

解 説

レーザー光圧力による微粒子・超微粒子の制御法

清 水 熊

茨城工業高等専門学校 〒312 勝田市中根深谷津 866

(1988年12月5日受理)

Manipulation of Small and Ultra-Fine Particles by Radiation Pressure of Laser Light

Isao SHIMIZU

Department of Mechanical Engineering, Ibaraki College of Technology,
866, Fukayatsu, Nakane, Katsuta 312

1. まえがき

直径が数百ミクロンからサブミクロン程度までの微粒子の制御についてつぎのようなニーズがある。レーザー核融合では一点に照射された多数のレーザービームの集光位置の中央に直径数百ミクロンの燃料ペレット¹⁾を非接触で連続的に供給する必要があり、そのための粒子の非接触移動制御、すなわち粒子の遠隔操作（マニピュレート）法の開発が求められている。また集積電子回路の作製やバイオテクノロジー研究のためのクリーンルーム内のサブミクロン粒子の除去²⁾や基盤技術に関する超純水中の粒子の除去³⁾法などの微粒子制御法開発の必要性がある。

直径が2~20 nm程度の超微粒子の制御に関してはつぎのような分野でニーズが高い。一つには、電子回路の大容量・高速情報処理や省エネルギー化のために半導体薄膜や超伝導材料薄膜の作製技術の開発という社会的な要請がある⁴⁾。これらの薄膜の作製には高温プラズマ法やレーザー蒸発法が用いられ、生成された高温下での金属やセラミックスの超微粒子の移動制御が必要となってきている。また環境問題や科学的観点から、高温下でのすす微粒子の生成などという極限的粒子の生成メカニズムの解明が必要であり、またその超微粒子の挙動を非接触で計測し、それを制御することができる技術の開発が望まれている⁵⁾。

これらの微粒子、超微粒子の制御のために現在もっとも可能性のある方法の一つとしてレーザー光の光圧力を

なわち光と微粒子の相互作用を用いることが考えられる。そこで以下、2章には微粒子と超微粒子の両者についての制御法の現状を、また、3~6章は主として微粒子について、7章には超微粒子について、それぞれ調査および実験研究の結果を記述した。

2. レーザー光による微粒子・超微粒子の非接触制御法の現状

微粒子の移動、凝集、分級のために必要な非接触のマニピュレート法はほとんどないというのが現状である。しかしながら米国、Bell研究所の Ashkin⁶⁾によって始めたレーザー光圧力による微粒子の非接触捕捉法が微粒子の非接触マニピュレート法として唯一の有望な可能性を有する方法ではないかと考えられる。このレーザー光圧力を用いる方法は清水ら⁷⁾によって現実的な制御技術としてさらに発展させられつつある。国内におけるこの種の研究は清水らのほかに見受けられないようである。国外においては米国のかたに見受けられないようである。国外においては米国のかたにフランスで Gousbet (Universite de Rouen) や西独、Universität Frankfurt などがレーザー光で微粒子を空中に浮揚させ、光散乱の基礎研究を行なっている。さらにレーザー光圧力による微粒子の制御を行なうとする動きがみられる。

超微粒子の制御に関しては近年、Ashkin ら⁸⁾による共鳴放射圧に関する研究で、光圧力による超微粒子の非接触制御技術の可能性が急激に注目を集めるに至った。共鳴放射圧力を用いた原子、分子のトラップに関する最新の情報は米国 AT & T Bell 研究所の Chu⁹⁾、Ashkin

らが多額の費用をかけた実験装置を用いて Na の中性原子 500 個/ 10^{-9} cm^3 をトラップするのに成功した。Ashkin との往復書簡によれば Chu は Stanford 大学に移り、この研究をさらに発展させようとしている。なお、国内においては清水ら¹⁶⁾のレーザー光圧力による Ne 原子のトラップについての研究がある。

3. 光と微粒子の相互作用

3.1 粒子に働く光圧力

レーザー光束中に微小な誘電体が置かれた場合、光圧力、光泳動など、粒子の浮揚やトラップに関係する力は電磁場に存在する双極子によって生ずる電磁場の歪という観点からも計算される。しかしここでは解析を容易にするために比較的単純なモデルとして粒子に衝突する光子によって光圧力はつぎのように生ずると考える。

