第12卷 第5期 电子科学学刊 Vol. 12, No. 5
1990年9月 JOURNAL OF ELECTRONICS Sept., 1990

有源随机球粒媒质的非弹性多散射*

王志良 金豪
(电子科技大学,成都) (上海交通大学,上海)

摘要 依据有源分子的等效偶极子模型，本文首先用并矢格林函数方法给出了含有有源分子的单球粒的非弹性散射分析．然后,以建立的随机球状颗粒媒质的弹性多散射理论为基础,导出了含有有源分子的随机球粒媒质的非弹性多散射理论，给出了非弹性多散射场在整个空间的矢量球波函数展开,展开系数可由一组耦合线性方程解得．

关键词 电磁波散射;有源随机球粒媒质,非弹性多散射;介质球粒

一、引言

利用喇曼（Raman）或荧光效应的非弹性散射过程已被广泛应用于各种化学及物理量的检测[1-3]．当产生喇曼波或荧光的有源分子被嵌入在某一颗粒内部时,喇曼散射波或荧光将受到粒子形态、介电特性及有源分子在颗粒内的分布情况等的影响．

嵌入在小粒子内部的有源分子的非弹性散射过程可以分解成如下两步：首先，位于粒子内某一位置的有源分子由于吸收入射波能量(频率 ω_0)而受到激发,受激后处于激发态的有源分子的数目正比于本地电场幅度的平方及该处有源分子的数密度．其次，处于存发态的有源分子发射出频率为 ω_1 的电磁波．此时,有源分子可以等效成一个振荡偶极子,其发射过程将不同于体媒质时的情况．因为除了偶极子本身的偶极场之外,还必须引入一个感应场以满足粒子表面上的边界条件．

M. Kerker 等[4-7]已对嵌有有源分子的单个粒子(球粒)的非弹性单散射进行了分析．然而,在大多数实际情况,颗粒并不是单一的．当存在很多个粒子时，必须考虑它们之间的相互影响——多散射效应．本文首先用并矢格林函数法给出了嵌入在一个球粒内的有源分子的非弹性散射,然后，用所发展的随机球粒媒质的弹性多散射理论[8]，建立了一种分析含有有源分子的随机球粒媒质的电磁波非弹性多散射的新理论，得到了非弹性散射场的矢量球波函数级数展开式,展开系数可由一组耦合线性方程求得．

不同于非弹性单散射[9],在考虑非弹性多散射时有如下过程：首先,频率 ω_0 的弹性多散射场作用于每个粒子中的有源分子形成每个粒子中有源分子的非弹性单散射场．如果将非弹性单散射场相迭加并作用于整个粒子体系(作为频率 ω_1 的入射场),那么，非弹性多散射场可以看成是频率 ω_1 时在上述入射场作用下的弹性多散射场,即可用分析弹性多散射的方法来得到非弹性多散射解．

---

* 1989年4月11日收到．

二、非弹性单散射——并矢格林函数解

如图1所示，半径 a 的球粒将整个空间分成两个区域：I区和II区。因为产生非弹性散射场的有源分子的等效偶极电流 $\boldsymbol{J}_{eq}(\boldsymbol{r})$ 位于I区，根据散射迭加法[10]，设区域I和II中的并矢格林函数分别为：

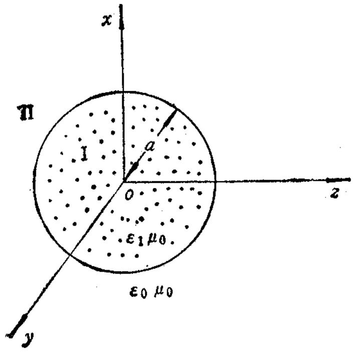

图1 散射几何示意图

$$\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(\mathrm{I})}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=\bar{\boldsymbol{G}}_0^{(11)}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')+\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(11)}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') \tag{1}$$

$$\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(\mathrm{II})}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(21)}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') \tag{2}$$

