



## レーザー放射圧誘起フリージング現象

原 田 康 浩

北海道大学電子科学研究所 〒060 札幌市北区北 12 条西 6 丁目

(1995 年 1 月 20 日受理)

### Radiation Pressure-Induced Freezing

Yasuhiro HARADA

Research Institute for Electronic Science, Hokkaido University,  
N 12 W 6, Kita-ku, Sapporo 060

#### 1. はじめに

光のもつ力学的作用—放射圧—を利用して、 $\mu\text{m}$  程度の誘電体微小粒子を加速・浮上させたり<sup>1,2)</sup>捕捉する<sup>3)</sup>ことが可能である。これら Ashkin らによる先駆的実験により放射圧の存在とその利用の可能性が実証されて以来、収束レーザービームを用いた単一微小物体の 3 次元捕捉とその位置制御技術の開発が急速に展開され、現在では生体細胞等の非接触・非破壊的なピンセット<sup>4)</sup>として、あるいは微小領域における新たな物理化学現象の発見と解明に必要な不可欠な手段<sup>5)</sup>として利用されるに至っている。

一方、光ピンセットとしての機能を意識せず比較的大きなスポットのレーザービームで、多数の誘電体微小粒子が分散された液体媒質に照射された場合、ブラウン運動を行っていた微粒子は、放射圧の作用によってビーム内に捕捉されて凝集し、あたかも凍結による液体—結晶化に類似した構造変化を示す (図 1. ただしこの図は微粒子懸濁液が充填されたセルの壁面上での様子を示す)。この放射圧による構造凍結現象は、照射光強度分布・パワーによって制御することができるので、微粒子分散媒質の非線形光学媒質としての利用を目的に研究が進められてきた<sup>6,7)</sup>。しかし、この現象は微粒子分散系の物理的特性に密接に関わっているので、誘起される構造変化のダイナミクスから微粒子分散系の物理的特性が推定できることになる。一方、コロイド化学の研究分野に代表されるように、動的・静的光散乱技術は光の非接触・非破壊性の仮定を前提として、コロイド溶液・高分子溶液な

どの構造解析の手段<sup>8-10)</sup>として、あるいは流体の速度測定法<sup>11)</sup>として用いられている。立場を逆転して考えれば、図 1 に示される現象は、プローブとして照射する光の放射圧によって、測定対象媒質の動的構造が影響を受けている可能性を示唆するもので、すでに確立され成熟した技術として扱われているこれら光散乱微粒子計測技術に対して、その有効性に疑問を投げかけるものでもある。

本稿では、放射圧の作用によって誘起される微粒子分散系の構造変化 (凍結現象) を、上述の二つの観点から取り扱った研究について概説する。すなわち、放射圧誘起フリージング現象を積極的に利用した新しい微粒子測定法を提案する立場と、従来の光散乱利用の計測法に対して修正を要求する立場である。以下では、微粒子に作用する光の放射圧と放射圧下微粒子分散系のダイナミクスならびに構造変化について説明した後、この現象と光散乱現象とを組み合わせた微粒子分散系の特性解析法と光散乱微粒子計測法における影響を扱った研究を紹介する。

#### 2. 微粒子に作用する放射圧と微粒子分散系の構造変化

単一の誘電体微粒子に作用する放射圧は、Poynting ベクトルで表される照射光波のエネルギー束が、微粒子により散乱させられてその向きと大きさが変化することに起因する。この光散乱の前後における光の運動量が保存される向きと大きさで微粒子は力を受ける。したがって、Mie 散乱の公式を用い散乱エネルギーの角度分布を

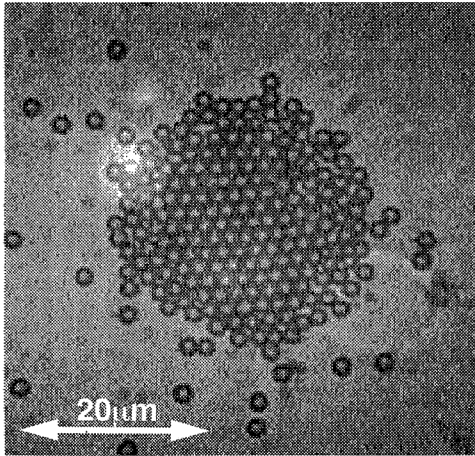


図1 レーザー光放射圧による微粒子の凝集-凍結構造 (微粒子: 直径 2.062  $\mu\text{m}$  のポリスチレン球; 照射レーザー:  $\text{Ar}^+$  レーザー, 波長 0.5145  $\mu\text{m}$ , 出力約 150 mW)