図 1 に示すように質量 m 、速度 \mathbf{V} をもつ微粒子に波数ベクトル \mathbf{K} をもつ光子（フォトン）が 1 個衝突するとき、衝突後の粒子と光子のもつ運動量は保存され、つぎの関係が成立する。

$$m\mathbf{V} + \hbar\mathbf{K} = m\mathbf{V}' + \hbar\mathbf{K}' \quad (1)$$

ただし \mathbf{V}', \mathbf{K}' はそれぞれ光子衝突後の微粒子の速度と光子の波数ベクトルであり、 \hbar は（プランク定数/2π）を表わす。

1 秒間に N 個の光子が粒子に衝突すると仮定し、(1) 式を変形するつぎのようになる。ただし、 Δt 秒間に粒子が受ける速度の増加分を $\Delta\mathbf{V}$ とする。

$$m(\Delta\mathbf{V}/\Delta t) = N\hbar\mathbf{K} - N\hbar\mathbf{K}' \quad (2)$$

上式の左辺は粒子に働く光圧力を表わし、これは右辺に示されるように粒子に 1 秒間に N 個の光子が衝突したとき、入射する光子の運動量から散乱する光子の運動量を差し引いたものに等しい。

さて、 $\hbar = h/2\pi$ 、 $K = 2\pi/\lambda$ 、 $v = C/\lambda$ 、 C : 光速、 λ : 光の波長、 v : 光の振動数、とすればつぎの関係が得られる。

$$N\hbar K = Nh\nu/C \quad (3)$$

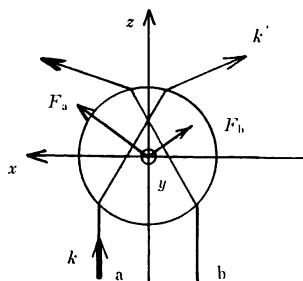


図 1 光散乱方向と粒子に働く光圧力との関係

したがって、レーザー光出力を W 、直径 D_p の粒子が光束中に占める面積割合を C_{pr} 、粒子からの距離 R 、散乱角 θ における Mie 散乱光強度を I_θ とすれば、平行なレーザー光によって粒子が図 1 に示す鉛直方向すなわち Z 方向に受ける力 F_z は式(2)および(3)などよりつぎのように導ける。

$$F_z = (WC_{pr}/C) \left(1 - \int_0^\pi I_\theta \cdot \sin 2\theta d\theta \right) \quad (4)$$

ただし I_θ は粒径パラメータ $\alpha (= \pi D_p/\lambda)$ および屈折率 m の関数である¹²⁾。

F_z は式(4)で厳密に与えられるが、式(4)中の Mie 散乱の計算は非常に複雑であるので、光圧力の概算を行なうにあたり F_z の近似を行なう。

式(4)中の $C_{pr} \left(1 - \int I_\theta \sin 2\theta d\theta \right)$ の項は一定の強さの入射光に対する粒子の大きさごとの反射光の強度比と考えられるから、これはレーザービームのウエスト径 $2w_0$ に対する粒子径 D_p の比の 2 乗 $(D_p/2w_0)^2$ に比例した値に反射の割合 γ を掛けたものにほぼ比例すると考えても差しつかえない。

3.2 入射光の強度分布によって粒子が受ける力

照射レーザー光がガウス分布状の強度分布をもつている場合の粒子に働く力にはつぎのようなものがあると考えられる。一つは、図 1 に示した光束の強さが $a > b$ の場合、光の屈折の法則と運動量保存則から周囲雰囲気よりも屈折率の高い粒子は光強度の強いレーザー光の中心に引かれ、屈折率の低い粒子はレーザー光中心から光強度の弱い方向に引かれる。このようにレーザーの照射方向と垂直な方向にも光圧力が働く。一方、フォトホレシス (photophoresis) と呼ばれる光泳動力があり、これは一般に光強度の強い方向から弱い方向に働くと考えられる。フォトホレシスは粒子球が光によって不均一に温められるために誘起される熱ほふく流である¹³⁾ともいわれているが確かではない。これらの複合力がレーザー光の焦点付近で粒子に強く働き、光トラップ力が形成されると考えられる。

