (図 II-3-17) FLRモデルに基づく様々な時刻でのCDWの位相の空間依存性[207]。
- (図 II-3-18) CDWの位相の時間変化[210]。
- (図 II-4-1) 二値過程[211]。
- (図 II-4-2) カオスを含む相図[220]。
- (図 II-4-3)  $\alpha$ の温度依存性[229]。
- (図 II-4-4) 障壁エネルギーの分布[229]。
- (図 II-4-5) (a) 車の流れのパワースペクトル密度[230]。  
(b) 車の速度の分布[230]。
- (図 II-4-6) カスケード的回路[234]。
- (図 II-4-7) 棒の準不規則な分割[233]。
- (図 II-4-8) 棒を滑らせる事による雑音発生[234]。
- (図 II-4-9) 棒の長さのパワースペクトル密度[233]。
- (図 II-4-10) 冪の $\alpha$ 依存性[233]。

[第三章]

- (図Ⅲ-2-1)  $MX_3$ 結晶成長用電気炉の模式的な図。
- (図Ⅲ-2-2) (a)  $NbSe_3$ の単結晶。  
(b)  $TaS_3$ の単結晶。
- (図Ⅲ-2-3)  $K_{0.3}MoO_3$ 結晶成長用電気炉。
- (図Ⅲ-2-4)  $K_{0.3}MoO_3$ の単結晶。
- (図Ⅲ-2-5) 試料台部分。
- (図Ⅲ-2-6) 電気伝導度測定系ブロック図。
- (図Ⅲ-2-7) 電気伝導度測定系ブロック図(パルス法)。
- (図Ⅲ-2-8) もう一つのクライオスタットの模式的表現。
- (図Ⅲ-2-9) 微分抵抗測定系ブロック図。
- (図Ⅲ-2-10) (図Ⅲ-2-8)の測定系用の温度制御系。
- (図Ⅲ-3-1)  $NbSe_3$ の抵抗率の温度依存性。
- (図Ⅲ-3-2) (a)  $NbSe_3$ の  $T_2 < T < T_1$ における伝導度の電場依存性。  
(b)  $NbSe_3$ の  $T < T_2$ における伝導度の電場依存性。
- (図Ⅲ-3-3)  $NbSe_3$ の伝導度の電場依存性(対数スケール)。  
(a)  $T_2 < T < T_1$  (b)  $T < T_2$ 。
- (図Ⅲ-3-4)  $NbSe_3$ のしきい電場の温度依存性。
- (図Ⅲ-3-5)  $TaS_3$ の電気伝導度の温度依存性。  
(a) 斜方晶  $TaS_3$  (b) 単斜晶  $TaS_3$ 。
- (図Ⅲ-3-6)  $TaS_3$ の伝導度の電場依存性。  
(a) 斜方晶  $TaS_3$  (b) 単斜晶  $TaS_3$ 。
- (図Ⅲ-3-7)  $TaS_3$ のしきい電場の温度依存性。  
(a) 斜方晶  $TaS_3$  (b) 単斜晶  $TaS_3$ 。
- (図Ⅲ-3-8)  $K_{0.3}MoO_3$ の伝導度の温度依存性。
- (図Ⅲ-3-9) 色々な温度における  $K_{0.3}MoO_3$ の伝導度の電場依存性。
- (図Ⅲ-3-10)  $K_{0.3}MoO_3$ の微分抵抗の電場依存性。(a) 62 K (b) 43 K (c) 18 K。
- (図Ⅲ-3-11)  $K_{0.3}MoO_3$ の Narrow-band noise (77 K)。

