

표면 플라즈몬과 결합된 에바네슨트파가 Mie 입자에 미치는 광압 분석

송영곤 · 한봉명 · 장 수[†]

한남대학교 물리학과

④ 306-791 대전시 대덕구 오정동 133번지

(2001년 9월 17일 받음, 2001년 11월 16일 수정본 받음)

매질 표면의 플라즈몬(plasmon)과 결합된 에바네슨트파가 Mie 입자들에게 미치는 광압을 이론적으로 분석하였다. Kretschmann 또는 Sarid 형의 다층막 구조에서 표면의 플라즈몬과 결합된 에바네슨트파를 벡터 구면파 함수로 유도하고, Mie 입자와 금속 경계면 사이에서 다중반사를 고려하여 나타냈다. 에바네슨트파가 Mie 입자에 미치는 광압의 직교 좌표 성분을 해석적으로 표현하고 수치적인 계산을 하였다. 에바네슨트파의 광압은 매질의 경계면이 금속일 때가 유전체일 때보다 10 또는 100배 정도로 증가하였다. 유리 입자일 경우 금속 경계면에 대한 법선 성분의 광압은 접선 성분에 비하여 강하였다. 은 코팅한 유리 입자의 경우에는 경계면의 접선 성분의 광압이 법선 성분에 비하여 커다. 이러한 현상을 이용하여 법선 방향의 광압으로 회전자를 금속 경계면에 가까이 유지시키면서 접선 방향의 강한 광압으로 마이크로미터 이하 크기의 회전자를 금속 경계면에서 회전시킬 수 있을 것이다.

분류코드 : OS.010.

I. 서 론

전에 발표한 논문^[1]에서, p 편극된 광파^[2,3]에 의해 표면 플라즈몬이 여기 되어 있는 금속-유전체 접촉면에 놓인 유전체 막에 작용하는 에바네슨트파의 광압을 분석한 바 있다. 이 때 금속 경계면에서의 에바네슨트파의 광압이 표면 플라즈몬과 결합될 때 그 크기가 증가한다는 것을 보였다. 세기가 증가한 에바네슨트파로부터 발생하는 광압은 생물 세포와 같은 아주 작고 평평한 구조를 갖는 물체를 광파장 영역 정도의 범위에서 선택적으로 조작하는 데 이용될 수 있다. 평평한 형태의 물체의 경우와 비슷하게 금속 경계면에서 에바네슨트파가 Mie 입자에 미치는 광압도 표면 플라즈몬 공명시 그 크기의 증가가 예상된다. 그렇지만 유한한 크기의 Mie 입자에 미치는 광압의 속성은 박막의 경우와 실제적으로 크게 다르다. 표면의 플라즈몬과 결합된 에바네슨트파의 광압으로 유한한 크기의 물체를 안정적으로 조작하거나 회전시키기 위해서는 Mie 입자에 미치는 이와 같은 광압의 속성을 밝히는 것이 중요하다.

표면 플라즈몬이 없는 가느다란 도파관이나 액체-유전체 접촉면에서 에바네슨트파의 광압에 의한 Mie 입자들의 이동과 회전은 이미 보고된 바 있다.^[4-6] 이와 같이 Mie 입자들에 작용하는 광압은 마이크로모터나 마이크로가속장치에의 응용성 때문에 중요하다고 할 수 있다.^[6,7] 이러한 관점에서 접속된 가우스형 광속에 의해 유전체인 프리즘 표면에 형성된 에바네슨트파가 Mie 입자에 미치는 광압과 토크를 이론적으로 해석한 바 있다.^[8-11] 그리고 최근에는 평평한 유전체 바닥 위에 놓인 결합된 쌍극자형 입자에 미치는 전자기파의 힘에 관한 수치적 계산도 이루어졌다.^[12,13] 하지만 금속 경계면에서 광파에 의해

유도 되기되는 표면 플라즈몬을 고려한 Mie 입자에 미치는 에바네슨트파의 광압에 대해서는 아직까지 이론적인 연구가 이루어지지 않았다.

본 논문에서는 p 편극된 평면 전자기파에 의해 표면 플라즈몬의 공명이 일어나는 다층막(금속막을 포함한) 계에서 에바네슨트파가 Mie 입자(즉, 균질구이거나 금속 코팅한 구)에 미치는 광압의 특성을 이론적으로 검토하였다. 처음에 Kretschmann 형^[2]과 Sarid 형^[3]의 다층막 구조에서 표면 플라즈몬과 결합된 에바네슨트파의 해석적 표현을 유도하고 Mie 입자에 의해 산란되는 에바네슨트파를 벡터 구면파 함수로 전개하였다.^[14-17,19-22] 그런 다음, 입자와 다층막계 사이의 다중 반사를 고려하여 Mie 입자 주위에 분포된 총 전자기장을 순환 형태로 유도하였다. 에바네슨트파가 Mie 입자에 작용하는 힘의 직교 좌표 성분들을 두 Kretschmann 형과 Sarid 형의 박막계에서 해석적으로 유도하고 수치적으로 계산하였다. 수치 계산 결과의 물리적 의미도 제시하였다.

II. 다층막계를 통해 전달되는 전자기장

그림 1은 다층 박막과 액체 속에 잠긴 Mie 입자(즉, 균질하거나 단일층으로 이루어진 구)로 이루어진 계를 나타낸 것이다. 이 다층막계는 얇은 금속 막과 유리 프리즘 면에 입혀진 중간의 유전체 막, 그리고 금속 박막으로부터 d 만큼 약간 떨어져 있는 구로 구성되어 있다.

모든 매질은 자성을 띠고 있지 않으며 균질하고 등방적이라고 가정한다. h_n , N_n , θ_n ($n = 1, 2, m, 3$)는 각각 n 번째 층에서의 두께, 굴절률, 입사각 등을 나타낸다. 파장 $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$ 의 p 편극된 평면 광파가 프리즘의 측면에서 프리즘-유전체의 경계면으로 입사할 때의 각 매질의 굴절률은 각각 $N_1 = 1.515$

[†]E-mail: sjang@mail.hannam.ac.kr

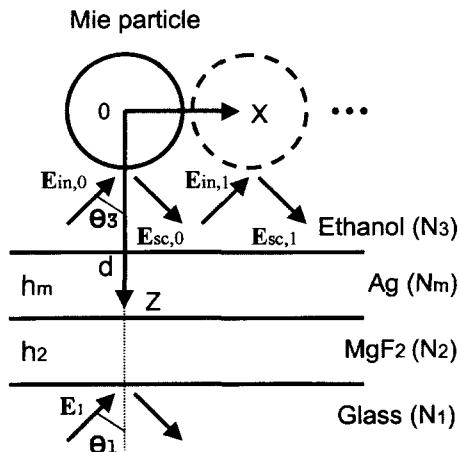


그림 1. 금속막과 프리즘(유리) 면에 입혀진 중간 유전체 막으로 구성된 다층막계 부근에서 액체 속에 잠긴 Mie 입자의 개략도. Mie 입자는 반지름이 R_i 인 균질한 구이거나 안쪽 반지름이 R_c , 바깥 반지름이 R_o 인 단일층으로 코팅된 구이다. Mie 입자의 중심을 직교 좌표 (x, y, z) 의 원점으로 택하였고, 광파의 입사면은 xz 면이다. h_n , N_n , θ_n ($n = 1, 2, m, 3$)는 각각 n 번째 매질인 막에서의 두께, 굴절률, 입사각을 나타낸다. 그리고 $E_{in,j}$ (또는 $E_{sc,j}$) ($j = 0, 1, 2, \dots$)는 박막 표면으로부터 j 번째 반사를 하여 입자에 입사하는(또는 산란되는) 전기장을 나타낸다.

(BK7), $N_2 = 1.38(\text{MgF}_2)$, $N_m = 0.0666 + i4.05(\text{Ag})$, $N_3 = 1.36$ (ethanol)이다. 계의 직교 좌표 (x, y, z) 의 원점을 구의 중심에 두고 입사면을 xz 면으로 취한다. 입사각이 $\theta_1 > \sin^{-1}(N_3/N_1)$ 일 때 에바네슨트파가 중간의 유전체 막에 나타나고, 에바네슨트파의 파동 벡터와 진동수가 표면 플라즈몬의 것과 일치할 때 금속막에서 표면 플라즈몬과 결합하여 강화된 에바네슨트파가 발생하게 된다. 이 경우, 에바네슨트파가 금속막 표면 위의 구형 입자에 미치는 광압의 성분들은 표면 플라즈몬과 결합하지 않았을 경우와 달라진다.

p편극된 평면 광파가 그림 1과 같이 프리즘 윗면에 입사한다고 할 때, 프리즘 면에서 입사 광파의 전자기장 벡터 E_1 , H_1 를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} E_1 &= (-\hat{x}\cos\theta_1 - \hat{z}\sin\theta_1)E_1 \exp[iN_1k_0x\sin\theta_1] \\ H_1 &= \hat{y}E_1N_1\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}\exp[iN_1k_0x\sin\theta_1] \end{aligned} \quad (1)$$