計算することによって放射圧を決定できる<sup>8,12,13)</sup>. しかし, その向きと大きさを直感的にとらえることは困難であるので, 波長に比較して大きい粒子では幾何光学による説明<sup>1-3)</sup>が, 十分小さい場合は双極子に作用する力による説明<sup>14)</sup>が良く採用される. 本稿では, 以降で紹介する研究で扱われている微粒子サイズと放射圧の理論を反映させて, 後者による説明を行う.

## 2.1 誘電体微粒子に作用する放射圧

波長に比較して十分に小さな誘電体微小球の場合, 微粒子は照射光波にとって空間に局在する一つの双極子としてみなすことができ, 散乱過程は Rayleigh 散乱で近似できる. したがって, 放射圧はこの双極子に作用する Lorentz 力として記述でき,

$$\mathbf{f} = \alpha \left[ \nabla \left\{ \frac{1}{2} E_0^2 \right\} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right] \quad (1)$$

で与えられる<sup>14)</sup>. ここで,  $\mathbf{E}$  と  $\mathbf{B}$  は照射電磁波の電場ベクトルならびに磁束密度ベクトル,  $E_0$  は電場ベクトル  $\mathbf{E}$  の光波の振動周期にわたる時間自乗平均量,  $c$  は媒質中の光の速度である.  $\alpha$  は微粒子を双極子で近似したときの等価的な分極率で,

$$\alpha = n_2^2 a^3 \frac{(n_1/n_2)^2 - 1}{(n_1/n_2)^2 + 2} \quad (2)$$

で与えられる<sup>8)</sup>. ここで,  $n_1$ ,  $n_2$  はそれぞれ微粒子と周りの媒質の屈折率を,  $a$  は微粒子の半径を表す.

式(1)の右辺第1項は不均一電場中で双極子に作用する静電応力を表している. これは勾配力と呼ばれ, その大きさは光強度の空間的な変化率 ( $\nabla$ ) に比例し, 微粒子の屈折率が媒質の屈折率よりも大きい ( $n_1 > n_2$ ) 場合

は強度の強い向きに作用する. またこの勾配力は保存力であり, ポテンシャル  $U(\mathbf{r})$  を用いて

$$\mathbf{f}_{\text{grad}} = -\nabla U(\mathbf{r}) \quad (3)$$

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \alpha E_0^2 \quad (4)$$

と表される.

第2項目は, 双極子による散乱で電磁エネルギー束が時間的に変化して運動量の交換が行われた結果作用する力を表しており, 散乱力と呼ばれる. この大きさは照射電磁波の Poynting ベクトルと微粒子の散乱断面積に比例し, ビームの伝播の向きに作用する. 照射光波を強度  $I$  の平面波とした場合, 微粒子に作用する散乱力  $\mathbf{f}_{\text{scat}}$  は

$$|\mathbf{f}_{\text{scat}}| = \frac{128\pi^6 n_2 a^6}{3c_0 \lambda_0^4} \left[ \frac{(n_1/n_2)^2 - 1}{(n_1/n_2)^2 + 2} \right]^2 I \quad (5)$$

で与えられる<sup>8)</sup>. ここで  $c_0$ ,  $\lambda_0$  は, それぞれ真空中の光の速度と波長である.

これら二つの力の作用の結果, 媒質の屈折率に比較して大きな屈折率をもつ誘電体微粒子の場合は, ガウスビーム照明のもとではビーム光軸に引き寄せられるとともにビーム伝播方向へ駆動される. この場合, 照射レーザービームを極端に絞り込むと光軸方向に関する光強度勾配が大きくなり, ビームの焦点に向かって作用する勾配力が散乱力に比較して強くなり, 1本のレーザービームによる微粒子の3次元的な捕捉が可能となる<sup>3)</sup>.