- (図Ⅲ-3-12)  $Ko_{.3}MoO_3$ の三個の試料でのしきい電場の温度依存性。
- (図Ⅲ-3-13)  $Ko_{.3}MoO_3$ のI-V特性の例。二種類のしきい電圧がはっきり観測される。
- (図Ⅲ-3-14)  $NbSe_3$ の仕込み不純物濃度と、得られた試料の平均のRRRの関係。
- (図Ⅲ-3-15) 様々な不純物濃度の $NbSe_3$ のしきい電場の温度依存性。
- (図Ⅲ-4-1)  $NbSe_3$ での過減衰振動子モデルの検討。
- (図Ⅲ-4-2) トンネルモデルの検討。
- (図Ⅲ-4-3) トンネルモデルより求めた $\eta=E_0/E_T$ の温度依存性。
- (図Ⅲ-4-4) コンダクタンス及び微分コンダクタンスの電場依存性の例。  
ただし、どのデータも線型伝導度で規格化されている。
- (図Ⅲ-4-5)  $NbSe_3$ における $\sigma_{-}$ の温度依存性(●は $T_1$ -CDW, ○は $T_2$ -CDW)。  
×は、(Ⅲ-1-1)式より求めたもの。
- (図Ⅲ-4-6) 色々なRRRの $NbSe_3$ における $\sigma_{-}/\sigma_0$ の温度依存性。  
下側のデータは $T_1$ -CDWに対してのもの。
- (図Ⅲ-4-7)  $\sigma_{-}(T \rightarrow 0)/\sigma_0, \sigma_{-}, \sigma_0$ のRRRに対する依存性  
(●---- $\sigma_0, \circ$ ---- $\sigma_{-}, \times$ ---- $\sigma_{-}/\sigma_0$ )。
- (図Ⅲ-4-8)  $TaS_3$ における $\sigma_{-}$ の温度依存性。
- (図Ⅲ-4-9)  $\sigma_{CDW}/\sigma_{-}$ の規格化された電場 $E/E_T$ に対する依存性の例。  
実線および一点鎖線は、それぞれ(Ⅲ-1-2, Ⅲ-1-1)式。
- (図Ⅲ-4-10)  $NbSe_3$ の35 Kでの $\sigma(E)$ の $(1/\sqrt{E}, 1/E, 1/E^2)$ に対する依存性。
- (図Ⅲ-4-11)  $NbSe_3$ , 単斜晶 $TaS_3$ での色々な温度における $\sigma(E)$ の $1/\sqrt{E}$ に対する依存性。
- (図Ⅲ-4-12)  $NbSe_3$ における $\log\{d\sigma(E)/dE\}$ の規格化された電場に対する依存性。
- (図Ⅲ-4-13)  $NbSe_3$ , 単斜晶 $TaS_3$ における $\alpha$ の温度依存性。
- (図Ⅲ-4-14) 色々なRRRの $NbSe_3$ に対して $T_2$ -CDWの $\alpha$ の温度依存性を求めた図。
- (図Ⅲ-4-15)  $NbSe_3$ における $J_{CDW}$ の $(E-E_T)/E_T$ に対する依存性の例。
- (図Ⅲ-4-16)  $NbSe_3, TaS_3$ における冪 $\gamma_H, \gamma_L$ の温度依存性。o- $TaS_3$ は $\gamma_L$ のみ示した。
- (図Ⅲ-4-17) (a)  $NbSe_3$ における $j_{OH}/\sigma_0 E_T$ (●),  $j_{OL}/\sigma_0 E_T$ (○)の温度依存性。  
(b)  $TaS_3$ における $j_{OH}/\sigma_0 E_T$ (○),  $j_{OL}/\sigma_0 E_T$ (●, △)の温度依存性。
- (図Ⅲ-4-18) (a) 色々なRRRの $NbSe_3$ に於ける $\gamma_H, \gamma_L$ の温度依存性。

(b) 色々なRRRのNbSe<sub>3</sub>での $j_{0H}/\sigma_0 E_T$ の温度依存性。

(図 III-4-19) K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub>における $j_{CDW}$ の $(E-E_T)/E_T$ に対する依存性。

(図 III-5-1) (a) 単斜晶TaS<sub>3</sub>における狭帯域雑音。

(b) NbSe<sub>3</sub>, 単斜晶TaS<sub>3</sub>における、雑音測定から求めた凝縮電子密度の温度依存性。ただし、電子密度はT=0 Kの値に規格化してある。

(図 III-5-2) NbSe<sub>3</sub>における $E_T$ の温度依存性(片対数表示)。

(図 III-5-3) NbSe<sub>3</sub>における $T_0$ ,  $E_T(T=0K)$ のRRRに対する依存性。

[第IV章]