3.3 レーザー光中で空気懸濁粒子が受ける力と粒子の飛翔速度

鉛直上方に収束するレーザー光の収束点の下方を粒子の懸濁した空気が横切るとき、流動空气中から懸濁粒子をはぎとるようにレーザー光圧力が働く。この力によってレーザー光中に捕捉された粒子はレーザー光の収束点に向かって重力や空気抵抗力に逆らって上昇する。直径 D_p で質量 m_p の粒子が鉛直方向に受ける力は次のようになる。

$$m_p \frac{dv}{dt} = -mg - \frac{3\pi\mu D_p}{C_c} (v-u) + F_{lp} \quad (5)$$

ただし $m_p = (\pi/6)D_p^3\rho_p$, $m = (\pi/6)D_p^3(\rho_p - \rho_f)$ である。また ρ_p , ρ_f : それぞれ粒子および媒質の密度, μ : 粘度, C_c : カニンガムの補正項, v , u : 粒子およびガスの光進行方向への速さ, g : 重力加速度, F_{lp} : レーザー光圧力。

F_{lp} は式(4)等で表される力 F_z と同じものである。式(5)の微分方程式を解くと、比例定数を A として鉛直上方への速度 v はつぎのように与えられる。

$$v = \frac{C_c}{3\pi\mu D_p} \left(-mg + F_{lp} + \frac{3\pi\mu D_p}{C_c} u \right) + A \exp\left(-\frac{3\pi\mu D_p}{m_p C_c} t\right) \quad (6)$$

なお、空气中から懸濁粒子をはぎとる力はレーザー光の進行方向に働く光圧力と、3.2 項で言及したレーザー光の進行方向に垂直な方向のレーザー光強度分布から生ずる光圧力とである。

4. 粒子移動制御実験

4.1 実験装置および実験法

図2に実験装置の概略を示した。波長 $\lambda=488.0\text{ nm}$ の単色アルゴンレーザー光を10倍のコリメータを通して直径12.5mmとなった平行光束を焦点距離 $f=50\text{ mm}$ の凸レンズで集光する。集光点をガラス容器で囲い、外部の空気流動等の外乱をおさえる。直径 $D_p=2\sim20\text{ }\mu\text{m}$ の单分散ポリスチレン粒子のうち1種類ずつを蒸留水に混入し、超音波加湿器で上述のガラス容器内に噴霧する。そして噴霧流中の懸濁粒子のレーザー光による挙動を観測、解析する。

微粒子を含む噴霧の流れがガラス容器内でしだいにおさまってくるとガラス容器内に漂っていた粒子はレーザー光に容易に捕捉され、重力に逆らって浮上をはじめ、ついにはレーザー光の収束点付近のやや下方位置で静止する。レーザー光の収束点の上方に入った粒子は光圧力によって鉛直上方に跳ね飛ばされる。これら微粒子の挙

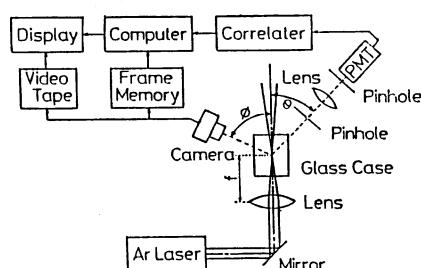


図2 光圧力による粒子制御実験装置概略

動は高速度ビデオカメラ（ナック HSV-200, 1000コマ/秒）と、写真用カメラで撮影される。同時にレーザードップラー法や光子相関スペクトロスコピー（PCS）で噴霧流中の粒子速度や光圧力による飛翔速度が計測されるようになっている。

実験用光学系、被測定用粒子等はつぎのようである。光源はアルゴンレーザー 4W, ビーム直径 1.25 mm, 使用波長 $\lambda=488.0\text{ nm}$ で最大 1.3 W, TEM₀₀ モード、ガウス分布強度。光学系はビームエキスパンダ $\times 10$ であり、レーザー光束は直径 $D=12.5\text{ mm}$ の平行光束となっている。収束レンズは焦点距離 $f=50\text{ mm}$, SLAR コーティングである。

懸濁粒子はポリスチレン球、直径 $D_p=2.0, 5.0, 7.0, 10.0, 15.0, 20.0\text{ }\mu\text{m}$ をそれぞれ使用。屈折率 $n=1.592$ 、密度 $\rho_p=1.056\text{ g/cm}^3$ 。また、20°C, 760 mmHg での空気の密度は $\rho_f=1.205\times 10^{-3}\text{ g/cm}^3$ 、空気の粘度は $\mu=1.82\times 10^{-5}\text{ Pa}\cdot\text{s}$ である。

