パーコレーションクラスターにおける過渡ホッピング輸送

非会員 小 川 喜 之 (大阪府立大学大学院)

非会員 内 藤 裕 義 (大阪府立大学大学院)

Transient Hopping Transport in Percolation Clusters

Nobuyuki Ogawa, Non-member, Hiroyoshi Naito, Non-member (Osaka Prefecture University)

Monte-Carlo simulation for percolative hopping transport has been carried out to explain the increase in transit-time dispersion and the decrease in drift mobility with increasing applied electric field, found in molecularly doped polymers with low concentrations of charge transporting molecules. These two phenomena cannot be understood in terms of the Gaussian disorder model (GDM), which has been widely accepted for the analysis of the transport data of molecularly doped polymers. It is found that the two phenomena are successfully explained by the present computer simulation. The GDM analysis is applied to the analysis of the simulation data, and it is shown that energetic disorder can be estimated from the GDM analysis even in case of percolative hopping transport and that the percolative motion of the hopping carriers is one of the origins of geometrical disorder.

キーワード：パーコレーション、タイムオブフライト法、分子分散ポリマー、過渡ホッピング輸送、ガウシアンディオーダーモデル

1. 序 論

分子分散ポリマー (Molecularly Doped Polymer: MDP) は、電荷輸送、電荷生成、蛍光、非線型光学効果等の機能性を有する有機低分子化合物を電気的に不活性な高分子中に分散させた物質群をさし、基礎、応用の両面から注目されている。基礎的な観点からは、エネルギー的乱れ (diagonal disorder) および空間的乱れ (off-diagonal disorder) を独立に制御できるため MDP は過渡ホッピング輸送のモデル物質とみなされている⁽¹⁾。一方、MDP はすでに電子写真用感光体として実用化されており、また、有機発光素子、太陽電池、フォトリフラクティブメモリーとしての実用化も検討されている⁽²⁾。

MDP の過渡ホッピング輸送を理解することは応用上も極めて重要である。一般に、MDP のような高抵抗、低移動度系ではキャリア輸送はタイムオブフライト (Time of Flight: TOF) 法により測定されている⁽²⁾。TOF 法では、試料を 2 つの電極で挟んだサンドイッチ型のものを用いる。なお、このとき一方の電極はキャリアの注入を防ぐブロッキング電極とする。試料に直流電界を印加し、誘電緩和時間内に一方の電極側からパルス光を照射しシート状に空間分布した電子・正孔対を光照射面側に誘起する。電子・正孔対は印加電界の影響で解離され、印加電界の極性により電子または正孔が光照射電極から対向電極へドリフトする。

MDP ではエネルギー的乱れおよび空間的乱れの影響を受けながらドリフトし、対向電極に到達する。対向電極への到達時間 (走行時間、 t_T) は過渡光電流波形中のキंक点から決定できる。

MDP の過渡ホッピング輸送は Bässler らによって提案された Gaussian Disorder Model (GDM) により解釈されている⁽³⁾⁽⁴⁾。Bässler らはホッピングサイトのエネルギー的乱れ、空間的乱れを考慮してモンテカルロ (Monte Carlo) 法を用いた数値計算シミュレーションを行った。エネルギー的乱れは分散が σ_{GDM} のガウス分布する状態密度を仮定しているが、近年、この σ_{GDM} で特徴付けられるガウス型の状態密度の起源は分子あるいはポリマーの双極子モーメントとキャリアとの相互作用及び分子間のファンデルワールス (Van der Waals) 力に起因するポテンシャルの揺らぎであると解釈されている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。また、空間的乱れは分散 Σ のガウス分布に従うと仮定されており、その起源はホッピングサイト間の揺らぎ⁽³⁾⁽⁴⁾や電荷輸送性分子間の配向の乱れ⁽⁷⁾が挙げられるがエネルギー的乱れに比べると不明な点が多い。モンテカルロシミュレーション結果から経験的に導かれたのが以下の GDM 関係式である。

$$\mu = \mu_0 \exp \left[- \left(\frac{2}{3} \hat{\sigma} \right)^2 \right] \times \exp \left[C (\hat{\sigma}^2 - \Sigma^2) F^{1/2} \right] \quad (1)$$

$$\hat{\sigma} = \frac{\sigma_{\text{GDM}}}{kT}$$

μ はドリフト移動度、 μ_0 はエネルギー乱れが消失した場合の零電界移動度、 C は定数、 F は印加電界、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。実際の測定からはドリフト移動度の電界依存性、温度依存性から (1) 式を用いて σ_{GDM} と Σ を評価することができる。