이 식에서 입사각 θ_1 은 프리즘 윗면의 법선에 대한 각이며, 시간에 대한 조화진동을 나타내는 부분인 $\exp[-i\omega t]$ 는 생략하였다. 그리고 E_1 은 프리즘의 윗면에 입사하는 전기장의 진폭, $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ 는 각각 x, y, z 축 방향의 단위 벡터, ϵ_0, μ_0, k_0 는 각각 진공 중에서의 전기 유전율, 자기 투자율, 전파 상수를 나타낸다. 만약 Mie 입자가 막으로부터 멀리 있다면 굴절률이 N_3 인 매질에 도달된 전자기장 벡터 E_3, H_3 는 입자에 의해 교란되지 않을 것이다. 그러므로 다층막의 광학 이론으로부터 전자기장 벡터는 다음과 같이 쓸 수 있다.^[23,24]

$$E_3 = (-\hat{x}\cos\theta_3 - \hat{z}\sin\theta_3)\tau_p E_1 \left(\frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_3} \right)$$

$$\exp[iN_3k_0\{x\sin\theta_3 + (-z+d)\cos\theta_3\}],$$

$$H_3 = \hat{y}\tau_p E_1 N_3 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_3} \right) \exp[iN_3k_0\{x\sin\theta_3 + (-z+d)\cos\theta_3\}] \quad (2)$$

여기서 투과 상수 τ_p 는 프리즘 윗면에 입사한 전기장에 대한 다층막계를 투과한 전기장의 비의 값으로 다음과 같이 계산된다.

$$\tau_p = \frac{2Y_{1p}}{(S_{11,p} + Y_{3p}S_{12,p})Y_{1p} + (S_{21,p} + Y_{3p}S_{22,p})} \quad (3)$$

위에서 행렬 요소 $S_{uv,p}$ ($u, v = 1$ 또는 2)는 n 번째 층 ($n = 1, 2, m, 3$)에서의 표면 어드미턴스와 위상 지연을 각각 $Y_{np} = N_n \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}/\cos\theta_n$ 과 $\delta_n = k_0N_nh_n\cos\theta_n$ 로 나타낼 때 다음과 같은식으로 정의된다.

$$S_{uv,p} = \begin{pmatrix} \cos\delta_2 & -(i/Y_{2p})\sin\delta_2 \\ -i/Y_{2p}\sin\delta_2 & \cos\delta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\delta_m & -(i/Y_{mp})\sin\delta_m \\ -i/Y_{mp}\sin\delta_m & \cos\delta_m \end{pmatrix} \quad (4)$$

그림 1의 다층막계로부터 p 편극된 평면 광파의 반사 계수 γ_p 는 다음과 같이 주어진다.

$$\gamma_p = \frac{(S_{11,p} + Y_{3p}S_{12,p})Y_{1p} - (S_{21,p} + Y_{3p}S_{22,p})}{(S_{11,p} + Y_{3p}S_{12,p})Y_{1p} + (S_{21,p} + Y_{3p}S_{22,p})} \quad (5)$$

입사각 $\theta_1 > \sin^{-1}(N_3/N_1)$ 일 때 $\cos\theta_3$ 가 순허수가 되므로 금속과 액체의 접촉면에서 전자기장 E_3 과 H_3 는 에바네슨트파가 된다. 금속 경계면에서 표면 플라즈몬이 광학적으로 여기되어 다양한 손실 과정을 통하여 감쇠될 때,^[18] 에바네슨트파의 일부 에너지가 사라진다. 즉, 표면 플라즈몬의 공명이 일어나는 각에서 다층막계로부터의 반사도 $|\gamma_p|^2$ 는 공명으로 인하여 감소하기 때문에 반사 곡선의 국소적인 최소값은 그러한 조건을 만족하는 점에서 나타나는 것으로 생각된다.

III. 다층막계의 Mie 입자에 입사한 전자기장과 산란 전자기장

그림 1의 다층막계에서 구형의 Mie 입자에 의한 전자기장 E_3 과 H_3 의 산란을 생각해보자. 여기서 구형 입자와 박막 사이에서 일어나는 다중 산란은 참고문헌 [10]과 같은 방법으로 이루어진다. 산란 문제를 쉽게 하기 위해서 먼저 전자기장 E_3 과 H_3 를 다음과 같이 벡터 구면파 함수 $M_{lm}^{(0)}(\mathbf{r})$ 과 $N_{lm}^{(0)}(\mathbf{r})$ 로 전개하였다.^[14,17,19]

$$E_3 = iE_1 \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l [\alpha_0(l, m)M_{lm}^{(0)}(\mathbf{r}) + \beta_0(l, m)N_{lm}^{(0)}(\mathbf{r})]$$

$$H_3 = E_1 N_3 \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l [\alpha_0(l, m)N_{lm}^{(0)}(\mathbf{r}) + \beta_0(l, m)M_{lm}^{(0)}(\mathbf{r})] \quad (6)$$

여기서

$$\begin{aligned} M_{lm}^{(0)}(\mathbf{r}) &= \nabla \times [\mathbf{r} j_l(N_3 k_0 r) P_l^m(\cos\theta) \exp(im\phi)], & N_{lm}^{(0)}(\mathbf{r}) = \\ (1/N_3 k_0) \nabla \times M_{lm}^{(0)}(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

이다. 함수 j_l 과 P_l^m 은 각각 구형 Bessel

함수와 부 Legendre 다항식을 나타낸다. $\mathbf{r} = (r, \theta, \phi)$ 은 구 밖의 관찰점 위치를 구면 극좌표로 표시한 것이다. 전개 계수 $\alpha_0(l, m)$ 과 $\beta_0(l, m)$ 은 식 (2)와 (6)에 나타난 전기장과 자기장의 반지름 방향 성분을 비교하여 다음과 같이 결정된다.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\alpha_0(l, m)}{\beta_0(l, m)} \right) &= \tau_p i^l \frac{(2l+1)(l-m)! \cos \theta_1}{2l(l+1)(l+m)! \cos \theta_3} \\ &\cdot \exp[iN_3 k_0 d \cos \theta_3] \cdot \begin{pmatrix} -A_{l, m}(-\cos \theta_3) \\ B_{l, m}(-\cos \theta_3) \end{pmatrix} \quad (7) \end{aligned}$$

이 식에서 함수 $A_{l, m}(\xi)$ 과 $B_{l, m}(\xi)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} A_{l, m}(\xi) &= \xi [P_l^{m+1}(\xi) + (l+m)(1-m+1)P_l^{m-1}(\xi)] + 2m\sqrt{1-\xi^2}P_l^m(\xi), \\ B_{l, m}(\xi) &= P_l^{m+1}(\xi) - (l+m)(l-m+1)P_l^{m-1}(\xi) \quad (8) \end{aligned}$$

이제, 벡터 \mathbf{E}_3 (또는 \mathbf{H}_3)를 박막 표면에서 Mie 입자에 입사하는 0차의 전자기장 벡터 $\mathbf{E}_{in, 0}$ (또는 $\mathbf{H}_{in, 0}$)로 간주한다면, 박막 표면으로부터 j 번 반사하여 입자로 다시 입사하는 j 차의 전자기장 벡터 $\mathbf{E}_{in, j}$ (또는 $\mathbf{H}_{in, j}$)는 다음과 같이 표현된다.^[10]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{in, j} &= iE_1 \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l [\alpha_j(l, m)\mathbf{M}_{lm}^{(0)}(\mathbf{r}) + \beta_j(l, m)\mathbf{N}_{lm}^{(0)}(\mathbf{r})] \\ \mathbf{H}_{in, j} &= E_1 N_3 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l [\alpha_j(l, m)\mathbf{N}_{lm}^{(0)}(\mathbf{r}) + \beta_j(l, m)\mathbf{M}_{lm}^{(0)}(\mathbf{r})] \quad (9) \end{aligned}$$

여기서, 전개 계수 $\alpha_j(l, m)$ 과 $\beta_j(l, m)$ ($j = 1, 2, \dots$)는 순환 관계식으로 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\alpha_j(l, m)}{\beta_j(l, m)} \right) &= i^l \frac{(2l+1)(l-m)!}{2l(l+1)(l+m)!} \int_0^{\pi/2-i\infty} d\theta_k \exp[i2N_3 k_0 d \cos \theta_k] \\ &\cdot \begin{pmatrix} -\tilde{\gamma}_p A_{l, m}(-\cos \theta_k) & -\tilde{\gamma}_s B_{l, m}(-\cos \theta_k) \\ \tilde{\gamma}_p B_{l, m}(-\cos \theta_k) & \tilde{\gamma}_s A_{l, m}(-\cos \theta_k) \end{pmatrix} \\ &\cdot \sum_{l'=1}^{\infty} (-i)^r \begin{pmatrix} C_{l', m}(\cos \theta_k) & D_{l', m}(\cos \theta_k) \\ D_{l', m}(\cos \theta_k) & C_{l', m}(\cos \theta_k) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{l'} \alpha_{j-1}(l', m) \\ b_{l'} \beta_{j-1}(l', m) \end{pmatrix} \quad (10) \end{aligned}$$