- (図IV-1-1) 雑音測定の場合。(a)定電流配置。(b)定電圧配置。
- (図IV-1-2) 雑音測定系ブロック図(2 Hz-110 kHz)。
- (図IV-1-3) 雑音測定系ブロック図(100 Hz-1 MHz)。
- (図IV-1-4) 雑音測定系ブロック図( $10^{-3}$  Hz-1 Hz)。
- (図IV-1-5) TR6142, 電池の起電力の時間変化。
- (図IV-1-6) 受動フィルターの周波数特性。図中の数字は遮断周波数。
- (図IV-2-1)  $\text{NbSe}_3$ におけるBBNの電流依存性( $T_2 < T < T_1$ )。
- (図IV-2-2)  $\text{NbSe}_3$ における色々な電流値でのBBNのパワースペクトル密度(126 K)。
- (図IV-2-3)  $\text{NbSe}_3$ における2つの温度でのBBNのパワースペクトル密度。
- (図IV-2-4)  $\text{NbSe}_3$ におけるBBNの電流依存性( $T < T_2$ )。
- (図IV-2-5)  $\text{NbSe}_3$ におけるBBNの試料の長さ(室温での抵抗値で表現)に対する依存性。  
挿入図は、47.5 Kにおける雑音の電流依存性の例。
- (図IV-2-6)  $\text{NbSe}_3$ における色々な温度でのBBNのパワースペクトル密度( $T < T_2$ )。  
電流の値は、雑音が極大になるときの電流値に固定されている。
- (図IV-2-7) 単斜晶 $\text{TaS}_3$ におけるBBNの電流依存性。
- (図IV-2-8) 単斜晶 $\text{TaS}_3$ における色々な温度でのBBNのパワースペクトル密度。  
電流の値は、BBNが極大になるときの電流値に固定されている。
- (図IV-2-9) 斜方晶 $\text{TaS}_3$ におけるBBNの電流依存性。
- (図IV-2-10) 斜方晶 $\text{TaS}_3$ におけるBBNのパワースペクトル密度。
- (図IV-2-11) Taを添加した $\text{NbSe}_3$ におけるBBNの電流依存性。
- (図IV-2-12) Taを添加した $\text{NbSe}_3$ におけるBBNのパワースペクトル密度。
- (図IV-2-13) 冪 $\alpha$ のRRRに対する依存性。
- (図IV-2-14) Zrを添加した試料におけるBBNの電流依存性。
- (図IV-2-15) Zrを添加した試料におけるBBNのパワースペクトル密度。
- (図IV-2-16) 低周波クロスオーバー周波数の温度依存性。
- (図IV-2-17) Zrを添加した2個の $\text{NbSe}_3$ のBBNの冪 $\alpha$ の温度依存性。
- (図IV-2-18) acボルトメーター法で測定した $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ のBBNの電流依存性。
- (図IV-2-19) acボルトメーター法で測定した $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ のBBNのパワースペクトル密度。
- (図IV-2-20) より高温での $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ のBBNのパワースペクトル密度。

- (図IV-2-21)  $f_c$ の $1/T$ に対する片対数図。
- (図IV-2-22) 時間領域で見た $K_{0.3}MoO_3$ のBBN。
- (図IV-2-23)  $10^{-3}$  Hz - 1 MHzにおける $K_{0.3}MoO_3$ のBBNのパワースペクトル密度(77 K)。  
挿入図は、スペクトラムアナライザーによる雑音測定結果。
- (図IV-2-24) 斜方晶 $TaS_3$ における時間領域サンプリング法によって求めたBBNのパワースペクトル密度。
- (図IV-3-1) CDWの運動を模式的に二値過程で表した図。
- (図IV-3-2) 雑音強度の求め方。
- (図IV-3-3) 2個の単斜晶 $TaS_3$ 試料における平均電流雑音 $\sqrt{\langle(\Delta I)^2\rangle}$ 並びにドメイン密度 $N(T)$ の温度依存性。
- (図IV-3-4)  $NbSe_3$ における  $\sqrt{\langle(\Delta I)^2\rangle}$  の温度依存性。
- (図IV-3-5) 斜方晶 $TaS_3$ におけるドメイン密度の温度依存性。
- (図IV-3-6)  $NbSe_3$ におけるドメイン密度の不純物濃度依存性。
- (図IV-3-7) 比 $r$ の $(E/E_r-1)$ に対する依存性。
- (図IV-3-8) 雑音測定より求めたエネルギー障壁の分布。
- (図IV-3-9)  $K_{0.3}MoO_3$ で求めたBBNのバイスペクトル並びにバイコヒーレンス。
- (図IV-4-1)  $NbSe_3$ における $K$ とパワースペクトル密度との比例関係。
- (図IV-4-2)  $K_{0.3}MoO_3$ における低周波の誘電率の周波数依存性。