しかし、低分散量 MDP で観測される以下の現象を GDM では明確に説明できていない⁽⁸⁾。

- (i) 電界が大きくなるに従って走行時間分散が増大する。
- (ii) 電界が大きくなるに従ってドリフト移動度が低下する。

本研究では、これらの現象を説明するにはパーコレーションの影響を考慮すべきであると考え、パーコレーションクラスターにおける過渡ホッピング輸送の数値計算シミュレーションを行った。その結果、上述の現象を説明でき、加えて、 σ_{GDM} 、 Σ の分散量依存性も説明することができた。この結果、パーコレーションは低分散量 MDP では重要な過程であることを示すことができた。

2. 数値計算

TOF 電流波形の数値シミュレーションをモンテカルロ法^{(9)~(12)}を用いて行った (TOF 電流波形のモンテカルロシミュレーションは参考文献 [4] に詳しい)。数値計算には基本並進ベクトルが x , y , z 方向にある $100 \times 100 \times 100$ の単純立方格子を用いた。この単純立方格子の格子点上にホッピングサイトを置き、占有率 p に従って空間的に分布させた⁽¹³⁾。図 1 にパーコレーション確率 $S(p)$ の占有率依存性を示す。この格子のパーコレーションしきい値は $p_c = 0.311$ で、 p_c 以上で格子の両端面を結ぶクラスターが出現し始める (パーコレーションパスの形成)。図 2 にシミュレーションの概略図を示す。各ホッピングサイトのエネルギーは分散 σ_{sim} のガウス分布に従って分布しているとした。なお、電界の向きは z 軸方向とし、過渡光電流は光照射面とした $z=1$ 面上にランダムに置かれた電荷が最近接近傍へのホッピングを繰り返す際の z 軸方向の速度から求めた。また、計算に用いたホッピング確率は次式の Abraham-Miller 型のホッピング速度に従うとした⁽¹⁴⁾。

$$P_{ij} = \nu_{ij} / \sum_{l \neq i} \nu_{il} \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

$$\nu_{il} = \begin{cases} \nu_0 \exp(-\gamma|r_{il}|) \exp[-\Delta U_{il}/kT], \\ \Delta U_{il} = E_l - E_i - eF(z_l - z_i) > 0 \\ \nu_0 \exp(-\gamma|r_{il}|), & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 P_{ij} は z の正方向へ電界印加した場合のある格子点 $i(x_i, y_i, z_i)$ から別の格子点 $l(x_l, y_l, z_l)$ へのホッピング確率を表している。 γ は波動関数の減衰指数、 r_{il} は格子点 i, l 間の距離、 E_i , E_l はそれぞれ格子点 i, l のエネルギー、 ν_0 はホッピング頻度である。ホッピングサイトの空間的、エネルギー的分布は乱数を用いて、それぞれ占有率 p と分散 σ_{sim}

図 1 パーコレーション確率の占有率依存性。
Fig.1. Plot of percolation probability vs p .

図 2 シミュレーションに用いた単純立方格子の概略図。格子点上の大きな丸はホッピングサイトを表わし、矢印はキャリアのホッピングを表わす。
Fig.2. The schematic illustration of a simple cubic lattice used in this simulation. Closed circles at lattice points indicate hopping sites and arrows indicate hopping of carriers.

のガウス分布に従って決定した。ホッピング方向はホッピングを行うごとに乱数を用いてホッピング範囲内のサイトの持つホッピング確率から決定した。計算に用いた各物理量の値は MDP として妥当な値で、格子定数 $a=1.0$ nm、 $\nu_0 = 1.0 \times 10^{12}$ Hz、 $\gamma a=10$ である⁽¹⁵⁾。

3. 結果および考察

〈3・1〉 過渡光電流におけるパーコレーションの影響 まず、実験結果と数値シミュレーション結果とを比較検討する前に、数値シミュレーションにより過渡光電流におけるパーコレーションの影響を示す。

図 3 に $T = 300\text{K}$, $F = 5.0 \times 10^5 \text{V/cm}$ において異なる占

図3 過渡電流波形の占有率依存性 ((a): エネルギー乱れなし, (b): エネルギー乱れあり)。電極間隔 100nm。

Fig.3. Transient current for different values of p without energetic disorder (a), and with energetic disorder (b). The electrode spacing in this simulation was 100nm.