4.2 光束中で粒子が受ける力と粒子速度の概算

実験に先立って、直径 2~20 μm のポリスチレン粒子が受ける重力、光圧力、粘性力による力を概算する。また、これらの力によって生ずる粒子の飛翔速度の目安を得る。

粒子の飛翔速度を表わす式(6)中の最右辺の時定数の値はおのおのの値を代入すると小となって無視できる。したがって粒子のもつ鉛直方向の速度 v は次のような形で与えられる。

$$v = \frac{C_c}{3\pi\mu D_p} \left\{ -\frac{\pi}{6}(\rho_p - \rho_f)g D_p^3 + \frac{\gamma W}{c} \left(\frac{D_p}{2w_0} \right)^2 \right\} + u \quad (7)$$

式(7)の右辺のそれぞれは重力、光圧力および粘性力の影響項を表わし、これらの値の大小によって粒子の飛翔速度が変化する。

式(7)の右辺のそれぞれの値を概算するにあたり、レーザー光の収束点のビームウエスト径 $2w_0$ を決定する。レーザービームの平行光束の直径 D 、レンズの焦点距離 f 、焦点で収束するビームの漸近線のつくる角度 2η との間には次の関係がある¹⁴⁾。 $\pi w_0 \eta = \lambda$, $\eta = \tan^{-1}(D/2f)$ 、したがって、 $f=50\text{ mm}$, $D=12.5\text{ mm}$, $\lambda=488.0\text{ nm}$ として計算すると、 $2w_0=5.0\text{ }\mu\text{m}$ となる。これにレンズの収差を最大限に考慮して収束点のウエスト径を単純計算値の5倍と見積もり、 $2w_0=25\text{ }\mu\text{m}$ が用いられた。また、光の反射の割合 γ は光散乱強度の計算などから、前方散乱光が 90% と見積もって $\gamma=0.1$ とする。

直径 2~20 μm のポリスチレン粒子が受ける鉛直方向の光圧力はおよそ $F_{lp}=2.1W \times (10^{-12}\sim 10^{-10})\text{ N}$ とな

り、同じ粒子に対して重力は $mg = 4.3 \times (10^{-14} \sim 10^{-11}) N$ となる。また、粒子が速度 u m/s の空気中にて動くとすれば、空気の粘性による力 F_a は $C_c = 1.16$ として $2 \sim 20 \mu\text{m}$ の粒子に対しては $F_a = 2.9 \times (10^{-10} \sim 10^{-9}) u$ N となる。したがって、このような概算から空気の流動が $u \approx 0.1$ m/s 程度以下の速度であるとき、1 W のレーザー光強度で空気中に懸濁している粒子はレーザー光圧力によって気流中からはげとられ、重力に逆らって空中に浮上することが予想される。

なお、式(7)の右辺に数値を代入して、各粒子径ごとの粒子の移動速度の変化の様子が求められた。粒子に働く光圧力はレーザー光束のウエスト径 $2w_0$ と入射光の強度 W に関係する。 $W=1$ W で $2w_0$ をパラメータとした V の値の一例が図3に示されている。粒子の搬送空気流速をゼロすなわち $u=0$ 、また $W=1$ W とするとき、 $2w_0=25 \mu\text{m}$ では約 $50 \mu\text{m}$ の粒子が最大速度を得、約 $100 \mu\text{m}$ までの粒子を鉛直上方に浮揚させることができ