【第V章】

- (図V-1-1) 時間領域での電流応答測定装置ブロック図。
- (図V-1-2) 交流伝導度測定系ブロック図。
- (図V-2-1)  $Ko.\text{MoO}_3$ のスイッチングを示す試料における低温での直流伝導度の電場依存性。
- (図V-2-2)  $Ko.\text{MoO}_3$ のスイッチングを示さない試料における低温の直流伝導度の電場依存性。
- (図V-2-3) スイッチオン状態の伝導度とスイッチオフ状態の伝導度の温度依存性。
- (図V-2-4) I-V特性測定用回路の図。
- (図V-2-5) ある試料でのI-V特性。
- (図V-2-6) (図V-2-6)の試料における(a)-(c)の三種類の負荷曲線に対する時間領域での電流応答。
- (図V-2-7) 振動の周波数の電流依存性。
- (図V-2-8) 振動の周波数の $C_{ext}$ に対する依存性。
- (図V-2-9) スwitchingを示さない試料で観測された電流振動の例。
- (図V-2-10) 振動の周波数の、スイッチングのしきい電場で規格化した電場に対する依存性。
- (図V-2-11) RTOの $C_{ext}$ 依存性。
- (図V-2-12) RTOの振動周期の $C_{tot}$ に対する依存性。
- (図V-2-13) 色々な試料における、RTOの振動の周期の $C_{ext}$ に対する依存性。  
比較の為にネオンランプにおけるRTOの周期の $C_{ext}$ 依存性も示してある。
- (図V-2-14) 時間領域で観測された不連続な電流の跳び。
- (図V-2-15) 63回の電流の跳びに対するヒストグラム。
- (図V-2-16) 最も長い時間観測される電流値の電圧に対する依存性。
- (図V-2-17) 時間領域で観測されたスイッチングが起こるまでの有限の時間遅れ。
- (図V-2-18) 遅れ時間の電場並びに温度に対する依存性。
- (図V-2-19) 時間領域の電流応答に見られる間欠性。
- (図V-2-20) 間欠性の模式的表現。



- (図 V-2-21)  $T_0$ ,  $T_1$  の電流依存性。
- (図 V-2-22)  $T_m$  の  $1/T$  に対する片対数図。
- (図 V-2-23) スイッチングを起こす試料での、  
スイッチオン状態の交流伝導度の周波数依存性。
- (図 V-2-24) スイッチングを起こさない試料での、伝導度が大きい電圧領域での  
交流伝導度の周波数依存性。
- (図 V-2-25) 交流伝導度の周波数依存性の模式的表現。
- (図 V-3-1) (図 V-2-9) で更に  $C_{ext}$  を増やしたときに RTO が現われる様子。
- (図 V-3-2)  $f_{NBW}$  及び構造 B の周波数の電流依存性。
- (図 V-3-3) 干渉ピークの形の比較。(a)  $Ko_{.3}MoO_3$  の低温。(b)  $NbSe_3, TaS_3$ 。
- (図 V-3-4) ac ボルトメーター法で求めた雑音スペクトルと、時系列サンプリングで  
求めたスペクトルとの比較。
- (図 V-3-5) 古典粒子のポテンシャル井戸からの脱出。
- (図 V-3-6)  $T_0$  の電場依存性。
- (図 V-3-7) (V-3-4, 5) 式があてはまるかどうかの確認。
- (図 V-3-8) 相関積分の方法により求めた  $\nu_m$  の  $m$  依存性。
- (図 V-3-9) 実効ピン止め力の速度依存性 [261]。
- (図 V-3-10) 遮蔽の効果を考慮して (図 V-3-8) より求めた I-V 特性 [261]。
- (図 V-3-11) 数値計算による (V-3-13) 式の解。
- (図 V-3-12) (V-3-13) 式から得られた振動周期の  $C$  依存性。