有率 p で計算されたエネルギー乱れがない場合 ((a): $\sigma_{sim} = 0.0\text{eV}$) とエネルギー乱れがある場合 ((b): $\sigma_{sim} = 0.04\text{eV}$) の過渡電流波形を示す。エネルギー乱れの有無によらず占有率 p が低下するに従って走行時間は長時間側にシフトしていることが分かる。また、 $p = 1.0$ において見られている非分散型の過渡電流波形は p がパーコレーションしきい値に近づくに従い、走行時間分散が増大し、分散型の過渡電流波形を示すようになることが分かる。占有率 p を低くし、パーコレーションしきい値に近づけていくと、パーコレーションしきい値でホッピングサイトの分布はフラクタル次元 2.47 を有する複雑な構造を持つようになる⁽¹⁶⁾。このとき、両電極面をつなぐ伝導パスからは複数の枝別れた”行き止まり”が生じている。この”行き止まり”に入り込んだキャリアは拡散により再び伝導パスに戻るることによって対向電極に達することができる。このためキャリアの走行経路は膜厚や伝導パスの長さにくらべてかなり長いものになり、 p の低下に従って走行時間は長時間側にシフトすることになる。また、この”行き止まり”の長さは一定でなく

図4 過渡電流波形の温度依存性 ((a): エネルギー乱れなし, (b): エネルギー乱れあり)。電極間隔 100nm。

Fig.4. Temperature dependence of transient current without energetic disorder (a), and with energetic disorder (b). The electrode spacing in this simulation was 100nm.

分布を持っているため、キャリアごとに走行経路の長さが異なると考えられる。よって p の低下に従って走行時間分散は増大すると考えることができる。

図4に $p = 0.6$, $F = 5.0 \times 10^5 \text{V/cm}$ において計算されたエネルギー乱れがない場合 ((a): $\sigma_{sim} = 0.0\text{eV}$) とエネルギー乱れがある場合 ((b): $\sigma_{sim} = 0.04\text{eV}$) の過渡電流波形の温度依存性を示す。図4(a)には図4(b)と同様にエネルギー乱れを有する系の特徴である過渡電流波形の温度依存性が見られる。次にこれらの波形から分散パラメータの温度依存性の評価を行った。分散パラメータは TOF 過渡電流波形においてその走行時間分散を表す指数であり、以下の式に従って求められる⁽²⁾⁻⁽⁴⁾⁽¹⁷⁾。

$$I(t) \propto \begin{cases} t^{-(1-\alpha_i)}, & t < t_r \\ t^{-(1+\alpha_f)}, & t > t_r \end{cases} \quad (4)$$

図5 図4(a) から求めたエネルギー乱れがない場合の分散パラメータの温度依存性

((a) : α_i , (b) : α_f).

Fig.5. Temperature dependence of dispersion parameters without energetic disorder determined from Fig.4(a).

((a) : α_i , (b) : α_f).

図6 図4(b) から求めたエネルギー乱れがある場合の分散パラメータの温度依存性

((a) : α_i , (b) : α_f).

Fig.6. Temperature dependence of dispersion parameters with energetic disorder determined from Fig.4(b).

((a) : α_i , (b) : α_f).