## 2.2 放射圧による微粒子分散系の構造変化と光散乱

媒質の屈折率に比較して屈折率が大きい一つの誘電体微粒子は, 照射レーザー光が極端に収束されていない限り, 高い光強度領域に捕捉されるとともに放射圧によってビーム伝播方向へ駆動される. では, 複数の誘電体微小球が液体中に多数分散された媒質の場合, この微粒子分散系の時空間的構造はどうなるのであろうか.

半径  $a$  の同一の微粒子が溶液中に分散され熱平衡状態にある懸濁液を考えると, 各微粒子の運動は溶媒分子の熱運動に支配されランダムなブラウン運動となり, 時刻  $t$ , 空間座標  $\mathbf{r}$  における微粒子数瞬間密度  $\rho(\mathbf{r}, t)$  に関する拡散方程式で記述される. 照射レーザー光の放射圧  $\mathbf{f}(\mathbf{r})$  が微粒子に作用すると, 拡散による微粒子密度束に加えて放射圧による微粒子密度束が追加され, 微粒子の時空間的挙動は

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{r}, t) = D \nabla \cdot \left[ \nabla \rho(\mathbf{r}, t) - \frac{\mathbf{f}(\mathbf{r})}{k_B T} \rho(\mathbf{r}, t) \right] \quad (6)$$

の Fokker-Planck 方程式の形で記述される<sup>15)</sup>. ここで  $D$  は微粒子の溶媒中における拡散定数で  $D = k_B T / 6\pi\eta a$  ( $k_B$ : Boltzmann 定数,  $T$ : 溶媒の絶対温度,  $\eta$ : 溶媒の

粘性係数)である。この解は、放射圧  $\mathbf{f}(\mathbf{r})$  の空間分布、すなわち微粒子の物性ならびにレーザー光の空間分布によって異なるが、一般的に

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_0 + \delta\rho(\mathbf{r}, t) \quad (7)$$

で与えられる。ここで  $\rho_0$  は放射圧が存在しない場合の微粒子の密度を、 $\delta\rho(\mathbf{r}, t)$  は放射圧とブラウン運動により決定される時空間密度ゆらぎを表す。

この放射圧によって誘起された微粒子分散系の時空間構造からの、自己光散乱あるいは別な光のコヒーレント光散乱を考えると、遠方界における散乱光波は微粒子数密度の時空間ゆらぎ項  $\delta\rho(\mathbf{r}, t)$  の空間的フーリエ変換  $\delta\rho(\mathbf{k}, t)$  ( $\mathbf{k}$  は波数ベクトル) に比例するため、光と微粒子分散系との力学的相互作用 (放射圧) の結果形成される構造の時空間変化を、光散乱という相互作用を用いて調べることができる。

次節以降は、具体的な光学配置—微粒子分散系の組合せのもとで生ずる微粒子分散系の構造変化とそこからの散乱光との関係を、新たな微粒子分散系の特性解析としての研究例と、通常的光散乱利用微粒子測定法における影響を考察した研究の二つに分けて述べる。

### 3. 放射圧誘起フリージング現象に基づく微粒子分散系の特性解析

図2(a)のように電場振幅  $E_0$ 、波数ベクトルがそれぞれ  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$  のコヒーレントな二つの光波の交叉領域において微粒子に作用する放射圧と構造変化を考える。交叉領域における光強度は、

$$I(\mathbf{r}) \propto 2E_0^2 [1 + \cos\{(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}\}] \propto 2E_0^2 [1 + \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})] \quad (8)$$

で与えられる。すなわち、二光束の干渉によってその交叉領域に周期

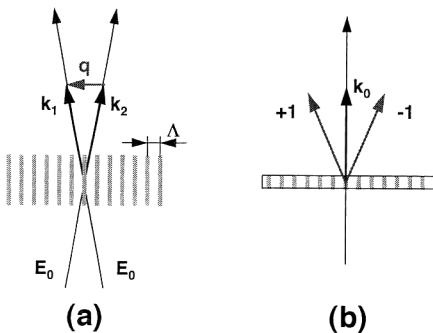


図2 微粒子密度構造変化を誘起するためのレーザー光照明  
(a)交差二光束照明, (b)微粒子密度格子とその平面波散乱。

$$\Lambda = \frac{2\pi}{|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|} = \frac{2\pi}{|\mathbf{q}|} \quad (9)$$