위 식에 포함된 θ_k 에 관한 적분은 실축을 따라 0에서 $\pi/2$ 까지 한 다음 복소 평면에서 $\pi/2$ 에서 $\pi/2 - i\infty$ 까지 이루어진다. 비슷하게 j 차로 입사한 전자기장 $\mathbf{E}_{in, j}$ (또는 $\mathbf{H}_{in, j}$)는 Mie 입자에 의해 산란되어 형성되는 전자기장 벡터 $\mathbf{E}_{sc, j}$ (또는 $\mathbf{H}_{sc, j}$)는 Mie 입자의 광산란 이론으로부터 다음과 같이 얻어진다.^[19-22]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{sc, j} &= iE_1 \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l [a_1 \alpha_j(l, m)\mathbf{M}_{lm}^{(1)}(\mathbf{r}) + b_1 \beta_j(l, m)\mathbf{N}_{lm}^{(1)}(\mathbf{r})], \\ \mathbf{H}_{sc, j} &= E_1 N_3 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l [a_1 \alpha_j(l, m)\mathbf{N}_{lm}^{(1)}(\mathbf{r}) + b_1 \beta_j(l, m)\mathbf{M}_{lm}^{(1)}(\mathbf{r})] \quad (11) \end{aligned}$$

함수 $\mathbf{M}_{lm}^{(1)}$ 과 $\mathbf{N}_{lm}^{(1)}$ 은 동경 함수가 무한대에서 Sommerfeld의

복사 조건^[19]을 만족하는 1종 구 Hankel 함수 $h_l^{(1)}$ 로 대체된 것 외에는 식 (6)의 $\mathbf{M}_{lm}^{(0)}(\mathbf{r})$, $\mathbf{N}_{lm}^{(0)}(\mathbf{r})$ 과 동일하다. 식 (9)-(11)에서 다음과 같은 표기를 사용하였다.

$$C_{l', m}(\xi) = mP_l^m(\xi),$$

$$D_{l', m}(\xi) = \frac{1}{2l'+1} [l'(l'-m+1)P_{l'+1}^m(\xi) - (l'+1)(l'+m)P_{l'-1}^m(\xi)],$$

$$\gamma_{\sigma} = \frac{(T_{11, \sigma} + Y_{1\sigma} T_{12, \sigma}) Y_{3\sigma} - (T_{21, \sigma} + Y_{1\sigma} T_{22, \sigma})}{(T_{11, \sigma} + Y_{1\sigma} T_{12, \sigma}) Y_{3\sigma} - (T_{21, \sigma} + Y_{1\sigma} T_{22, \sigma})}, (\sigma=s, p) \quad (12)$$

특성 행렬 요소 $T_{uv, \sigma}$ 는 다음과 같다.

$$T_{uv, \sigma} = \begin{pmatrix} \cos \delta_m & -(i/Y_{m\sigma}) \sin \delta_m \\ -iY_{m\sigma} \sin \delta_m & \cos \delta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \delta_2 & -(i/Y_{2\sigma}) \sin \delta_2 \\ -iY_{2\sigma} \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{pmatrix} \quad (13)$$

식의 n 번째 층의 표면 어드미턴스 $Y_{n\sigma}$ 는 $\sigma=p$ 일 때 $N_n \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}/\cos \theta_n$ 이나 $\sigma=s$ 일 때는 $N_n \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \cos \theta_n$ 가 된다. 산란 계수 a_1 과 b_1 은 매칭 조건으로부터 구해지며, 구면의 경계에서 장 벡터의 접선 방향 성분은 연속이다. 따라서 굴절률이 N_s 이고 반지름이 R_s 인 균질한 구에 대하여

$$a_1 = \begin{vmatrix} \psi_l(\rho_s) & \psi_l(\tilde{N}_s \rho_s) \\ \psi_l'(\rho_s) & \tilde{N}_s \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_s) \end{vmatrix}, \quad b_1 = \begin{vmatrix} \psi_l(\rho_s) & \tilde{N}_s \psi_l(\tilde{N}_s \rho_s) \\ \zeta_l^{(1)}(\rho_s) & \psi_l(\tilde{N}_s \rho_s) \end{vmatrix}, \quad (14)$$

이고, 단일층(즉, 금속 코팅한)의 구에 대해서는

$$\begin{aligned} a_1 &= \begin{vmatrix} \psi_l(\rho_s) & \chi_l(\tilde{N}_s \rho_s) & \chi_l(\tilde{N}_s \rho_s) & 0 \\ \psi_l'(\rho_s) & \tilde{N}_s \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_s) & \tilde{N}_s \chi_l'(\tilde{N}_s \rho_s) & 0 \\ 0 & \psi_l(\tilde{N}_s \rho_c) & \chi_l(\tilde{N}_s \rho_c) & \psi_l(\tilde{N}_c \rho_c) \\ 0 & \tilde{N}_s \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \tilde{N}_s \chi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \tilde{N}_c \psi_l'(\tilde{N}_c \rho_c) \end{vmatrix} \\ &= \begin{vmatrix} \zeta_l^{(1)}(\rho_s) & \psi_l(\tilde{N}_s \rho_s) & \chi_l(\tilde{N}_s \rho_s) & 0 \\ \zeta_l^{(1)'}(\rho_s) & \tilde{N}_s \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_s) & \tilde{N}_s \chi_l'(\tilde{N}_s \rho_s) & 0 \\ 0 & \psi_l(\tilde{N}_s \rho_c) & \chi_l(\tilde{N}_s \rho_c) & \psi_l(\tilde{N}_c \rho_c) \\ 0 & \tilde{N}_s \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \tilde{N}_s \chi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \tilde{N}_c \psi_l'(\tilde{N}_c \rho_c) \end{vmatrix} \\ b_1 &= \begin{vmatrix} \psi_l(\rho_s) & \tilde{N}_s \psi_l(\tilde{N}_s \rho_s) & \tilde{N}_s \chi_l(\tilde{N}_s \rho_s) & 0 \\ \psi_l'(\rho_s) & \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \chi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & 0 \\ 0 & \tilde{N}_s \psi_l(\tilde{N}_s \rho_c) & \tilde{N}_s \chi_l(\tilde{N}_s \rho_c) & \tilde{N}_c \psi_l(\tilde{N}_c \rho_c) \\ 0 & \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \chi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \psi_l'(\tilde{N}_c \rho_c) \end{vmatrix} \quad (15) \\ &= \begin{vmatrix} \zeta_l^{(1)}(\rho_s) & \tilde{N}_s \psi_l(\tilde{N}_s \rho_s) & \tilde{N}_s \chi_l(\tilde{N}_s \rho_s) & 0 \\ \zeta_l^{(1)'}(\rho_s) & \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \chi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & 0 \\ 0 & \tilde{N}_s \psi_l(\tilde{N}_s \rho_c) & \tilde{N}_s \chi_l(\tilde{N}_s \rho_c) & \tilde{N}_c \psi_l(\tilde{N}_c \rho_c) \\ 0 & \psi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \chi_l'(\tilde{N}_s \rho_c) & \psi_l'(\tilde{N}_c \rho_c) \end{vmatrix} \end{aligned}$$

와 같다. 단일층 구는 굴절률이 N_s 이고 반지름이 R_s 인 바깥 구각과 굴절률이 N_c 이고 반지름이 R_c 인 안쪽의 핵의 두 부분으로 구성되어 있다고 가정한다. 위 식에서 $\tilde{N}_s, \tilde{N}_c, \rho_s, \rho_c$ 는 다음과 같으며

$$\tilde{N}_s = \frac{N_s}{N_3}, \quad \tilde{N}_c = \frac{N_c}{N_3}, \quad \rho_s = N_3 k_0 R_c \quad (16)$$

Riccati-Bessel 함수들^[20]은 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \psi(z) &= zj_l(z), \quad \chi_l(z) = -zy_l(z), \\ \chi_l(z) &= -zy_l(z), \\ \zeta^{(1)}(z) &= zh_l^{(1)}(z) \end{aligned} \quad (17)$$

여기서 y_l 은 l 차의 구 Neumann 함수를 나타내고, 식 (14)와 (15)의 Riccati-Bessel 함수의 프라임(')은 변수에 대한 미분을 의미한다. 식 (15)의 산란 계수는 $r_c \approx 0$ 인 극한에서 식 (14)의 산란 계수에 해당된다.