$I(t)$ は電流値、 t_r は走行時間、 α_i , α_f はそれぞれ走行時間前後の分散パラメータである。なお、 $\sigma_{\text{sim}} = 0.04 \text{ eV}$ の場合には走行時間の温度依存性が見られるものの、 $\sigma_{\text{sim}} = 0.0 \text{ eV}$ の場合にはほとんど見られなかった。図5, 図6に異なる占有率 p について計算されたエネルギー乱れがない場合 ($\sigma_{\text{sim}} = 0.0 \text{ eV}$) とエネルギー乱れがある場合 ($\sigma_{\text{sim}} = 0.04 \text{ eV}$) の分散パラメータの温度依存性を示す。エネルギー乱れがない場合に p の値が十分に大きいときは分散パラメータには温度依存性が見られない。しかし、 p がしきい値に近づいてくると分散パラメータは温度に比例するようになる。前述のように、 p が低い場合には、伝導パスから枝別れた複数の“行き止まり”が存在し、行き止まりに到達したキャリアが伝導パスに戻る際、印加電界と電界印加方向に投影した行き止まりパスの長さの積に由来するエネルギー障壁を越える必要がある。行き止まりパスの長さは一定ではないため、このエネルギー障壁は分布を持っており、これがエネルギー乱れの原因となり、 $\sigma_{\text{sim}} = 0.0 \text{ eV}$ の場合でも分散パラメータに温度依存性が生ずると考えられる。また、エネルギー乱れがある場合 ($\sigma_{\text{sim}} = 0.04 \text{ eV}$ の場合) はそれを

反映して p の大きさによらず分散パラメータは温度依存性を示し、 p の低下とともに分散パラメータが小さくなることが分かる。

パーコレーション過程が支配する金属と絶縁体からなる

図7 ドリフト移動度の占有率依存性。

Fig.7. Plot of drift mobility vs p .

図8 BTA/polycarbonate におけるドリフト移動度の濃度依存性⁽¹⁸⁾。図中の実線は式(6)をフィッティングさせたもの。

Fig.8. Concentration dependence of drift mobility of BTA/polycarbonate.⁽¹⁸⁾ Solid lines represent fit of eq.(6).

系で金属部分の占有率を p とすると、伝導率は次式で表わされることが知られている⁽¹⁶⁾。

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0(p - p_c)^\beta & , p > p_c \\ 0 & , p < p_c \end{cases} \quad (5)$$

ここで、 p_c は前述のパーコレーションしきい値である。この伝導率と p の関係から MDP のドリフト移動度 μ についても以下の式で表される同様の関係が期待される。

$$\mu = \begin{cases} \mu_0(p - p_c)^\beta & , p > p_c \\ 0 & , p < p_c \end{cases} \quad (6)$$

図7に $T = 300\text{K}$, $F = 5.0 \times 10^5 \text{V/cm}$ において計算された過渡電流波形から求めたドリフト移動度の占有率依存性を示す。エネルギー乱れの有無、或いはその大きさに関わらずドリフト移動度は(6)式に従った占有率依存性を示し、これより求められるパーコレーションしきい値は単純立方格子の $p_c = 0.311$ にほぼ一致している。また、図8に benzotriazole 誘導体 (BTA) を bisphenol-A-polycarbonate に分散させた MDP において測定されたドリフト移動度の濃度依存性を示す⁽¹⁸⁾。ドリフト移動度は濃度が高くなるに従って増大し、また、明確なしきい値が見られており、(6)式で表される依存性を示していることが分かる。よって、MDP のドリフト移動度に対して(6)式は成り立つことが分かった。

〈3・2〉 走行時間分散の電界依存性 MDP のキャリア輸送は前述の GDM によって解釈されているが、GDM では説明することができない現象も存在している。それは、電荷輸送性分子 (CTM) の分散量が低い場合の MDP において観測されている走行時間分散の電界依存性とドリフト移動度の電界依存性である。ここでは、まず、走行時間分散の電界依存性について述べる。図9に一定温度で測定された tri-4-tolylamine (TTA)/polystyrene (TTA 1.7%) の分

図9 TTA/polystyrene (TTA 1.7%) における分散パラメータの電界依存性⁽⁸⁾。

Fig.9. Electric-field dependence of dispersion parameters of TTA/polystyrene (TTA 1.7%).⁽⁸⁾

図10 過渡電流波形の電界依存性。

Fig.10. Transient current at different values of F .

散パラメータの電界依存性を示す⁽⁸⁾。電界を大きくしていくに従って走行時間分散が大きくなっていくことが分かるが、この現象は GDM では説明することはできない。以下に数値計算結果と比較することにより、この分散パラメータの電界依存性について考察する。

図10に $p = 0.5$, $\sigma_{\text{sim}} = 0.06 \text{eV}$, $T = 300\text{K}$ において計算された過渡電流波形の電界依存性を示す。この過渡電流波形の分散パラメータから走行時間分散の電界依存性を評価した。図11に分散パラメータの電界依存性を示す。 α_i , α_f 共に電界が大きくなるに従って減少し、走行時間分散が増大していることが分かる。図9から明らかとなおり、TTA/polystyrene (TTA 1.7%) では、分散パラメータは電界が大きくなるに従って減少しており、数値計算結果はこれらの測定結果に定性的によく一致していることが分か

図 11 図 10 から求めた分散パラメータの電界依存性。
Fig.11. Electric-field dependence of dispersion parameter determined from Fig.10.