の正弦的な強度分布が形成されている。この強度分布を有する領域に波長に比較して十分に小さい微粒子の分散液が置かれていると考える。微粒子が十分小さいため散乱力が無視できるとすると、式(1)で表される放射圧は勾配力のみとなりその形状ならびにポテンシャルは、

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \alpha E_0^2 \mathbf{q} \sin(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \quad (10)$$

$$U(\mathbf{r}) = -\alpha E_0^2 [1 + \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})] \quad (11)$$

で与えられる。すなわち、この場合に形成される微粒子分布は、定常的にはポテンシャル  $U(\mathbf{r})$  に沿った分布、すなわち干渉縞強度分布を直接反映した空間周期  $\Lambda = 2\pi/|\mathbf{q}|$  の微粒子密度格子を形成する (図2(b))。定常状態に至るまでの挙動は、式(6)に式(10)を代入してその解として得られる。

Johnson, Jr. ら<sup>16)</sup>は、勾配力に対応する1ビーム当たりの最大ポテンシャルエネルギーと拡散運動による運動エネルギーの比  $\alpha E_0^2 / 2k_B T$  を  $R$  と置き、これをパラメータとした近似解として、

$$\delta\rho(\mathbf{r}, t) = 2\rho_0 \frac{\alpha E_0^2}{2k_B T} [1 - \exp\{-(1 + \beta R)t/\tau_D\}] \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \quad (12)$$

を得た。ここで  $\tau_D$  は、干渉強度分布の空間周期  $\Lambda = 2\pi/|\mathbf{q}|$  を拡散によって微粒子が移動するために必要な時間を表しており、 $\tau_D^{-1} = D|\mathbf{q}|^2$  で与えられる時定数である。ここで導入されている  $\beta$  は  $R$  の値の大小によって0から1の範囲で変化する定数である。特別な場合として、ポテンシャルが熱エネルギーに比較して小さい ( $R \ll 1$ ) とき  $\beta = 0$  となり定常状態への緩和は拡散のみによって決定されるのに対し、ポテンシャルが熱エネルギーに比較して大きい ( $R > 1$ ) 場合は  $\beta = 1$  となり、緩和時間は照射光強度 ( $E_0^2$ ) に反比例して減少し、微粒子密度格子の形成に要する時間は短くなる。実際にはこのパラメータの値は散乱光強度の時間応答の測定とそれに対するフィッティングによって決められる。

この微粒子数密度ゆらぎをもつ構造に対してその波数ベクトル  $\mathbf{k}_0$  が微粒子密度格子の波数ベクトル  $\mathbf{q}$  と直交する平面波を照射し、その散乱光を考えると、試料分散液の厚さが十分に薄ければ、遠方界における瞬間散乱光強度  $I(\mathbf{k}, t)$  は、

$$I(\mathbf{k}, t) \propto |\delta\rho(\mathbf{k}, t)|^2 \propto \left[ \rho_0 \frac{\alpha E_0^2}{2k_B T} \right]^2 [1 - \exp\{-(1 + \beta R)t/\tau_D\}]^2 \times [\delta(\mathbf{k} - \mathbf{q}) + \delta(\mathbf{k} + \mathbf{q})] \quad (13)$$