식 (9)와 (11)로부터 박막 위에 있는 Mie 입자에 입사하는 (또는 입자에 의해 산란되는) 총 전자기장 \mathbf{E}_{in} 과 \mathbf{H}_{in} (또는 \mathbf{E}_{sc} 과 \mathbf{H}_{sc})은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{in} &= \sum_{j=0}^{\infty} \mathbf{E}_{in,j}, \quad \mathbf{E}_{in} = \sum_{j=0}^{\infty} \mathbf{H}_{in,j} \\ \mathbf{E}_{sc} &= \sum_{j=0}^{\infty} \mathbf{E}_{sc,j}, \quad \mathbf{E}_{sc} = \sum_{j=0}^{\infty} \mathbf{H}_{sc,j} \end{aligned} \quad (18)$$

IV. 에바네슨트파가 Mie 입자에 미치는 광압

액체 속에 잠긴 물체에 미치는 순 복사압은 물체를 둘러싸고 있는 표면을 통하여 운반되는 전자기장의 시간에 대한 평균 선속의 선형 운동량에 의해 결정된다.^[19] 그러므로 표면 플라즈몬과 결합된 에바네슨트파에 의하여 구형 입자에 미치는 광압은 식 (7)과 (10)의 전개 계수 $\alpha_j(l, m), \beta_j(l, m)$ 과 식 (14)와 (15)의 산란 계수 a_l, b_l 로 나타낼 수 있다.^[8,10] 직교 좌표계로 구형 입자에 작용하는 광압의 성분을 나타내면

$$\begin{aligned} F_x + iF_y &= \frac{S_1}{cN_1 k_0^2} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{\infty} \frac{2\pi}{(2l+1)(l-m)!} \left\{ -i \frac{l(l+2)}{2l+3} [(l+m+1)(l+m+2) \cdot (Mia \alpha(l, m) [\alpha(l+1, m+1)]^* \right. \\ &\quad \left. + Mib \beta(l, m) [\beta(l+1, m+1)]^*) + [Mia \alpha(l, m)]^* \alpha(l+1, m-1) \right. \\ &\quad \left. + [Mib \beta(l, m)]^* \beta(l+1, m-1)] \right. \\ &\quad \left. + (l-m)(l+m+1) Mic \alpha(l, m) [\beta(l, m+1)]^* \right. \\ &\quad \left. + [Mic \alpha(l, m)]^* \beta(l, m-1) \right\}, \\ F_z &= -\frac{S_1}{cN_1 k_0^2} Re \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{4\pi}{(2l+1)(l-m)!} \left\{ \frac{i l(l+2)(l+m+1)}{2l+3} \right. \\ &\quad \left. \cdot [Mia \alpha(l, m) [\alpha(l+1, m)]^* + Mib \beta(l, m) [\beta(l+1, m)]^* \right. \\ &\quad \left. + mMic \alpha(l, m) [\beta(l, m)]^*] \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

가 된다. 별표(*)는 해당되는 물리량의 복소수 공액을 의미하며, S_1 은 프리즘의 윗면에 입사하는 광파의 포인팅 벡터의 크기로 $S_1 = (1/2) \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} N_1 |E_2|^2$ 이다. 위의 식에서

$$\begin{aligned} Mia &= a_l + a_{l+1}^* + 2a_l a_{l+1}^*, \quad Mib = b_l + b_{l+1}^* + 2b_l b_{l+1}^*, \\ Mic &= a_l + b_l^* + 2a_l b_l^* \end{aligned}$$

이다. 구형 입자와 박막 계 사이에서 n 차까지의 다중 반사 효과를 고려한 전개 계수 $\alpha(l, m), \beta(l, m)$ 은

$$\alpha(l, m) = \sum_{j=0}^n \alpha_j(l, m), \quad \beta(l, m) = \sum_{j=0}^n \beta_j(l, m) \quad (20)$$

과 같이 계산된다.

V. 수치 계산 결과와 토의

식 (19)의 광압의 직교 좌표 성분을 굴절률이 $N_s = 1.515$ (BK7)인 유리 입자와 이 유리입자를 굴절률이 $N_s = 0.0666 + i 4.045$ 인 은으로 코팅한 두 경우에 대하여 수치 계산을 하였다. 입자들은 에바네슨트파가 존재하는 다층막계의 표면 가까이에 놓여 있고, 파장이 $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$ 인 p편극된 평면 광파가 x-z 평면에 입사한다고 가정한다. 각 박막층의 굴절률들은 $N_1 = 1.515$ (BK7), $N_2 = 1.38(\text{MgF}_2)$, $N_m = 0.0666 + i4.045(\text{Ag})$, $N_3 = 1.36(\text{ethanol})$ 의 값으로 일정한 상수인 반면에 입사각 θ_i , 중간의 유전체막의 두께 h_2 , 금속막의 두께 h_m 은 변수가 된다. 입자의 바깥 반지름은 $R_s \approx 0.37 \lambda_0$ 로 크기 변수 $\rho_s = N_3 k_0 R_s = \pi$ 에 해당되는 값을 갖는다. 광압을 계산하는 데 있어서 유리 입자(또는 은 코팅한 유리 입자)의 경우 2차(또는 4차)까지의 전개 계수로도 일정한 값에 접근하는 광압의 성분을 얻을 수 있지만 5차까지의 전개 계수를 사용하였다.

첫 번째로 우선 금속 경계면에서 표면 플라즈몬의 광학적 여기 조건을 알기 위해 계의 반사율을 조사하였다. 그림 2는 중간의 유전체막이 없는(즉, $h_2 = 0$) 다층막계의 반사율 $|r_p|^2$ 의

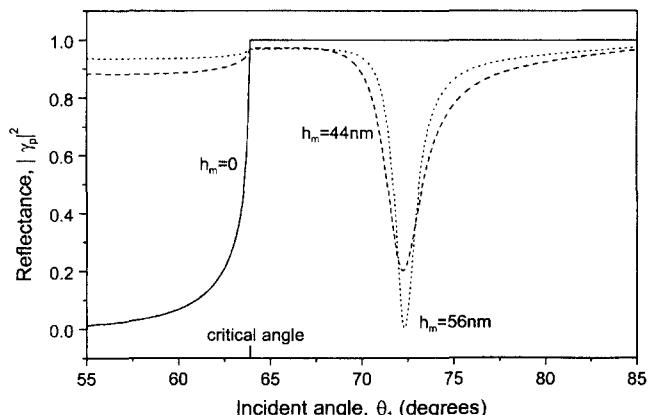


그림 2. $h_2 = 0$ 일 때 입사각 θ_i 의 함수로 나타낸 다층막계의 반사율 $|r_p|^2$. 금속막의 두께가 $h_m = 0, 44 \text{ nm}, 56 \text{ nm}$ 일 때의 반사율 곡선을 각각 실선, 파선, 점선으로 나타냈다. 파장이 $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$ 인 p편극된 입사 광파에 대하여 박막층의 굴절률은 각각 $N_1 = 1.515(\text{BK7}), N_2 = 1.38(\text{MgF}_2), N_m = 0.0666 + i4.045(\text{Ag}), N_3 = 1.36(\text{ethanol})$ 의 값을 갖는다.

변화를 입사각 θ_1 의 함수로 나타낸 것이다. 그림에서 금속의 두께가 0일 때는 실선, 44 nm일 때는 파선, 56 nm일 때는 점선으로 나타냈다. 실선 그림은 유리로 만들어진 프리즘에 해당되며, 다른 그림들은 Kretschmann 형의 계에 해당된다. $h_m = 0$ 의 경우 반사율은 θ_1 에 따라 서서히 증가하다가 광파가 전반사되는 각 $\theta_1 \geq 63.9^\circ$ 의 영역에서 $|\gamma_p|^2 = 1$ 에 도달된다. 금속의 두께가 $h_m = 44$ 일 경우, 반사율은 임계각보다 큰 $\theta_1 \approx 65^\circ$ 에서 $|\gamma_p|^2 = 0.98$ 이 될 때까지 증가하다가 표면 플라즈몬이 광학적으로 여기되는 각 $\theta_1 \approx 72.0^\circ$ 에서는 공명으로 인하여 금속 히 감소하게 된다.^[18] 비슷한 현상이 $h_m = 56$ nm일 때의 반사율 그림에서도 관찰된다. 여기서 점선의 곡선으로 나타난 반사율이 에바네슨트파의 파동 벡터와 전동수가 은의 경계면에서 표면 플라즈몬의 것과 일치하는 $\theta_1 \approx 72.3^\circ$ 에서 갑자기 0으로 떨어짐을 볼 수 있다.

그림 3은 두께가 $h_2 = 650$ nm, 굴절률이 $N_2 = 1.38(\text{MgF}_2)$ 인 중간 유전체 막을 포함한 다층막계에서 반사율 $|\gamma_p|^2$ 을 입사각 θ_1 의 함수 그림으로 나타낸 것이다. 금속의 두께 h_m 에 따라 3개의 곡선이 생기는데, $h_m = 0$, 44 nm, 56 nm일 때를 각각 실선, 파선, 점선으로 나타냈다. 실선으로 나타낸 그림에서 볼 수 있듯이 유리-MgF₂-에탄올 계의 반사율이 $\theta_1 \geq 63.9^\circ$ 의 영역에서 $|\gamma_p|^2 = 1$ 이 됨을 알 수 있다. Sarid 형 계에서 반사율은 $\theta_1 \approx 69.1^\circ$ (파선), 70.4° (점선)의 각에서 표면 플라즈몬의 여기로 인하여 갑자기 감소하게 된다. 이와 같은 반사율의 감소로 인한 그림의 움푹 패인 부분의 폭은 표면 플라즈몬의 완화 시간이 Sarid 계에서 Kretschmann 계보다 상대적으로 더 길기 때문에 그림 3이 그림 2에 비해 더욱 좁게 나타난다.^[3] $h_m = 44$ nm일 때 은-에탄올 경계면에서 에바네슨트파가 표면 플라즈몬과 공명 결합하여 $\theta_1 \approx 69.1^\circ$ 에서 반사율이 $|\gamma_p|^2 \approx 0^\circ$ 됨을 볼 수 있다.