図 12 TTA/polystyrene におけるドリフト移動度の電界依存性⁽⁸⁾。
Fig.12. Electric-field dependence of drift mobility of TTA/polystyrene.⁽⁸⁾

る。占有率 p が低い場合、印加電界が増大すると前述の行き止まりパスのエネルギー障壁が大きくなり、その結果、走行時間分散が増大すると考えられる。

〈3・3〉 ドリフト移動度の電界依存性 図 12 に示す TTA/polystyrene ドリフト移動度の電界依存性で、TTA 分散量が低い場合の負の電界依存性⁽⁸⁾も GDM では説明できない。図 13(a) に異なる占有率 p に対して $\sigma_{sim} = 0.04\text{eV}$, $T = 300\text{K}$ において計算された過渡電流波形より求めた

図 13 ドリフト移動度の電界依存性
((a): $\sigma_{sim} = 0.04\text{eV}$, (b): $\sigma_{sim} = 0.06\text{eV}$,
(c): $\sigma_{sim} = 0.08\text{eV}$, (d): $\sigma_{sim} = 0.10\text{eV}$)。
Fig.13. Electric-field dependence of drift mobility. ((a): $\sigma_{sim} = 0.04\text{eV}$,
(b): $\sigma_{sim} = 0.06\text{eV}$, (c): $\sigma_{sim} = 0.08\text{eV}$,
(d): $\sigma_{sim} = 0.10\text{eV}$)。

ドリフト移動度の電界依存性を示す。 $p = 1.0 \sim 0.8$ で占有率が十分に大きいとき、ドリフト移動度は電界が大きくなるに従って増大している。しかし、占有率が低くなり $p = 0.7 \sim 0.5$ ではドリフト移動度が電界の増大にともない低下しており、 p が低下するに従って正の電界依存性から負の電界依存性が見られるようになっていくことが分かる。また、図 13(b), (c), (d) に示すようにエネルギー乱れの程度に依らず、 p の低下に従って負の電界依存性が見られるようになる。これらの数値計算結果は、図 12 で示した TTA/polystyrene の測定結果に定性的によく一致していることが分かる(この他、同様な負の電界依存性は TAPC/polystyrene, TETRA/polystyrene で観測されている⁽⁸⁾)。このドリフト移動度の負の電界依存性は電界強度が増大するに連れ、“行き止まり”終端に局在するキャリア数が増えるためと解釈することができる。

〈3・4〉 σ 、 Σ のサイト占有率依存性 最後に、GDM を用いて σ_{GDM} と Σ の評価を行った。図 14 に σ_{GDM} の占有率依存性を示す。占有率 p が低下しても σ_{GDM} は、ほぼ σ_{sim} の値と一致しており、キャリア輸送がパーコレーションの影響を受けても GDM によるエネルギー乱れの評価が可能であることを示している。しかし、占有率 p の低下に従い、 σ_{GDM} は微増する傾向にあり、影響は小さいもののパーコレーション過程が GDM より評価されるエネルギー乱れに影響を及ぼしていることが分かる。

図 15 に Σ の占有率依存性を示す。 Σ は、 σ_{GDM} よりもかなり強い占有率依存性を示すことが分かる。これはパーコレーション過程が空間的乱れに強い影響を与えることを示しており、MDP などの不規則固体ではホッピングサイト間の距離や CTM 同士の配向の揺らぎに加え、パーコレーション過程も Σ に大きな寄与があることが分かった。なお、ここで示した図 14 および図 15 のシミュレーション結果は TTA/polystyrene および TAPC/polystyrene の σ_{GDM} 、 Σ の CTM 濃度依存性⁽⁸⁾と定性的に一致した。