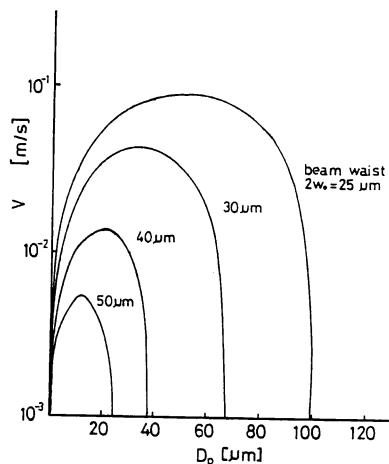


図3 レーザービーム径をパラメータとした粒子の浮揚速度の計算値

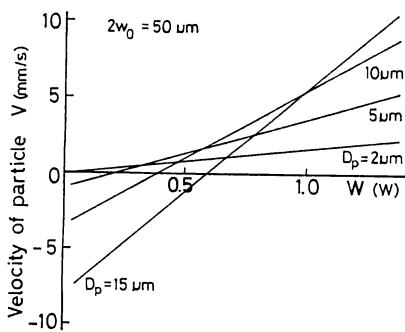


図4 レーザー光強度に対する一定粒径粒子の浮揚速度の計算値

きる。図4に粒子径をパラメータとしてレーザー光強度に対する粒子の浮揚速度の理論的な関係を示した。

5. 実験結果

空気中に懸濁する粒子のうち、レーザー光によって重力に逆らって浮上する粒子、レーザー光の収束点付近にトラップされた粒子、収束点上方で光圧力によって跳ねとばされる粒子が高速度ビデオ、写真撮影等によって明確に観測把握された。20 μm の粒子についてその一例を図5に示した。レーザー光は鉛直上方に向けて照射されている。写真の中央に最小幅 500 μm のスケールが示されている。図5(a)の中央とやや下側の総計 6 個の光点がトラップされた粒子である。トラップされた粒子位置は常にレーザー光の収束点のレーザー側にある。収束点を越えた位置ではトラップされる粒子はほとんどなく、全ての粒子は跳ねとばされるようである。また一度トラップされた粒子はレーザー光を鉛直方向から少し傾けてもレーザー光中の同じ位置でトラップされ続けることが実験的に確かめられた。

この実験結果から 1 W 程度のレーザー光の圧力が 20 μm 程度の粒子を重力に逆らって浮上させるに十分な力があることが認められた。また、トラップされる粒子はレーザー光の焦点を越えた位置ではほとんど見あたらな

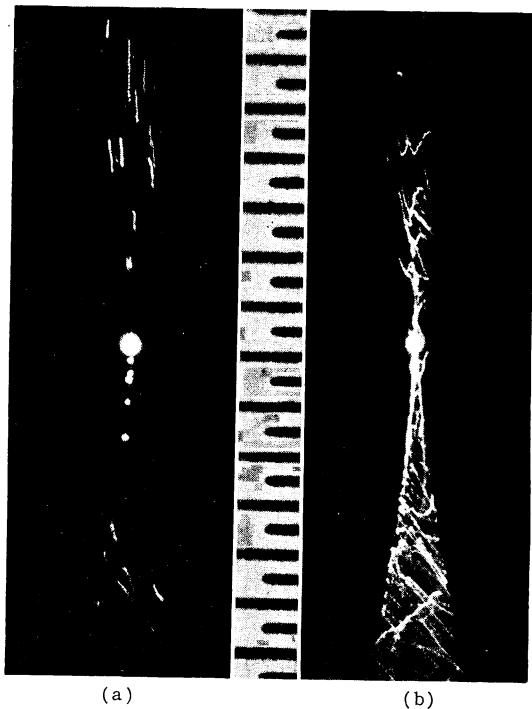


図5 レーザー光による粒子の捕捉、トラップ、排除

い。したがって、レーザー光を受ける粒子には下から働く光圧力とガウス強度分布による光束中央向きの光圧力のほかに、焦点での強い収束光によって焦点から斜め下向きに強いフォトホレイシスが働き、この焦点でのフォトホレイシスのために下方から上昇してくる粒子は焦点を越えることができずに焦点下方でトラップされると推測される。なお、焦点付近ではレーザー光圧力に比べて重力の影響はきわめて小さい。

図5(b)に気流中に懸濁している粒子の捕捉および粒子の排除に関する実験結果の一例を示した。右下から左斜め上に向けて動く気流にのって流動している粒子群は焦点下方では収束光に捕捉され、気流から離れてレーザー光の左側面に沿って焦点に向かって上昇する。また粒子群がレーザー光に入るときは吸引力を受けて簡単に入れるが、光束から外に出ようとするときには強い拘束力を受けることが明確に写真から観測された。すなわち図5(b)焦点下方では粒子の軌跡はレーザー光束左端で速度を落とす粒子が多く、明るい輝点となってそれが観測される。そのうちのいくつかの粒子はレーザー光の外壁に沿って焦点方向に上昇し、トラップされる。一方、焦点上方では気流は下方に比べてやや上向きにレーザー光中に入っているが、トラップ力は下向きに働くかず、強い上向きの光圧力によって運動ベクトルは鉛直上方へと方向を変えていくことが明瞭に観測される。焦点上方でも粒子軌跡は左側でレーザー光束中に拘束されるように上方に飛ぶものが多いという結果になっている。