다음으로 그림 2와 3의 박막 계에 유리 입자를 놓았을 때 나타나는 현상을 조사하였다. 유리 입자 크기의 매개 변수는 $\rho_s = \pi(\text{BK7})$ 로 두었다. 그림 4는 그림 2와 같이 중간의 유전체 막을 포함하지 않는(즉, $h_2 = 0$) 박막 계에 입자가 가까이 놓여 있을 때, 유리 입자에 미치는 광압의 x 성분과 z 성분의

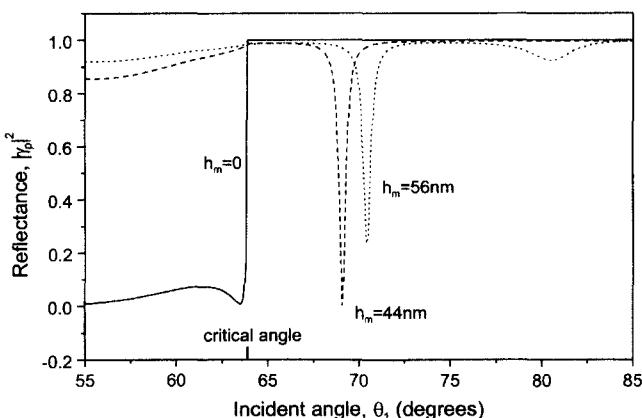


그림 3. 두께 $h_2 = 650$ nm, 굴절률 $N_2 = 1.38(\text{MgF}_2)$ 인 중간 유전체 막을 포함할 때 입사각 θ_1 의 함수로 나타낸 다층막계의 반사율 $|\gamma_p|^2$. 다른 매개 변수들은 그림 2와 동일하다.

그림을 입사각 θ_1 의 함수로 각각 (a), (b)에 그린 것이다. 금속의 두께 h_m 에 따라 3개의 곡선이 생기는데, $h_m = 0$, 44 nm, 56 nm일 때를 각각 실선, 파선, 점선으로 나타냈다. 입자와 금속 경계면 사이의 거리는 $d = 0.6 \lambda_0$ 로 고정되었다. 광압 성분의 크기는 $(S_1/cN_1k_0^2)$ 을 단위로 하여 나타냈다. 단, S_1 은 굴절률이 N_1 인 매질에 입사하는 p 편극된 광파의 Poynting 벡터를 의미한다. θ_1 이 임계각보다 작을 때 광파는 $+x$ 축과 $-z$ 축 방향으로 전파되지만 θ_1 이 임계각 이상의 각일 때는 광파는 $+x$ 축을 따라 전파하면서 그 진폭이 $-z$ 축을 따라 감쇠한다. 따라서 θ_1 이 임계각 미만일 때 입자에 작용하는 산란력은 $+x$ 축과 $-z$ 축을 따라 작용한다. 그러나 θ_1 이 임계각 이상일 때 산란력은 $+x$ 축 방향을 향하고, 경사력은 박막 경계면을 향하여 작용한다. y 축을 따라서는 산란 광자가 운반하는 운동량이나 광파의 세기의 기울기가 없기 때문에 유리 입자에 작용하는 광압이 없다. 실선으로 나타낸 그림의 경우 광압의 x 성분의 크기는 θ_1 이 임계각 이하일 때는 θ_1 과 함께 서서히 증가

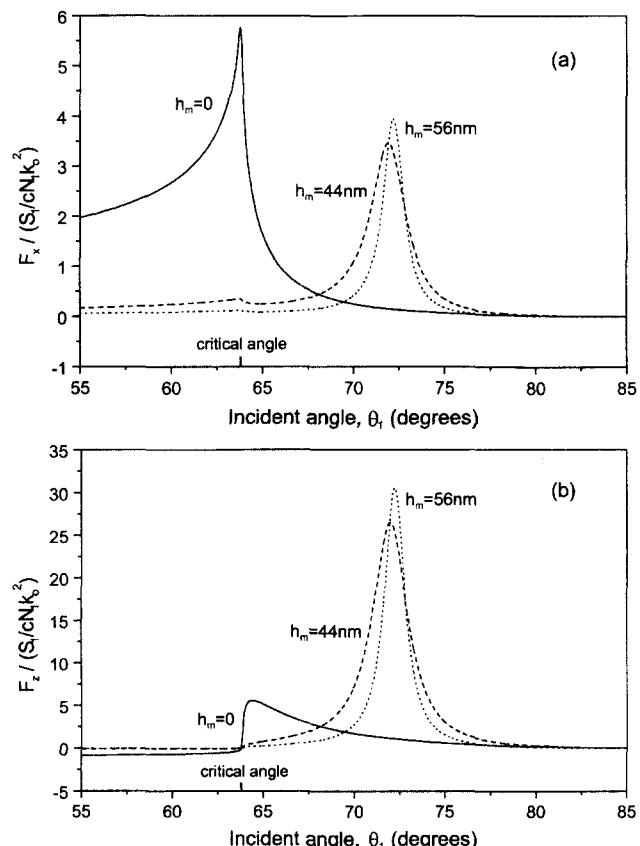


그림 4. 중간 유전체 막을 포함하지 않는(즉, $h_2 = 0$) 다층막계에서 입사각 θ_1 의 함수로 나타낸 유리 입자에 미치는 광압의 (a) x 성분, (b) z 성분. 금속막의 두께가 $h_m = 0$, 44 nm, 56 nm일 때의 그림을 각각 실선, 파선, 점선으로 나타냈다. 입자의 크기 변수는 $\rho_s = \pi$, 굴절률은 $N_s = 1.515$ 이다. 다른 값들은 $\lambda_0 = 632.8$ nm, $d = 0.6 \lambda_0$, $N_1 = 1.515(\text{BK7})$, $N_m = 0.0666 + i4.045(\text{Ag})$, $N_3 = 1.36(\text{ethanol})$ 이다. 광압 성분의 크기를 나타내는 단위는 $(S_1/cN_1k_0^2)$ 이며, 여기서 S_1 은 굴절률이 N_1 T인 매질에 입사하는 p 편극된 광파의 Poynting 벡터를 나타낸다.

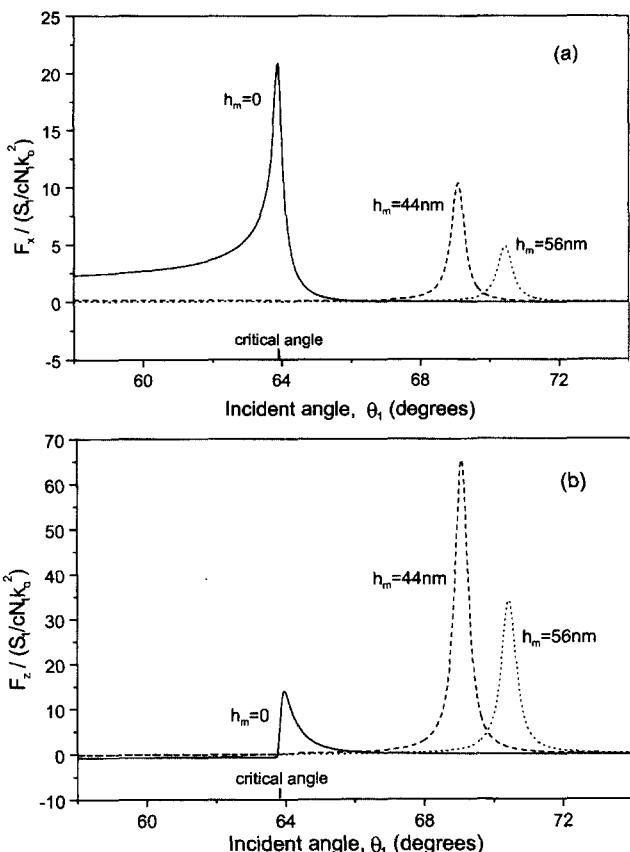


그림 5. 두께 $h_2 = 650 \text{ nm}$, 굴절률 $N_2 = 1.38(\text{MgF}_2)$ 인 중간 유전체 막을 포함한 다층막계에서 입사각 θ_i 의 함수로 나타낸 유리 입자에 미치는 광압의 (a) x 성분, (b) z 성분 곡선. 다른 매개 변수들은 그림 4와 같다.