4. 結 論

パーコレーション過程を考慮した MDP の過渡ホッピング輸送モデルを提案し、モンテカルロ法に基づく計算機シミュレーションにより過渡ホッピング輸送におけるパーコレーションの影響を明らかにした。これまで、GDM では説明できなかった CTM 低濃度分散時の走行時間分散の電界依存性とドリフト移動度の負の電界依存性がパーコレーション過程に基き説明できることを示した。また、(6) 式によりドリフト移動度からパーコレーションしきい値を決定できることが分かった。さらに、シミュレーション結果を GDM を用いて解析したところ、 σ_{GDM} はパーコレーション過程が存在しても評価できること、 Σ は占有率 p の減少に伴って増大することを示すことができた。この結果は現在までに報告されている MDP の CTM 濃度依存性と良く一致した。あわせて、 Σ の起源としてホッピングサイト間の揺らぎや CTM 間の配向の乱れが考えられていたが、パーコレー

図 14 σ_{GDM} の占有率依存性。
Fig.14 .Plot of σ_{GDM} vs p.

図 15 Σ の占有率依存性。
Fig.15. Plot of Σ vs p.

ション過程も Σ の起源の一つであることを示すことができ、その影響は CTM の分散濃度が低いほど顕著に現れることを示すことができた。

(平成 12 年 9 月 21 日受付, 同 13 年 1 月 15 日再受付)

文 献

- (1) Y. Kanemitsu, H. Funada, and Y. Masumoto, Appl. Phys. Lett. **59**, 697 (1991).
- (2) P. M. Borsenberger, D. S. Weiss, *Organic Photoreceptors for Imaging Systems* (Marcel Dekker, New York, 1993). p.181.
- (3) H. Bässler, Phys. Stat. Sol. (b) **107**, 9 (1981).
- (4) H. Bässler, Phys. Stat. Sol. (b) **175**, 15 (1993).
- (5) A. Dieckmann, H. Bässler and P. M. Borsenberger, J. Chem. Phys. **99**, 8136 (1993).
- (6) A. Hirao and H. Nishizawa, Phys. Rev. B **56**, 2904 (1997).
- (7) J. H. Slowik and I. Chen, J. Appl. Phys. **54**, 4467 (1983).
- (8) R. H. Young, J. Chem. Phys. **103**, 6749 (1995).
- (9) 宮武 修, 脇本 和昌, 乱数とモンテカルロ法, 森北出版, 1978. p.88.
- (10) 津田 孝夫, モンテカルロ法とシミュレーション, 培風館, 1969. p.58.

- (11) K. Binder and D. W. Heermann, *Monte Carlo Simulation in Statistical Physics* (Springer Verlag, Berlin, 1988). p.68.
- (12) K. Binder, *Monte Carlo Methods* (Springer Verlag, Berlin, 1979). p.301.
- (13) K. Murayama and M. Mori, *Phil. Mag. B* **65**, 501 (1992).
- (14) A. Miller and E. Abrahams, *Phys. Rev.* **120**, 745 (1960).
- (15) B. Ries and H. Bässler, *Phys. Rev. B* **35**, 2295 (1993).
- (16) 小田垣 孝, パーコレーションの科学, 裳華房, 1993. p.39.
- (17) P. M. Borsenberger, L.T. Pautmeier and H. Bässler, *Phys. Rev B* **46**, 12145 (1992).
- (18) H. Domes, R. Layrer, D. Haarer and A. Blumen, *Phys. Rev. B* **36**, 4522 (1987).

小 川 喜 之 (非会員) 平成 10 年大阪府立大学工学部電子物理工学科卒業。平成 12 年同大学院博士前期課程修了。同大学院在学中はモンテカルロシミュレーションによる有機光伝導体の輸送現象に関する研究に従事。現在、三菱電機(株)に勤務。応用物理学会会員。

内 藤 裕 義 (非会員) 昭和 54 年大阪府立大学工学部電気工学科卒業。昭和 59 年同大学院博士課程修了。同年大阪府立大学工学部助手。平成 12 年同教授。現在に至る。この間、平成 4 年、ケンブリッジ大学客員研究員。有機半導体の光電物性、液晶のパターン形成等の研究に従事。平成 12 年日本液晶学会論文賞受賞。電子情報通信学会、応用物理学会、日本物理学会、日本液晶学会、米国物理学会、国際液晶学会各会員。