となる。すなわち  $\mathbf{k}=\pm\mathbf{q}$  に強い散乱スポットを生ずる。したがって、この光強度の過渡変化から微粒子の拡散係数または粒径が決定でき、最終状態における光強度から微粒子密度格子の振幅を決定することができる。ただし、現実には密度ゆらぎ格子の照射領域は有限であるため、高次の回折がある。図3は、直径  $1.1\mu\text{m}$  のポリスチレン球を重量濃度  $0.172\text{g}/\text{dm}^3$  で蒸留水に懸濁した溶液を厚さ  $1\text{mm}$  のセル内に充填した試料に対して、干渉縞の周期  $\lambda=5.9\mu\text{m}$  となるように二光束を照射し、7.5秒後に照射を終了した場合に観測される1次回折 ( $|\mathbf{k}|=2\pi/\lambda$ ) 光強度の時間変化を、照射するレーザー光のパワーをパラメータとしてプロットしたものである<sup>16)</sup>。ここで、粒径は Rayleigh 散乱近似を満足していないが、 $R$  の評価に Mie 散乱に基づくポテンシャルエネルギーを使用すれば式(12)は成立する。図から、微粒子密度格子形成の緩和時間は照射レーザーのパワーが大きいほど小さくポテンシャルの深さが密度格子の形成に大きく関わっていることがわかる。一方、消滅過程での緩和時間はほぼ同じとなる。前者の特性については、縮退四波混合位相共役波の時間応答の観点から Rogovinら<sup>15)</sup>によって理論的に予測されており、この結果はそれを実験的に実証したものと解釈できる。微粒子分散系の動的構造解析の観点からは、むしろ後者の特性が特筆されるべきであろう。一般に微粒子分散系の動的構造(例えば拡散定数)を調べる場合、ブラウン運動によって密度ゆらぎが支配されている試料に光を照射し、散乱光振幅あるいは強度の時間相関を解析して拡散定数を導出する。この場合、散乱光強度は、熱運動による密度ゆらぎで決定されるためあまり大きな値は得られない。そのため、光電子計数法の採用<sup>17)</sup>など信号としての散乱光強度ゆらぎを高い S/N 比で検出する工夫がなされている。これに対して、交叉二光束の干渉縞に沿った微粒子密度格子の形成・消滅過程では、規則的な密度分布を反映し

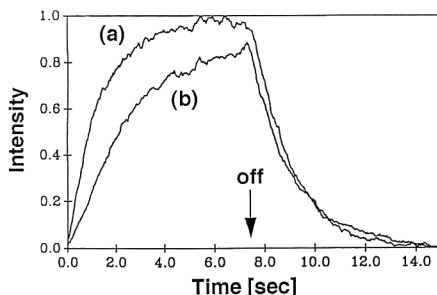


図3 1次回折光強度の時間応答<sup>16)</sup>  
照射レーザー光出力: (a) 0.75 W, (b) 0.19 W.

て、信号となる散乱光は一つの波数ベクトル  $\pm\mathbf{q}$  に局在するとともにその強度は大きく、S/N 比の大幅な向上が見込まれ、微粒子分散系の熱的ゆらぎに関する情報を高精度に抽出できることになる。また、多重散乱現象が支配的となり従来の光散乱法が適用できない高濃度微粒子分散媒質に対しても、この原理によって構成微粒子の拡散が推定できることが指摘されている<sup>16)</sup>。ただし、以上の議論の中では、散乱力による影響が無視されているため、実際には分散溶液を充填するセルの厚さを調整するなどの工夫が必要となってくるであろう。

一方、放射圧によって形成される微粒子密度分布の定常状態における光散乱特性からも、微粒子分散系の特性に依存した非常に興味深い結果が得られる。図4(a), (b)は、それぞれ相互作用のないポリスチレン微粒子の分散液ならびに荷電したポリスチレン微粒子の分散液に交叉二光束照明を行い、微粒子密度格子を生成した際に観測される照射二光束の自己回折光強度分布の例である<sup>18)</sup>。干渉縞の波数ベクトル  $\mathbf{q}$  は水平方向にあるため、形成される微粒子密度格子からの1次回折光スポットは水平方向に出現する。干渉縞に沿った方向での微粒子の並びは、相互作用のない微粒子では干渉縞内で密にパッキングされるとともに隣り合う干渉縞間に存在する微粒子と