하다가 임계각 $\theta_i \approx 63.9^\circ$ 에서 양의 최대값에 도달하고, 임계각을 넘어서면 빠르게 0으로 감소한다. 광압의 z 성분의 크기는 θ_i 의 증가에 따라 음의 값으로부터 서서히 증가하다가 임계각 $\theta_i \approx 63.9^\circ$ 에서 0을 지나 $\theta_i \approx 64.4^\circ$ 에서 양의 최대값에 도달된 후 서서히 0으로 다시 접근하게 된다. 유리-에탄을 경계면에서 유리 입자에 작용하는 에바네슨트파의 광압은 임계각 부근에서 가장 강해지며 광압의 x 성분의 크기는 z 성분과 같은 정도가 된다. 한편, 점선으로 나타낸 그림은 표면 플라즈몬의 여기 조건에 맞는 $\theta_i \approx 72.3^\circ$ 에서 뾰족한 모양으로 최대값을 나타내고 있으며, 광압의 z 성분의 크기는 x 성분보다 10배정도 더 크다. 점선 그림에서 볼 수 있었던 현상이 파선 그림에서도 나타나는데, $\theta_i \approx 72.0^\circ$ 에서 최대값을 나타낸다. 그림 4에서 볼 수 있듯이 광압의 x 성분은 입사각 θ_i 의 모든 영역에 걸쳐 (+)인 반면에 z 성분은 임계각보다 작을 때는 (-), 클 때는 (+)가 된다. 이 것은 임계각 미만에서 광압의 성분이 주로 광자의 산란으로 운동량이 전달되는 것에 기인하는 반면, 임계각 이상에서는 z 성분이 에바네슨트파 세기의 기울기에 비례하고 박막의 경계면을 향하기 때문이다.^[8,10]

그림 5는 그림 3과 같이 두께가 $h_2 = 650 \text{ nm}$, 굴절률이 $N_2 = 1.38(\text{MgF}_2)$ 인 중간 유전체 막을 포함한 다층막계에서 유리 입자에 미치는 광압의 x 성분과 z 성분의 그림을 입사각

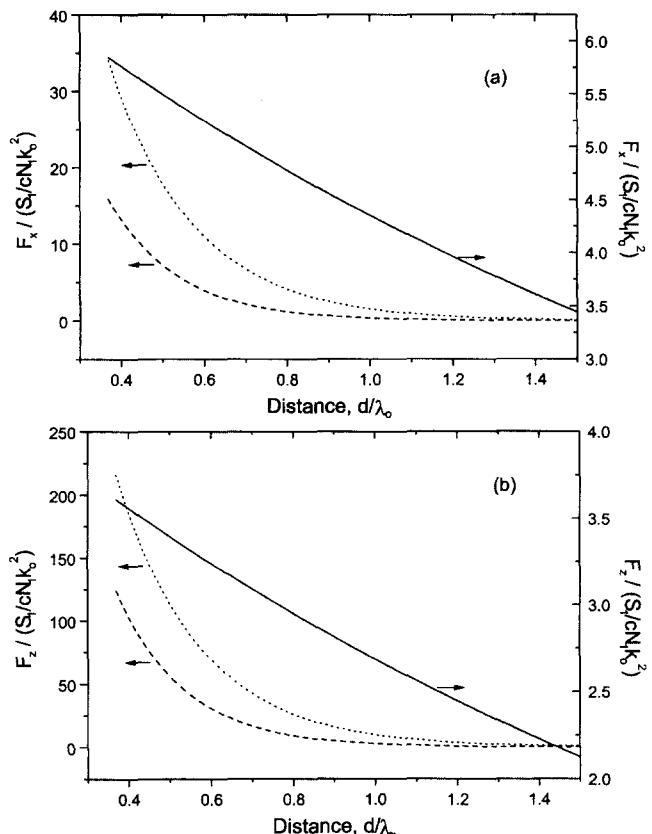


그림 6. d/λ_0 의 함수로 나타낸 유리 입자에 미치는 광압의 (a) x 성분, (b) z 성분 곡선. 입자의 크기 변수는 $\rho_s = \pi$, 굴절률은 $N_s = 1.515(\text{BK7})$ 이다. $h_2 = h_m = 0$, $\theta_i = 63.9^\circ$ (bare glass)일 때는 실선, $h_2 = 0$, $h_m = 56 \text{ nm}$, $\theta_i = 72.3^\circ$ (Kretschmann 계)일 때는 파선, $h_2 = 650 \text{ nm}$, $h_m = 44 \text{ nm}$, $\theta_i = 69.1^\circ$ (Sarid 계)일 때는 점선으로 나타냈다. 다른 매개 변수들은 그림 4와 같다.

θ_i 의 함수로 각각 (a), (b)에 그린 것이다. 광압 성분의 크기를 역시 $(S_1/cN_1 k_0^2)$ 을 단위로 하여 나타냈다. 다른 매개 변수들은 그림 4와 같다. 표면 플라즈몬의 공명이 $h_m = 0$ 인 계에는 기여를 하지 못하지만 $h_m = 44 \text{ nm}$, 56 nm 일 때는 계에 기여함을 알 수 있다. 광압의 x 와 z 성분의 크기가 입사각 $\theta_i \approx 63.9^\circ$ (실선), 69.1° (파선), 70.4° (점선)에서 갑자기 증가하는 것을 볼 수 있다. Sarid 계(즉, $h_2 = 0$)에서의 표면 플라즈몬의 긴 완화 시간으로 인하여 그림 5의 갑자기 증가하는 부분의 폭은 그림 4에 비하여 작다. 실선 그림에서의 광압의 x 성분의 크기는 z 성분의 크기와 비슷한 정도이지만 파선과 점선 그림에서는 z 성분이 x 성분보다 대략 10배정도 크기가 크다. 이것은 표면 플라즈몬과 결합한 에바네슨트파 세기의 기울기가 그렇지 않을 때보다 더욱 커져서 이에 따른 광압의 z 성분이 증가했음을 의미한다.^[8,10] 이러한 설명은 표면 플라즈몬의 광학적 여기 조건에서 광압의 성분들을 거리 d/λ_0 의 함수로 나타낸 그림 6에서 분명해진다.

그림 6은 유리 입자에 미치는 광압의 x 성분과 z 성분의 변화를 d/λ_0 의 함수로 각각 (a), (b)에 그린 것이다. 최대 광압을 얻기 위하여 매개 변수를 각각 $h_2 = h_m = 0$, $\theta_i = 64^\circ$ (실선),

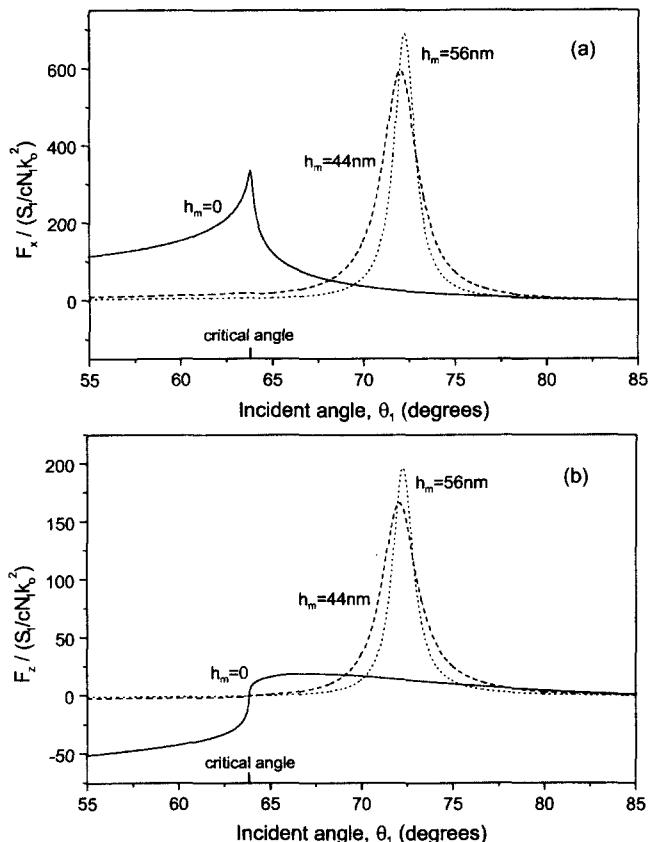


그림 7. 중간 유전체 막을 포함하지 않는(즉, $h_2=0$) 다층막계에서 입사각 θ_1 의 함수로 나타낸 은코팅 유리 입자에 미치는 광압의 (a) x 성분, (b) z 성분 곡선. 금속막의 두께가 $h_m=0, 44 \text{ nm}, 56 \text{ nm}$ 일 때의 그림을 각각 실선, 파선, 점선으로 나타냈다. 입자의 바깥 부분은 $\rho_s=\pi, N_s=0.0666+i4.05(\text{Ag})$, 안쪽 부분은 $\rho_c=3, N_c=1.515$ (BK7)이다. 다른 값들은 $\lambda_0=632.8 \text{ nm}, d=0.6 \lambda_0, N_1=1.515$ (BK7), $N_m=0.0666+i4.045(\text{Ag}), N_3=1.36$ (ethanol)이다.