レーザー光束中の粒子の運動速度を写真撮影の軌跡から実測し整理した結果の一例を図6に示す。

図6は入射レーザー光強度の変化による粒子の鉛直方向への飛翔速度の変化の様子が粒子の大きさごとに写真撮影の軌跡から実験的に求められたものである。空気流動の影響で粒子速度は全体的に一定値だけ高くなっている。

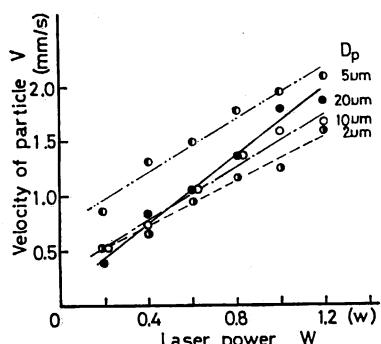


図6 レーザー光強度変化による一定粒径粒子の浮揚速度変化測定結果

るよう見受けられるが、その飛翔速度は入射レーザー光強度の一次関数となり、粒径が大きくなるにしたがってその傾きが大きくなっている。実験結果は図4に示された関係とその傾向がよく一致している。

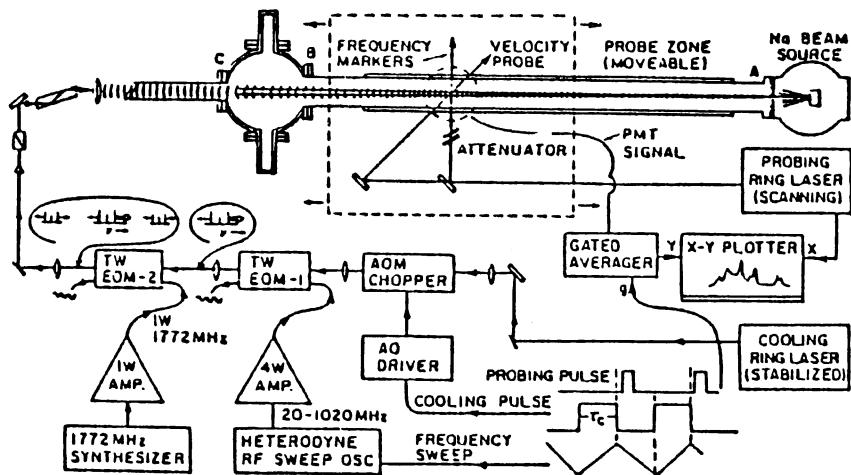
6. レーザー光による微粒子の移動制御法とその適用領域

レーザー光圧力を用いると光収束点付近に粒子をトラップできる技術が得られ、レーザー光の収束点を動かすことによってレーザー光中に捕捉された粒子を移動させることができ可能になる。したがってレーザー核融合での燃料ペレットを非接触で移動静止制御できる技術も開発される。また霧雨気中から懸濁粒子をレーザー光ではぎとることもできるから、クリーンルーム内での汚染微粒子をガス中から捕捉排除でき、現在行なわれているクリーンルームでの汚染粒子の空気流動による除去法とはまったく異なる新しい汚染粒子除去法を開発することが可能となる。さらに超純水中の汚染粒子の除去や、微生物、生体細胞の非接触分別、制御などにこの技術が適用できる。

7. 超微粒子の移動制御および計測法とその適用領域

現在、生成した超微粒子を移動制御する方法として用いられているものには気流法といわれる超微粒子を不活性ガス等に乗せてノズル先端からキャリアガスとともに吹き付ける方法¹⁰⁾がある。しかしこれは超微粒子の凝集や汚染を引き起こす。そしてこれは薄膜作製技術としては精緻さを欠き不適当である。また薄膜作製法にクラスターイオンビーム法⁴⁾があるが、この方法はクラスターに与えるエネルギーのコントロールが難しく、できた薄膜が不揃いである。そして装置が複雑高価であるという欠点がある。このように有効な超微粒子の移動制御法がないのが現状である。また超微粒子の非接触計測法としては従来ブラウン運動光子相関法が唯一の有効な方法であると考えられてきたが、光と微粒子の相互作用が明らかになるにつれて単純に粒子の動きから粒子径を算出することには疑問が出てきており、今では有効な超微粒子の非接触測定法が見あたらない。

これに対してごく最近、超微粒子をレーザー光によって制御する方法が開発された¹¹⁾。サブミクロン以下の超微粒子をレーザー光によってトラップし、これを制御するためにはレーザー光による超微粒子の発熱、蒸発を防いで少ない光エネルギーで効率よく粒子を捕捉すること