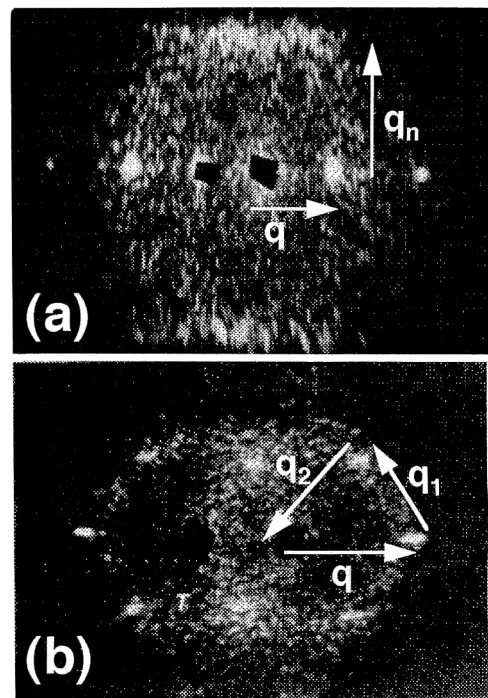


図4 微粒子密度格子からの自己散乱光強度分布<sup>18)</sup>  
(a)非荷電微粒子, (b)荷電微粒子.

の間にはなんら規則性はないため、干渉縞内での微粒子の平均的な間隔の波数ベクトル  $\mathbf{q}_n$  に回折光を生ずる (図 4(a)). 一方、荷電した微粒子では、各微粒子間に作用する反発力の結果、1本の干渉縞内および隣り合う干渉縞内に存在する微粒子は一定の間隔以下に接近することなく、干渉縞の波数ベクトルに沿った並び以外にも2次元的な規則的配置構造を反映した波数ベクトルの位置  $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2$  に回折スポットが出現する (図 4(b)). 干渉縞に対する1次回折光の強度が照射光強度の3乗に比例する<sup>6,15,19)</sup> (式(13)参照) のに対し、新たに生ずるこれらの回折スポットの強度は3/2乗に比例するとともに  $|\mathbf{q}| \approx |\mathbf{q}_1| = |\mathbf{q}_2|$  となる場合に最大となることが実験的に確認されている<sup>18,20)</sup>. 以上の事実は、相互作用を有する微粒子分散系の熱平衡状態における平均微粒子間隔、統計的な静的構造、2体分布関数を、二光束照明での放射圧による強制的な微粒子構造の制御によって効率的に抽出することができることを意味する. Ackerson ら<sup>21,22)</sup> は、これらの実験結果を補完する意味で微粒子構造を直接観測し、画像処理に基づいて2体分布関数を求めるとともに、放射圧による周期的なポテンシャル場内での荷電微粒子の定常的空間構造について Monte Carlo シミュレーションにより解析している.

#### 4. 光散乱微粒子計測法における放射圧誘起フリージング現象の影響

動的な光散乱法やレーザードップラー速度測定法に代表されるように、微粒子分散系のダイナミクス (動的構造因子, 拡散定数, 速度) を光の散乱現象を用いて非接触・非破壊的に測定する技術がある. 本節では、これらの測定法における非破壊性の破綻 (放射圧による微粒子分散系のダイナミクスの変化) を検討した研究について述べる.

レーザードップラー速度測定法における放射圧の問題は、一定速度で移動する微粒子が、交叉二光束によって形成されるポテンシャル  $U(\mathbf{r})$  (式(11)) に捕捉されずに交叉領域を通過し得るかという問題として考察されている<sup>23)</sup>. その結果として、直径  $1\mu\text{m}$  のポリスチレン球が常温水中を一定速度で流れているとき、照射二光束レーザーにより形成される干渉縞によって微粒子が捕捉され測定される速度がゼロとなる条件は、レーザー光強度が  $10^8 \text{ W/m}^2$  としたとき微粒子速度がたかだか  $5 \text{ cm/s}$  以下の低速度の場合と見積もられ<sup>23)</sup>、実用の範囲においては放射圧の影響はほとんどないといって良い. この結果は、単一収束レーザー光による微粒子トラッピングにお

いて、媒質を一定の速度で移動させることによって捕捉力を見積もる実験結果<sup>24)</sup>からも容易に予測される結論である.