$h_2=0, h_m=56 \text{ nm}, \theta_1=72.3^\circ$ (파선), $h_2=650 \text{ nm}, h_m=44 \text{ nm}, \theta_1=69.1^\circ$ (점선)로 선택하였으며 다른 매개 변수들은 그림 4와 같다. 광압의 성분들은 d/λ_0 의 증가에 따라 지수 함수적으로 감소하였는데, 파선이나 점선의 그림이 실선보다 더욱 빨리 감소하였다. 이 것은 그림 5에서 예상된 것과 같이 파선이나 점선의 경우가 실선보다 공간적인 장의 기울기가 더욱 크다는 것을 나타낸다. $d < 0.5 \lambda_0$ 의 영역에서 점선이나 파선으로 나타낸 광압의 x 성분은 실선의 경우보다 약 10배정도 큰 반면에 z 성분은 100배정도 크다. 즉, 금속 경계면에서 유리 입자에 미치는 광압은 유전체 경계면에서의 경우보다 10배내지 100배정도 더 크게 작용한다. $d \leq 0.5 \lambda_0$ 의 영역에서 파선이나 점선 그림의 광압의 x 성분은 z 성분의 1/10정도인데, 이러한 현상은 금속 경계면에서 유리 입자에 z 축을 따라 작용하는 경사력이 x 축을 따라 작용하는 산란력보다 우세함을 의미한다.

마지막으로 광자의 산란과 흡수로 인한 힘이 경사력과 비교하여 클 수 있는 은으로 코팅한 유리 입자의 경우를 생각해보았다. 입자 바깥층의 크기 변수를 $\rho_s=\pi(\text{Ag})$, 안쪽 부분의 크기 변수를 $\rho_c=3(\text{BK7})$ 으로 가정한다. 그림 7은 그림 4와 같

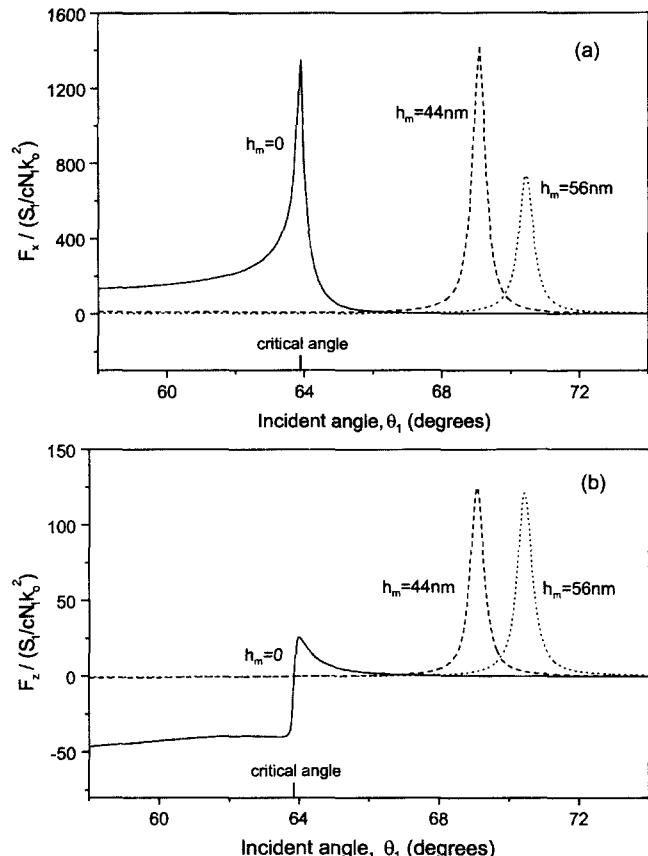


그림 8. 두께가 $h_2=650 \text{ nm}$, 굴절률이 $N_2=1.38(\text{MgF}_2)$ 인 중간 유전체 막을 포함한 다층막계에서 입사각 θ_1 의 함수로 나타낸 은코팅 유리 입자에 미치는 광압의 (a) x 성분, (b) z 성분 곡선. 다른 매개 변수들은 그림 7의 경우와 같다.

이 중간의 MgF_2 의 층이 없을 때, 은으로 코팅한 유리 입자에 미치는 광압의 x 성분과 y 성분의 그림을 입사각 θ_1 의 함수로 각각 (a), (b)에 그린 것이다. 은 코팅 유리 입자를 고려해야 하는 것을 제외하고는 물리적 상황이 그림 4와 완전히 같다고 가정한다. 금속의 다른 두께에 대한 광압의 성분들을 $h_m=0, 44 \text{ nm}, 56 \text{ nm}$ 일 때 각각 실선, 파선, 점선으로 나타냈다. 실선 그림에서 볼 수 있듯이 x 방향의 광압은 입사각 θ_1 과 무관하게 (+)이며, 임계각 $\theta_1=63.9^\circ$ 에서 최대값에 도달한다. z 방향의 광압은 입사각이 임계각을 지나 증가함에 따라 (-)에서 (+)로 변한다. 점선(또는 파선) 그림은 x 와 z 방향의 에바네슨트파의 광압이 박막 계에서 표면 플라즈몬의 광파에 의한 여기 조건을 만족하는 $\theta_1=72.3^\circ$ (또는 $\theta_1=72.0^\circ$)일 때 최대가 됨을 보여 준다. 그림 7의 광압의 각 성분들은 그림 4의 경우와 비교할 때 매우 크다는 것을 알 수 있다.

그림 8은 두께가 $h_2=650 \text{ nm}$, 굴절률이 $N_2=1.38(\text{MgF}_2)$ 인 중간 유전체 막을 포함한 다층막계의 표면으로부터 거리가 $d=0.6 \lambda_0$ 만큼 멀어져 있는 은 코팅한 유리 입자에 미치는 광압의 x 성분과 z 성분의 크기를 입사각 θ_1 의 함수로 각각 (a), (b)에 그림으로 나타낸 것이다. 다른 매개 변수들은 그림 5의 경우와 같다. 금속의 다른 두께에 대한 광압의 성분들을 $h_m=$

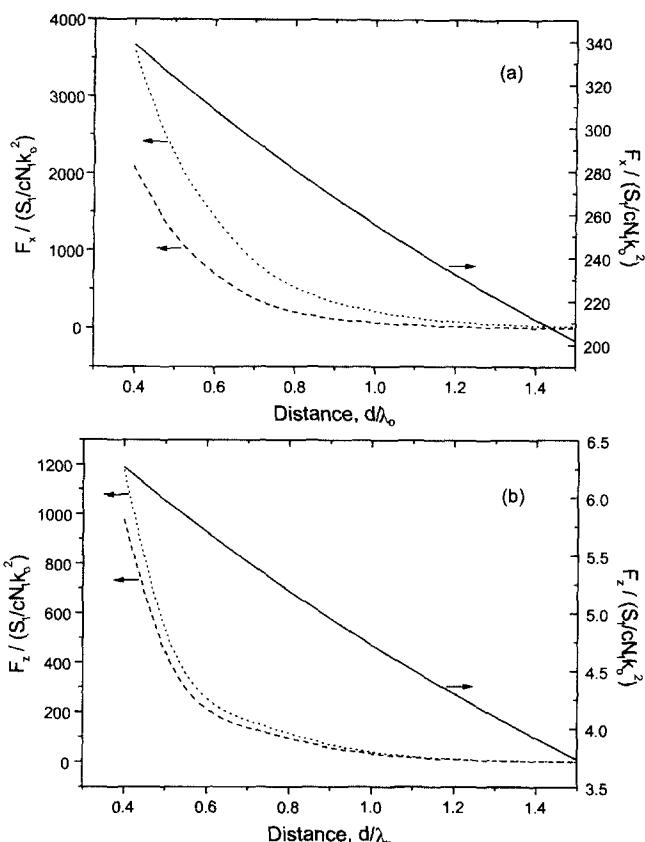


그림 9. 거리 d/λ_0 의 함수로 나타낸 은코팅 유리 입자에 미치는 광압의 (a) x 성분, (b) z 성분 곡선. 입자의 바깥 부분은 $\rho_s = \pi, N_s = 0.0666 + i4.05(\text{Ag})$, 안쪽 부분은 $\rho_c = 3, N_c = 1.51(\text{BK7})$ 이다. $h_2 = h_m = 0, \theta_i = 63.9^\circ(\text{bare glass})$ 일 때는 실선, $h_2 = 0, h_m = 56 \text{ nm}, \theta_i = 72.3^\circ(\text{Kretschmann 계})$ 일 때는 파선, $h_2 = 650 \text{ nm}, h_m = 44 \text{ nm}, \theta_i = 69.1^\circ(\text{Sarid 계})$ 일 때는 점선으로 나타났다. 다른 매개 변수들은 그림 7의 경우와 같다.

0, 44 nm, 56 nm일 때 각각 실선, 파선, 점선으로 나타났다. 실선의 그림에서 x 방향의 광압은 임계각 부근의 각 $\theta_i \approx 63.9^\circ$ 에서 급격하게 증가함을 볼 수 있다. 파선(또는 점선)의 그림에서는 은의 경계면에서의 표면 플라즈몬의 공명 효과로 인하여 입사각 $\theta_i \approx 69.1^\circ$ (또는 70.4°)에서 광압의 크기가 급격하게 최대값에 도달한다. 은 코팅 유리 입자에 대한 에바네슨트파의 광압이 10배내지 100배정도 증가하는 것을 제외하고는 그림 8의 모든 양상은 그림 5와 유사하다.