它们满足如下的波动方程和边界条件：

$$\nabla\times\nabla\times\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(11)}-k_1^2\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(11)}=0 \tag{3}$$

$$\nabla\times\nabla\times\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(21)}-k_0^2\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(21)}=0 \tag{4}$$

$$\nabla\times\nabla\times\bar{\boldsymbol{G}}_0^{(11)}-k_1^2\bar{\boldsymbol{G}}_0^{(11)}=\bar{\boldsymbol{I}}\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}') \tag{5}$$

$$\boldsymbol{r}\times[\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(\mathrm{II})}-\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(\mathrm{I})}]|_{r=a}=0 \tag{6}$$

$$\boldsymbol{r}\times\nabla\times[\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(\mathrm{II})}-\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(\mathrm{I})}]|_{r=a}=0 \tag{7}$$

式中 $k_0=\omega_1\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$，$k_1=\omega_1\sqrt{\mu_0\varepsilon_1}$ 是波数，$\bar{\boldsymbol{I}}$ 为单位并矢，$\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')$ 是狄拉克点源函数。由并矢格林函数理论[10]，区域II中的非弹性散射场应为：

$$\boldsymbol{E}_{sie}(\boldsymbol{r})=i\omega_1\mu_0\int_v\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(21)}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\cdot\boldsymbol{J}_{eq}(\boldsymbol{r}')dv \tag{8}$$

式中 v 为有源分子在粒子内的分布区域.等效电流密度 $\boldsymbol{J}_{eq}(\boldsymbol{r})$ 与弹性内场相关，其表达式为

$$\boldsymbol{J}_{eq}(\boldsymbol{r})=\alpha\omega_1\boldsymbol{E}_{se}^{\mathrm{in}}(\boldsymbol{r},\omega_0) \tag{9}$$

此处 α 为表示有源分子吸收和发射特性的一个参量，$\boldsymbol{E}_{se}^{\mathrm{in}}(\boldsymbol{r},\omega_0)$ 是作用于有源分子的频率 ω_0 的弹性内场。

用并矢格林函数理论中的 Ohm-Reileigh 方法，$\bar{\boldsymbol{G}}_0^{(11)}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')$ 可用矢量球波函数表示为

$$\bar{\boldsymbol{G}}_0^{(11)}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=G_{mn}\sum_{m,n}\begin{cases}[\boldsymbol{M}_{mn}^{(3)}(k_1\boldsymbol{r})\boldsymbol{M}_{mn}^{(1)*}(k_1\boldsymbol{r}')+\boldsymbol{N}_{mn}^{(3)}(k_1\boldsymbol{r})\boldsymbol{N}_{mn}^{(1)*}(k_1\boldsymbol{r}')]\\ [\boldsymbol{M}_{mn}^{(1)}(k_1\boldsymbol{r})\boldsymbol{M}_{mn}^{(3)*}(k_1\boldsymbol{r}')+\boldsymbol{N}_{mn}^{(1)}(k_1\boldsymbol{r})\boldsymbol{N}_{mn}^{(3)*}(k_1\boldsymbol{r}')]\end{cases} \tag{10}$$

$$G_{mn}=(ik_1/4\pi)[(2n+1)/n(n+1)]\cdot[(n-m)!/(n+m)!] \tag{11}$$

式中，“*”代表取复共轭，$\boldsymbol{M}$、$\boldsymbol{N}$ 的上标(3)、(1)分别表示第三及第一类矢量球波函数.为了利用边界条件(6)及(7)式，将 $\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(21)}$ 及 $\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(11)}$ 也展开为矢量球波函数的级数.