動的な光散乱法においては、測定対象は熱平衡状態における微粒子分散媒質の密度ゆらぎであり、散乱光強度ゆらぎの時間相関関数として密度ゆらぎ情報を取得し、微粒子の拡散・大きさなどの動的構造を測定する. ここでは放射圧の作用は、単光束-二光束照明の違いはあるが、本質的に前節の微粒子密度格子の生成作用と等価である. すなわち微粒子密度の時間変動は式(6)の Fokker-Planck 方程式によって記述され、密度ゆらぎおよび散乱光強度ゆらぎ (あるいはその時間相関関数) は放射圧の大きさと微粒子の物性によって変化する. 図 5 に、直径  $2.062\mu\text{m}$  のポリスチレン標準粒子の懸濁液によって散乱された光の強度ゆらぎ時間相関関数が、照射レーザー出力に依存して変形する様子を示す<sup>25)</sup>. レーザー出力の増加にともない、散乱光強度ゆらぎでは遅い変動成分が増大する. この結果を微粒子の動的構造に読み直すと、レーザー出力の増加でポテンシャルが増強され、照射ビーム内で微粒子の熱的な位置変動が抑制されて構造凍結が進行していくことを意味する. このとき計算される微粒子拡散定数は、照射レーザー出力  $50 \text{ mW}$  程度で真の値から40%も低い値として見積もられ<sup>25)</sup>、構造プローブとしての光が、動的な光散乱法ではかなり顕著に誤差を導入することを示している. なお、式(6)に基づいて、放射圧を取り込んだ微粒子数密度ゆらぎならびに散乱光強度ゆらぎの時間相関関数の表式が、Rayleigh 粒子溶液に対して理論的に導出され、実験との比較が行われている<sup>26)</sup>.

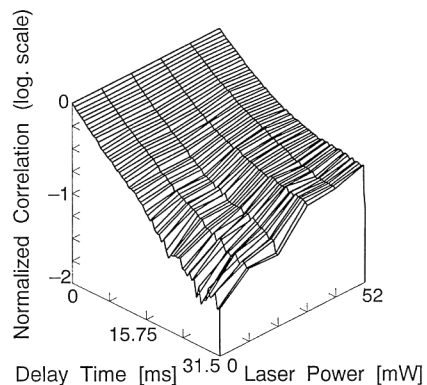


図 5 散乱光強度ゆらぎの時間相関関数の照射レーザー出力依存性<sup>25)</sup>

## 5. おわりに

以上、レーザーの放射圧によって微粒子分散媒質中に誘起される微粒子の凍結的な構造変化と、その光散乱特性に関連する研究について述べた。これらの研究のルーツは、やはり Ashkin らによる“先駆的”な実験に落ちつく。例えば交叉二光束による微粒子密度格子の生成については微粒子分散液での縮退四波混合実験<sup>6)</sup>に通じ、動的散乱法における放射圧の影響は、散乱光という形を取らずにその実像観測<sup>1)</sup>という形で確認された微粒子の挙動の反映に他ならない。しかしながらここで強調すべき点は、これらの構造変化が放射圧の強さと微粒子分散系の物性(粒径, 屈折率, 温度, 粘性)で決定されることから、放射圧による微粒子系の構造変化、あるいはそれを反映した応答(例えば散乱光強度の時間変化, 空間分布, 相関)を微粒子分散系の特性解析の指標にしようとの立場にある。これは、従来からの光散乱現象を用いた計測法が、微粒子分散系の熱的ゆらぎを反映した情報のみを観測する受動的な計測法であるのに対し、放射圧によって任意構造分布の密度ゆらぎを生成し、高いS/N比のもとでそこから熱的緩和過程の情報を観測しようという、いわば能動的な計測法としての新たな側面を含んでいる。

ここで紹介した例は構造生成要因が放射圧と特殊ではあるが、広い意味でのレーザー誘起動的回折格子<sup>27, 28)</sup>であり、一種の強制 Rayleigh 散乱法<sup>29)</sup>とみなすことができ、その類似点の比較検討から、放射圧を利用する場合の利点と限界などが明確になるとと思われる。