그림 9는 은 코팅 유리 입자에 미치는 에바네슨트파 광압의 x 성분과 z 성분의 그림을 거리 d/λ_0 의 함수로 (a), (b)에 각각 그린 것이다. 최대 광압을 얻기 위하여 매개 변수를 각각 $h_2 = h_m = 0, \theta_i = 64^\circ(\text{실선}), h_2 = 0, h_m = 56 \text{ nm}, \theta_i = 72.3^\circ(\text{파선}), h_2 = 650 \text{ nm}, h_m = 44 \text{ nm}, \theta_i = 69.1^\circ(\text{점선})$ 로 선택하였다. $d \leq \lambda_0$ 의 영역에 은 코팅 유리 입자가 놓였을 경우 파선(또는 점선) 그림은 x 방향의 광압이 z 방향 광압의 약 2 배정도가 된다는 것을 보여준다. 이 것은 광파의 세기에 비례하는 산란과 흡수로 인한 광압이 경사력보다 약 2 배정도 크다는 것을 의미한다. 그림 9와 6을 비교하면 은 코팅한 입자에 의한 광

자의 산란과 흡수로 인한 x 방향의 광압이 에바네슨트파 세기의 기울기에 의한 z 방향 광압보다 더욱 증가한다는 것을 알 수 있다. 이러한 x 방향의 강한 광압을 이용하여 금속 경계면 부근의 광파장 이하의 영역에서 마이크로미터 이하 크기의 회전자를 돌리고, z 방향의 경사력으로 회전자를 금속 표면 가까이 유지시킬 수 있다.

VI. 결 론

표면 플라즈몬과 결합한 에바네슨트파가 Mie 입자에 미치는 광압의 특성을 분석하였다. Kretschmann 또는 Sarid 계에서 형성된 에바네슨트파를 Mie 입자와 금속 경계면 사이의 다중 산란을 고려하여 베티 구면과 합수로 전개하여 나타냈다. 에바네슨트파가 Mie 입자에 미치는 광압의 직교 좌표 성분들을 해석적으로 유도하고 수치 계산을 하였다. 광압의 성분들은 유전체 경계면보다 금속 경계면에서 10배내지 100배정도 크기가 증가하였다. 유리 입자의 경우 주로 에바네슨트파의 세기의 기울기에 기인하는 z 방향 광압이 산란 광자의 운동량 전달에 의한 x 방향 광압보다 더 강하였다. 은 코팅 유리 입자의 경우에는 광자의 산란과 흡수로 인한 x 방향의 광압이 z 방향의 경사력보다 더 커졌다. 또한 은 코팅 입자에 작용하는 광압의 크기는 유리 입자의 경우에 비하여 대략 10배내지 100배정도 커졌다. 만일 표면 플라즈몬과 결합된 두 개의 에바네슨트파를 금속 경계면에서 약간 떨어져 있는 축을 따라 서로 반대 방향으로 진행시킨다면, 법선 방향의 경사력으로 회전자를 경계면 가까이에 유지시키면서 접선 방향의 광압으로 마이크로미터 이하 크기의 회전자를 돌릴 수 있음을 본 논문은 보여준다.

감사의 글

본 연구는 학술진흥재단(KRF 2000-041-D00134)의 지원 하에 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] B. M. Han, S. Chang, and S. S. Lee, "Enhancement of evanescent field pressure on a transparent film by coupling to surface plasmons," *Optik*, vol. 110, no. 11, pp. 521-525, 1999.
- [2] E. Kretschmann, "The determination of the optical constants of metals by excitation of surface plasmons," *Z. Phys.*, vol. 241, pp. 313-324, 1971.
- [3] D. Sarid, "Long-range surface plasma waves on very thin metal films," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 47, no. 25, pp. 1927-1930, 1981.
- [4] S. Kawata and T. Sugiura, "Movement of micron-sized particles in the evanescent field of a laser beam," *Optics Lett.*, vol. 17, no. 11, pp. 772-774, 1992.
- [5] S. Kawata and T. Tani, "Optically driven Mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide," *Optics Lett.*, vol. 21, no. 21, pp. 1768-1770, 1996.

- [6] Y. G. Song, S. Chang, and J. H. Jo, "Optically induced rotation of combined Mie particles within an evanescent field of a Gaussian beam," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 4A, pp. L380-L383, 1999.
- [7] E. Higurashi, H. Ukita, H. Tanaka, and O. Ohguchi, "Optically induced rotation of anisotropic micro-objects fabricated by surface micromachining," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 17, pp. 2209-2210, 1994.
- [8] S. Chang, J. H. Jo, and S. S. Lee, "Theoretical calculations of optical force exerted on a dielectric sphere in the evanescent field generated with a totally-reflected focused Gaussian beam," *Optics Comm.*, vol. 108, no. 1-3, pp. 133-143, 1994.
- [9] S. Chang, J. T. Kim, J. H. Jo, and S. S. Lee, "Optical pressure exerted on a dielectric film in the evanescent field of a Gaussian beam," *Optics Comm.*, vol. 129, no. 4-6, pp. 394-404, 1996.
- [10] S. Chang, J. T. Kim, J. H. Jo, and S. S. Lee, "Optical force on a sphere caused by the evanescent field of a Gaussian beam; effects of multiple scattering," *Optics Comm.*, vol. 139, no. 4-6, pp. 252-261, 1997.
- [11] S. Chang and S. S. Lee, "Optical torque exerted on a sphere in the evanescent field of a circularly-polarized Gaussian laser beam," *Optics Comm.*, vol. 151, no. 4-6, pp. 286-296, 1998.
- [12] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas, "Coupled dipole method determination of the electromagnetic force on a particle over a flat dielectric substrate," *Phys. Rev.*, vol. B61, no. 20, pp. 14119-14127, 2000.
- [13] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas, "Electromagnetic force on a metallic particle in the presence of a dielectric surface," *Phys. Rev.*, vol. B62, no. 16, pp. 11185-11191, 2000.
- [14] S. Chang and S. S. Lee, "Optical torque exerted on a homogeneous sphere levitated in the circularly polarized fundamental mode laser beam," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. B2, no. 11, pp. 1853-1860, 1985.
- [15] S. Chang and S. S. Lee, "Radiation force and torque exerted on a stratified sphere in the circularly polarized TEM_{01}^* mode laser beam," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. B5, no. 1, pp. 61-66, 1988.
- [16] S. Chang and S. S. Lee, "Radiation torque exerted on a rotating sphere in a focused Gaussian laser beam: first-order correction in angular velocities," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 4, pp. 1642-1650, 1993.
- [17] S. Chang and S. S. Lee, "First-order calculations of radiation force for rotating sphere illuminated by circularly polarized Gaussian beam," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. 5A, pp. 2552-2558, 1994.
- [18] J. N. Hodgson, *Optical Absorption and Dispersion in Solids* (Chapman & Hall, London, 1970), p. 92.
- [19] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory* (McGraw-Hill, New York, 1941), pp. 83-159.
- [20] M. Kerker, *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation* (Academic Press, New York, 1969), pp. 40-50 and pp. 189-200.
- [21] H. C. van der Hulst, *Light Scattering by Small Particles* (John Wiley & Sons, New York, 1957), pp. 114-130.
- [22] G. Gouesbet and G. Grehan, "Generalized Lorentz-Mie theories, from past to future," *Atomization and Sprays*, vol. 10, pp. 277-333, 2000.
- [23] Z. Knittl, *Optics of Thin Films* (John Wiley & Sons, London, 1976), pp. 35-68, and pp. 182-212.
- [24] H. A. Macleod, *Thin Film Optical Filters* (Adam Hilger, Bristol, 1986), pp. 11-70.

Enhanced evanescent field force on Mie particles by coupling with surface plasmons

Young Gon Song, Bong Myung Han, and Soo Chang[†]

Department of Physics, Hannam University, Daejon 306-791, KOREA

[†]E-mail: sjang@mail.hannam.ac.kr

(Received September 17, 2001 ; received manuscript November 16, 2001)

We examine theoretically the properties of the force on Mie particles induced by evanescent fields at a system of multilayer films (including a metal film), at which the surface plasmon resonance is excited by a p-polarized plane electromagnetic wave. An expression of the surface plasmon-coupled evanescent fields produced in Kretschmann (or Sarid) geometry is expanded in terms of vector spherical wave functions, while multiple reflections between the Mie particle and the metal boundary are taken into account. The Cartesian components of the force on Mie particles by the evanescent fields are analytically formulated and numerically evaluated. The force components are increased by one or two orders of magnitude at metal boundaries over those at dielectric boundaries. As a result, we can confirm the possibility of stable manipulation or rotation of a finite-sized object by forces of surface plasmon-coupled evanescent fields.

Classification code : OS.010.