$$\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(21)}=\sum_{m,n}G_{mn}[a_n\boldsymbol{M}_{mn}^{(3)}(k_0\boldsymbol{r})\boldsymbol{M}_{mn}^{(1)*}(k_1\boldsymbol{r}')+b_n\boldsymbol{N}_{mn}^{(3)}(k_0\boldsymbol{r})\boldsymbol{N}_{mn}^{(1)*}(k_1\boldsymbol{r}')] \tag{12}$$

$$\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(11)}=\sum_{m,n}G_{mn}[c_n\boldsymbol{M}_{mn}^{(1)}(k_1\boldsymbol{r})\boldsymbol{M}_{mn}^{(3)*}(k_1\boldsymbol{r}')+d_n\boldsymbol{N}_{mn}^{(1)}(k_1\boldsymbol{r})\boldsymbol{N}_{mn}^{(3)*}(k_1\boldsymbol{r}')] \tag{13}$$

代入(6)及(7)式得到

$$a_n=\frac{k_0[\psi_n(y)\xi_n'(y)-\xi_n(y)\psi_n'(y)]}{k_1\xi_n'(y)\psi_n(x)-k_0\xi_n(y)\psi_n'(x)} \tag{14}$$

$$b_n = \frac{k_0[\xi_n(y)\psi_n'(y) - \psi_n(y)\xi_n'(y)]}{k_1\xi_n(y)\psi_n'(x) - k_0\xi_n'(y)\psi_n(x)} \tag{15}$$

$$c_n = \frac{k_0\psi_n(y)\psi_n'(x) - k_1\psi_n(x)\psi_n'(y)}{k_1\psi_n(x)\xi_n'(y) - k_0\xi_n(y)\psi_n'(x)} \tag{16}$$

$$d_n = \frac{k_0\psi_n(x)\psi_n'(y) - k_1\psi_n(y)\psi_n'(x)}{k_1\xi_n(y)\psi_n'(x) - k_0\psi_n(x)\xi_n'(y)} \tag{17}$$

式中，

$$x = k_0a,\quad y = k_1a \tag{18}$$

$$\xi_n(z) = zj_n(z),\quad \psi_n(z) = zh_n^{(1)}(z) \tag{19}$$

而 $j_n(z)$、$h_n^{(1)}(z)$ 分别是第一类球贝塞尔函数及第一类球汉格尔函数。

三、非弹性入射场——单散射迭加

根据文献 [8] 和 [11] 所提出的弹性多散射理论，作用于中心位置在 $\boldsymbol{b}_q$ 的粒子内的有源分子的弹性内场为

$$\boldsymbol{E}_{se}^{in}(\boldsymbol{r}_q) = \sum_{\mu,\nu}[f_{\mu\nu}\boldsymbol{M}_{\mu\nu}^{(1)}(k_1'\boldsymbol{r}_q) + g_{\mu\nu}\boldsymbol{N}_{\mu\nu}^{(1)}(k_1'\boldsymbol{r}_q)] \tag{20}$$

式中 $k_1' = \omega_0\sqrt{\mu_0\varepsilon_1}$ 为频率 ω_0 时的波数，$\boldsymbol{r}_q$ 是第 q 个粒子本地坐标下的径向矢量，$f_{\mu\nu}$、$g_{\mu\nu}$ 已在文献 [8] 和 [11] 中给出。

在 $\boldsymbol{E}_{se}^{in}(\boldsymbol{r}_q)$ 的作用下，粒子 q 内有源分子的非弹性单散射外场为

$$\boldsymbol{E}_{sie}^{q}(\boldsymbol{r}_q) = i\omega_1\mu_0\int_{v_q}\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(21)}(\boldsymbol{r}_q, \boldsymbol{r}_q')\cdot\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}_q')dv_q \tag{21}$$

$$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}_q') = \alpha\omega_1\boldsymbol{E}_{se}^{in}(\boldsymbol{r}_q', \omega_0) \tag{22}$$

$$\begin{aligned}\bar{\boldsymbol{G}}_s^{(21)} = \sum_{m,n} G_{mn}[&a_n\boldsymbol{M}_{mn}^{(3)}(k_0\boldsymbol{r}_q)\boldsymbol{M}_{mn}^{(1)*}(k_1\boldsymbol{r}_q') \\ &+ b_n\boldsymbol{N}_{mn}^{(3)}(k_0\boldsymbol{r}_q)\boldsymbol{N}_{mn}^{(1)*}(k_1\boldsymbol{r}_q')]\end{aligned} \tag{23}$$