## 文 献

- 1) A. Ashkin: "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.*, **24** (1970) 156-159.
- 2) A. Ashkin: "The pressure of laser light," *Sci. Am.*, **226** (1972) 62-71.
- 3) A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm and S. Chu: "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles," *Opt. Lett.*, **11** (1986) 288-290.
- 4) 佐藤俊一, 稲葉文男: "微小物体・細胞のレーザー光トラッピング", *光学*, **21** (1992) 77-82.
- 5) 増原 宏, 喜多村昇, 三澤弘明, 玉井尚登, 笹木啓司: *マイクロ化学* (化学同人, 1993).
- 6) P.W. Smith, A. Ashkin and W.J. Tomlinson: "Four-wave mixing in an artificial Kerr medium," *Opt. Lett.*, **6** (1981) 284-286.
- 7) A. Ashkin, J.M. Dziedzic and P.W. Smith: "Continuous-wave self-focusing and self-trapping of light in artificial Kerr media," *Opt. Lett.*, **7** (1982) 276-278.
- 8) M. Kerker: *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation* (Academic, San Diego, 1969).
- 9) B.J. Berne and R. Pecora: *Dynamic Light Scattering* (Wiley, New York, 1976).
- 10) K.N. Schmitz: *An Introduction to Dynamic Light Scattering by Macromolecules* (Academic, San Diego, 1990).
- 11) E.R. Pike: "Photon correlation velocimetry," *Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry*, eds. H.Z. Cummins and E.R. Pike (Plenum, New York, 1977).
- 12) H.C. van de Hulst: *Light Scattering by Small Particles* (Wiley, New York, 1957).
- 13) K.F. Ren, G. Gréhan and G. Gouesbet: "Radiation pressure forces exerted on a particle arbitrarily located in a Gaussian beam by using the generalized Lorenz-Mie theory, and associated resonance effects," *Opt. Commun.*, **108** (1994) 343-354.
- 14) J.P. Gordan: "Radiation forces and momenta in dielectric media," *Phys. Rev. A*, **8** (1973) 14-21.
- 15) R. Rogovin and S.O. Sari: "Phase conjugation in liquid suspensions of microspheres in the diffusive limit," *Phys. Rev. A*, **31** (1985) 2375-2389.
- 16) K. Xia, I.H. Park and C.S. Johnson, Jr.: "Radiation pressure induced grating in colloidal suspensions: Dynamics of formation and decay," *J. Chem. Phys.*, **91** (1989) 1351-1356.
- 17) B. Saleh: *Photoelectron Statistics* (Springer, Berlin, 1978), Chap. 7.
- 18) B.J. Ackerson and A.H. Chowdhury: "Radiation pressure as a technique for manipulating the particle order in colloidal suspensions," *Faraday Discuss. Chem. Soc.*, **83** (1987) 309-316.
- 19) A.E. Neeves and M.H. Birnboim: "Polarization selective optical phase conjugation in a Kerr-like medium," *J. Opt. Soc. Am. B*, **5** (1988) 701-708.
- 20) A. Chowdhury, B.J. Ackerson and N.A. Clark: "Laser-induced freezing," *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985) 833-836.
- 21) K. Loudiyi and B.J. Ackerson: "Direct observation of laser induced freezing," *Phys. A*, **184** (1992) 1-25.
- 22) K. Loudiyi and B.J. Ackerson: "Monte Carlo simulation of laser induced freezing," *Phys. A*, **184** (1992) 26-41.
- 23) M. Bertolotti and C. Sibilìa: "Coherent light scattering by particles moving in two crossed light beams," *Opt. Acta*, **31** (1984) 567-577.
- 24) S. Sato, M. Ohyumi, H. Shibata, H. Inaba and Y. Ogawa: "Optical trapping of small particles using a 1.3- $\mu\text{m}$  compact InGaAsP diode laser," *Opt. Lett.*, **16** (1991) 282-284.
- 25) Y. Harada and T. Asakura: "Effects of the laser radiation pressure in photon correlation spectroscopy," *Opt. Commun.*, **107** (1994) 161-169.
- 26) 原田康浩, 朝倉利光: "レーザー放射圧下多粒子分散系からの動的散乱特性", *光学連合シンポジウム浜松 '94* 講演予稿集, 22 Ba 06 (1994).
- 27) H.J. Eichler: "Laser-induced grating phenomena," *Opt. Acta*, **24** (1977) 631-642.
- 28) H.J. Eichler, P. Günter and D.W. Pohl: *Laser-Induced Dynamic Gratings* (Springer, Berlin, 1986).
- 29) D.W. Pohl: "Forced Rayleigh scattering," *IBM J. Res. Dev.*, **23** (1979) 604-614.