図 7 高速飛翔中の原子、分子の共鳴吸収光圧力による捕捉制御¹¹⁾

が必要となる。このためには捕捉しようとする超微粒子あるいは原子、分子の組成に合致した共鳴吸収波長光を吸収させて、光圧効果により超微粒子の動きを止める。ただし高速で飛翔する超微粒子には共鳴吸収周波数よりドップラーシフト分だけ低い周波数の光をあてる必要がある。図7にはレーザー蒸発法で生成されたNa中性原子のビームに色素レーザー光をあてて高速プラズマビームを共鳴吸収光によって減速静止させ、それを他のレーザービームで空中にトラップするという実験装置の概略を一例として示した¹¹⁾。この例のごとくリングレーザー光に高速変調をかけ、高速飛翔超微粒子の速度の減衰度に応じたドップラーシフト周波数変化に対応する共鳴吸収波長光を超微粒子に与えようすることは、光周波数の制御に多大な困難を伴い、さらに装置の費用がかさむ。したがって超微粒子を安定に比較的容易にトラップするためにはさらに方法や装置に工夫を凝らす必要がある。

なお、ごく最近の報告¹⁵⁾によれば、超微粒子は共鳴吸収波長光より少しずれた波長でも光圧力の影響を受けることが明らかにされている。

さて、以上に述べた超微粒子の制御に対するニーズ、従来の技術およびこの共鳴吸収を利用した新しい超微粒子制御法を総合的に検討し発展させれば、超微粒子の非接触計測と制御に関する新しい技術フィールドがつくれだせるものと考えられる。

8. まとめ

レーザー光圧力を用いた粒子制御法はフィルタを使わない粒子のフィルタリング法とか真空中での粒子輸送の

ためのキャリヤとなるなど、まとめると、

- (1) 粒子のミニピュレーション（遠隔操作）
- (2) 非接触粒子輸送
- (3) ガス中または液体中の微粒子の分離
- (4) 粒子の分球

など、非常に特殊で有効な技術である。

この技術は次のような分野に適用できると考えられる。

- (1) クリーンルームに関する汚染粒子除去
- (2) 超純水中の汚染粒子除去
- (3) レーザー核融合用燃料粒子制御
- (4) 微生物・生体細胞の非接触分別、制御
- (5) 超微粒子の非接触分別、移動制御
- (6) 真空中での微粒子、超微粒子の輸送、トラップ
- (7) バイオフィルタ、防疫
- (8) 環境汚染粒子の制御

今後、光圧力に関する基礎的事項のいっそうの研究と応用分野が広く開拓されることを願って本文をまとめさせていただいた。

文 献

- 1) K. Eidmann, et al.: Appl. Phys. Lett., 43 (1983) 440-442.
- 2) S. Fujii, et al.: Proc. of 7th Annu. Tech. Meet. on Air Cleaning and Contamination Control (1988) pp. 11-15.
- 3) T. Niida, et al.: Proc. of 6th Annu. Tech. Meet. on Air Cleaning and Contamination Control (1987) pp. 235-238.
- 4) T. Takagi: Jpn. J. Appl. Phys., 55 (1985) 746-763.
- 5) S. Matsuoka, et al.: Research Paper for Grant-in-Aid from Ministry of Education, Science and Culture of Japan, Sogo (B) 62306019 (1988).

- 6) A. Ashkin: Phys. Rev. Lett., **24** (1970) 156.
- 7) I. Shimizu, *et al.*: Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., No. 870-13 (1987) 43-45.
- 8) Å. Ashkin, *et al.*: Opt. Lett. (1979) 161.
- 9) S. Chu, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **57** (1986) 314-317.
- 10) C. Hayashi: Jpn. J. Appl. Phys., **24** (1985) 687-693.
- 11) W. Ertmer, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **54** (1985) 996-999.
- 12) Van de Hulst: *Light Scattering by Small Particles* (Jhon Wiley, New York, 1957).
- 13) Y. Sone and K. Aoki: J. Aerosp. Eng., **24**, No. 373 (1976) 43.
- 14) F. Durst, *et al.*: *Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry* (Academic Press, London, 1976) p. 123.
- 15) P. D. Lett, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **61** (1988) 169.
- 16) F. Shimizu: Math. Sci. (Suuri-Kagaku, Japanese) No. 306 (1988) 27-32.