将 (22)、(23) 式代入 (21) 式可得

$$\boldsymbol{E}_{sie}^{q}(\boldsymbol{r}_q) = \sum_{m,n}[H_M^{mn}\boldsymbol{M}_{mn}^{(3)}(k_0\boldsymbol{r}_q) + H_N^{mn}\boldsymbol{N}_{mn}^{(3)}(k_0\boldsymbol{r}_q)] \tag{24}$$

$$\begin{aligned}H_M^{mn} = \sum_{\mu,\nu} i\omega_1^2\alpha\mu_0G_{mn}a_n\int_{v_q}&\boldsymbol{M}_{mn}^{(1)*}(k_1\boldsymbol{r}_q') \\ &\times[f_{\mu\nu}\boldsymbol{M}_{\mu\nu}^{(1)}(k_1'\boldsymbol{r}_q') + g_{\mu\nu}\boldsymbol{N}_{\mu\nu}^{(1)}(k_1'\boldsymbol{r}_q')]dv_q\end{aligned} \tag{25}$$

$$\begin{aligned}H_N^{mn} = \sum_{\mu,\nu} i\omega_1^2\alpha\mu_0G_{mn}b_n\int_{v_q}&\boldsymbol{N}_{mn}^{(1)*}(k_1\boldsymbol{r}_q') \\ &\times[f_{\mu\nu}\boldsymbol{M}_{\mu\nu}^{(1)}(k_1'\boldsymbol{r}_q') + g_{\mu\nu}\boldsymbol{N}_{\mu\nu}^{(1)}(k_1'\boldsymbol{r}_q')]dv_q\end{aligned} \tag{26}$$

当粒子为球状时，由矢量球波函数在球面上的正交特性可得

$$\begin{aligned}H_M^{mn} = [a^2\omega_1^2\mu_0\alpha k_1/(k_1^2 - k_1'^2)]\cdot[&k_1j_n'(k_1a)j_n(k_1'a) \\ &- k_1'j_n'(k_1'a)j_n(k_1a)]\cdot a_nf_{mn}\end{aligned} \tag{27}$$

$$\begin{aligned}H_N^{mn} = [a^2\omega_1^2\mu_0\alpha k_1/(k_1^2 - k_1'^2)]\cdot[&(k_1^2 - k_1'^2)j_n(k_1a)j_n(k_1'a)/k_1k_1'a \\ &+ (k_1j_n(k_1a)j_n'(k_1'a) - k_1'j_n(k_1'a)j_n'(k_1a))]\cdot b_ng_{mn}\end{aligned} \tag{28}$$

当颗粒很多而且位置在区域V内均匀随机扰动时，假设粒子的数密度(单位体积内粒子的个数)为ρ，则非弹性单散射场的迭加为

$$E_{sie}^{tot}=\int_V \rho E_{sie}^q(r_q)dV=\int_V \rho E_{sie}^q(r-b_q)db_q \tag{29}$$

将(24)式代入(29)式，并利用矢量球波函数的坐标变换迭加公式[8,12,13]可得

$$E_{sie}^{tot}(r)=\begin{cases}\sum\limits_{\mu,\nu}[I_M^{\mu\nu}M_{\mu\nu}^{(1)}(k_0r)+I_N^{\mu\nu}N_{\mu\nu}^{(1)}(k_0r)] & r\in\Omega\\ \sum\limits_{\mu,\nu}[J_M^{\mu\nu}M_{\mu\nu}^{(3)}(k_0r)+J_N^{\mu\nu}N_{\mu\nu}^{(3)}(k_0r)] & r\notin\Omega\end{cases} \tag{30}$$

式中Ω为包围V的一个空间区域，在它的边界上$E_{sie}^{tot}(r)$必须连续。(30)式中的系数为

$$I_M^{\mu\nu}=\int_V\rho\cdot\sum_{m,n}[H_M^{mn}X1_{\mu\nu}^{mn}+H_N^{mn}Y1_{\mu\nu}^{mn}]db_q \tag{31}$$

$$I_N^{\mu\nu}=\int_V\rho\cdot\sum_{m,n}[H_M^{mn}Y1_{\mu\nu}^{mn}+H_N^{mn}X1_{\mu\nu}^{mn}]db_q \tag{32}$$

$$J_M^{\mu\nu}=\int_V\rho\cdot\sum_{m,n}[H_M^{mn}X3_{\mu\nu}^{mn}+H_N^{mn}Y3_{\mu\nu}^{mn}]db_q \tag{33}$$

$$J_N^{\mu\nu}=\int_V\rho\cdot\sum_{m,n}[H_M^{mn}Y3_{\mu\nu}^{mn}+H_N^{mn}X3_{\mu\nu}^{mn}]db_q \tag{34}$$

(30)式即为分析非弹性多散射所需的频率在ω_1处的等效入射场。

四、非弹性多散射场

由于各个粒子之间存在相互作用，非弹性多散射场并不等于各个粒子非弹性单散射场的简单迭加。如第一节中所述，可将非弹性多散射理解为各个粒子非弹性单散射迭加后作用于粒子体系所产生的频率ω_1处的弹性多散射。因此，类似于弹性多散射分析，设非弹性多散射场的矢量球波函数展开为

$$E_{ie}^t(r)=\begin{cases}\sum\limits_{\mu,\nu}[A_{\mu\nu}M_{\mu\nu}^{(3)}(k_0r)+B_{\mu\nu}N_{\mu\nu}^{(3)}(k_0r)] & r\notin\Omega'\\ \sum\limits_{\mu,\nu}[C_{\mu\nu}M_{\mu\nu}^{(1)}(k_0r)+D_{\mu\nu}N_{\mu\nu}^{(1)}(k_0r)] & r\in\Omega'\end{cases} \tag{35}$$

式中Ω'是一个不同于Ω的包围V的空间区域。根据弹性多散射理论[8]，(35)式的系数为

$$C_{\mu\nu}=\sum_{l,t}[\xi 1_{lt}^{\mu\nu}(C_{lt}+I_M^{lt})+\eta 1_{lt}^{\mu\nu}(D_{lt}+I_N^{lt})] \tag{36}$$

$$D_{\mu\nu}=\sum_{l,t}[\phi 1_{lt}^{\mu\nu}(C_{lt}+I_M^{lt})+\psi 1_{lt}^{\mu\nu}(D_{lt}+I_N^{lt})] \tag{37}$$

$$A_{\mu\nu}=\sum_{l,t}[\xi 3_{lt}^{\mu\nu}(C_{lt}+I_M^{lt})+\eta 3_{lt}^{\mu\nu}(D_{lt}+I_N^{lt})] \tag{38}$$

$$B_{\mu\nu}=\sum_{l,t}[\phi 3_{lt}^{\mu\nu}(C_{lt}+I_M^{lt})+\psi 3_{lt}^{\mu\nu}(D_{lt}+I_N^{lt})] \tag{39}$$

式中各个符号的表达式为

$$\xi j_{lt}^{\mu\nu} = \sum_{s,k} [U_k F_j^{(1)} + V_k G_j^{(2)}] \tag{40}$$

$$\eta j_{lt}^{\mu\nu} = \sum_{s,k} [U_k F_j^{(2)} + V_k G_j^{(1)}] \tag{41}$$

$$\phi j_{lt}^{\mu\nu} = \sum_{s,k} [U_k G_j^{(1)} + V_k F_j^{(2)}] \tag{42}$$

$$\phi j_{lt}^{\mu\nu} = \sum_{s,k} [U_k G_j^{(2)} + V_k F_j^{(1)}] \tag{43}$$

$$U_k = \frac{y\xi_k'(y)\xi_k(x) - x\xi_k'(x)\xi_k(y)}{x\phi_k'(x)\xi_k(y) - y\xi_k'(y)\phi_k(x)} \tag{44}$$

$$V_k = \frac{x\xi_k'(y)\xi_k(x) - y\xi_k'(x)\xi_k(y)}{y\xi_k(y)\phi_k'(x) - x\phi_k(x)\xi_k'(y)} \tag{45}$$

$$F_j^{(1)} = \int_V \rho A_{sk}^{lt}(\boldsymbol{b}_q) \cdot Xj_{\mu\nu}^{sk}(\boldsymbol{b}_q) d\boldsymbol{b}_q \tag{46}$$

$$F_j^{(2)} = \int_V \rho A_{sk}^{lt}(\boldsymbol{b}_q) \cdot Yj_{\mu\nu}^{sk}(\boldsymbol{b}_q) d\boldsymbol{b}_q \tag{47}$$

$$G_j^{(1)} = \int_V \rho B_{sk}^{lt}(\boldsymbol{b}_q) \cdot Xj_{\mu\nu}^{sk}(\boldsymbol{b}_q) d\boldsymbol{b}_q \tag{48}$$

$$G_j^{(2)} = \int_V \rho B_{sk}^{lt}(\boldsymbol{b}_q) \cdot Yj_{\mu\nu}^{sk}(\boldsymbol{b}_q) d\boldsymbol{b}_q \tag{49}$$

(40)—(49) 式中 $j=1, 3$，各函数的意义与文献 [8] 相同，只是此时波数应为频率 ω_1 时的值。

五、幅度散射矩阵及其它参量

从非弹性散射电场的表达式，可得各个幅度散射矩阵元的表达式如下：

$$SI_1 = \sum_{\mu,\nu} (-i)^{\nu} \left(A_{\mu\nu}^{y} \frac{dP_\nu^\mu}{d\theta} + B_{\mu\nu}^{y} \frac{\mu P_\nu^\mu}{\sin\theta} \right) \tag{50}$$

$$SI_2 = \sum_{\mu,\nu} (-i)^{\nu+1} \left(A_{\mu\nu}^{x} \frac{\mu P_\nu^\mu}{\sin\theta} + B_{\mu\nu}^{x} \frac{dP_\nu^\mu}{d\theta} \right) \tag{51}$$

$$SI_3 = \sum_{\mu,\nu} (-i)^{\nu+1} \left(A_{\mu\nu}^{y} \frac{\mu P_\nu^\mu}{\sin\theta} + B_{\mu\nu}^{y} \frac{dP_\nu^\mu}{d\theta} \right) \tag{52}$$

$$SI_4 = \sum_{\mu,\nu} (-i)^{\nu} \left(A_{\mu\nu}^{x} \frac{dP_\nu^\mu}{d\theta} + B_{\mu\nu}^{x} \frac{\mu P_\nu^\mu}{\sin\theta} \right) \tag{53}$$

总的非弹性散射强度为

$$SI11 = (|SI_1|^2 + |SI_2|^2 + |SI_3|^2 + |SI_4|^2)/2 \tag{54}$$

在式 (50)—(53) 中，上标“x”、“y”分别表示入射电磁波电场为 x 方向极化和 y 方向极化时所求得的非弹性散射系数；i 表示虚数 $\sqrt{-1}$；$P_\nu^\mu(\cos\theta)$ 是阶 ν、指数 μ 的连带勒让德函数；θ 是 x-z 平面作为散射面时的散射角。

从 Maxwell 方程可得非弹性散射磁场为

$$\boldsymbol{H}_{sie} = (k_0/i\omega_1\mu_0) \sum^{\mu,\nu} [A_{\mu\nu}\boldsymbol{N}_{\mu\nu}^{(3)}(k_0\boldsymbol{r}) + B_{\mu\nu}\boldsymbol{M}_{\mu\nu}^{(3)}(k_0\boldsymbol{r})] \tag{55}$$

因为不存在频率 ω_1 的外来入射波，也就不存在非弹性消光和吸收功率这两个参量，但存在非弹性散射功率，它的表达式为

$$P I_{sca} = \frac{1}{2} R_e \int_s [E^i_{ie} \times H^{*}_{iie}] ds = \sum_{\mu,\nu} G_{\mu\nu}(|A_{\mu\nu}|^2 + |B_{\mu\nu}|^2) \tag{56}$$

$$G_{\mu\nu} = (2\pi/\omega_1\mu_0 k_0)(n(n+1)/(2n+1)) \cdot ((n+m)!/(n-m)!) \tag{57}$$

六、结 束 语

本文在作者所提出的弹性多散射理论的基础上发展了一种分析随机球状颗粒媒质中含有有源分子时的非弹性多散射新理论。对于球形的随机扰动区域，已对非弹性多散射进行了数值计算，其结果发表在文献[14]。关于非弹性多散射的研究还未见另有报导。

本工作得到林为干教授的热情关怀和指导，作者谨向他表示衷心的感谢。

参 考 文 献

[1] W. A. Bonner, et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **43**(1972), 404—409.
[2] G. J. Rosasoo, et al., *Appl. Spectroscopy*, **29**(1975), 396—399.
[3] 王志良，传感器技术，1987 年，第 5 期，第 40—45 页.
[4] H. Chew, et al., *Phys. Rev.*, **A13** (1976), 396—404.
[5] H. Chew, et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **66**(1976), 440—444.
[6] M. Kerker, et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **68**(1978), 1677—1685.
[7] M. Kerker, et al., *Appl. Opt.*, **18**(1979), 1172—1179.
[8] 王志良，金豪，电子科学学刊，**12**(1990)3, 341—348.
[9] Z. L. Wang, W. G. Lin, *Microwave and Optical Technology Letters*, **1**(1988)5, 179—183.
[10] C. T. Tai, Dyadic Green's Functions in Electromagnetic Theory, Int. Textbook Compapy, Scraton, (1971).
[11] 王志良，颗粒媒质中电磁波的弹性与非弹性散射及其在光纤 pH 传感器研究中的意义，电子科技大学博士论文，成都，1988 年.
[12] S. Stein, *Quart. Appl. Math.*, **19**(1961)1, 15—24.
[13] O. R. Cruzan, *Quart. Appl Math.*, **20**(1962)1, 33—40.
[14] Z. L. Wang, W.G. Lin, *Microwave Optical Technology Letters*, **2**(1989)1, 23—26.

INELASTIC MULTIPLE SCATTERING BY ACTIVE RANDOMLY DISTRBUTED SPHERICAL SCATTERERS

Wang Zhiliang　　　　Jin Hao
(University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu)　*(Shanghai Jiaotong University, Shanghai)*

Abstract　According to the model of equivalent dipoles for active molecules, the analysis of inelastic EM scattering by active molecules embedded in a sphere is given by the method of dyadic Green's functions at first, and then, based on the theory of elastic muptiple scattering by randomly distributed spherical scatterers, a new theory for analysis of inelastic multiple scattering by active molecules embedded in randomly distributed spherical scatterers is developed. This theory gives the expansions of the multiple scattering fields in all space region in terms of vector spherical wave functions in which the expansion coefficients can be solved from a set of coupled linear equations.

Key words　Electromagnetic scattering; Active randomly distributed scattehers; Inelastic multiple scattering; Dielectric spheres