

Percus-Yevick 近似下硬球多元 系统的动态光散射

张逸新 朱 拓 孙海金

(基础课部)

摘要 在粒子狭多分散性的近似下,分析了同时具有粒径和光学多分散性溶液中散射光的归一化一阶振幅自相关函数 $g^{(1)}(\tau)$,得到了 $K \neq 0$ 情况下散射光的动态结构因子的近似解析关系式。

关键词 动态光散射;多分散性;P-Y 近似

0 引 言

随着研究的深入,动态光散射(DLS)已经成为研究各种亚微细粒分散系统性质的有用工具^[1]。研究表明:在稀多分散的胶体系统,动态光散射是由每种单粒子形成的指数和构成^[1]。对粒径分布非常狭的浓或强相互作用系统。Pusty et al^[2]指出 DLS 可以用两个独立起伏模之和描述。在一些浓(或强相互作用)系统的 DLS 测量中,例如硅球的分散性^[3,5],乳胶粒子的离散性^[6,7]等,这些双扩散模已观察到。在理论方面则目前尚对一些相对简单的多分散性情况作了清楚地考虑,即(1)光学(功率)多分散性;^2粒子多分散性^[2]与(3)情况(1)和(2)的不相关耦合^[5]和相关耦合^[8]。模型的硅胶体已用来成功地证明了(1)^[3,4]和(2)^[5]。然而文献[5~8]皆在零散射角情况下分析的,实际实验中往往在有限散射角情况下测量光信号,故有必要研究有限角散射条件的 DLS 中的动态结构因子,即振幅相关数 $g^{(1)}(\tau)$,本文将对该问题作初步讨论。

1 理论背景

在动态光散射领域中,实验中可测的量是散射光强的归一化自相关函数 $g^{(2)}(\tau)$,其定义为

$$g^{(2)}(\tau) = \langle I(0)I(\tau) \rangle \langle I \rangle^{-2} \quad (1)$$

其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示时间平均,当系统中包含大量小球形散射粒子时,散射光满足高斯统计^[9],

则 $g^{(2)}(\tau)$ 与归一化光散射场振幅自相关函数 $g^{(1)}(\tau)$ 满足关系

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + c |g^{(1)}(\tau)|^2 \quad (2)$$

其中 c 是由仪器条件和溶剂散射背景决定的量级为 1 的常数。

散射光振幅的自相关函数 $g^{(1)}(\tau)$ 带有系统中粒子运动的信息, 所以是动态光散射中一个感兴趣的基本量, 记作^[10]

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E(K, t) \rangle E^*(K, t + \tau)}{\langle |E(K, t)|^2 \rangle} = \frac{F^M(K, \tau)}{S^M(K)} \quad (3)$$

其中 $E(K, t) = \sum_{i=1}^N f_i(K) \exp[i\vec{K} \cdot \vec{r}_i(t)]$ 是 t 时刻的散射振幅, “ $*$ ”表示复共轭, $f_i(K)$ 是由 t 时刻质心位置在 $\vec{r}_i(t)$ 的粒子在 θ 角方向散射场振幅, τ 是相关延迟时间, $K = |\vec{K}| = \frac{4\pi n}{\lambda_0} (\sin\theta/2)$ 是散射波矢的大小。 n 是散射介质折射率, λ_0 是光波在真空中的波长。“测量”动态结构因子 $F^M(K, \tau)$ 定义为^[10]

$$F^M(K, \tau) = \frac{1}{N \bar{f}^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \langle f_i(K) f_j(K) \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_j(\tau)]\} \rangle \quad (4)$$

其中 N 是散射体积内的总粒子数, $\vec{r}(\tau)$ 是在 τ 时刻粒子的空间位置, “ $-$ ”表示对所有散射振幅的平均。为简单起见, 后面讨论时认为 $\vec{K}$ 和 τ 是相互独立的两个参量。而“测量”静态结构因子 $S^M(K)$ 定义为:

$$S^M(K) = F^M(K, 0) \quad (5)$$

若粒子系统内各粒子的粒径相同, 仅由于粒子的折射率差别引起散射光强不同时, 则称为散射功率多分散性, 对这种溶液系统(4)式可以由分别对粒子位置和组分分布平均简化为^[4]

$$F^M(K, \tau) = \frac{1}{N \bar{f}^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \bar{f}_i \bar{f}_j \langle \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_j(\tau)]\} \rangle \quad (6)$$

而 $\bar{f}_i \bar{f}_j = \bar{f}^2 + (\bar{f}^2) f^2 \delta_{ij}$, δ_{ij} 是 Kronecker delta, 把此式代入(6)式可得到:

$$F^M(K, \tau) = (1 - x) F^I(K, \tau) + x F_s^I(K, \tau) \quad (7)$$

这里 $x = 1 - \frac{\bar{f}^2}{\bar{f}^2}$ 和 $F^I(K, \tau)$ 以及 $F_s^I(K, \tau)$ 分别是应用于单分散系统的“理想”全动态结构因子和自动态结构因子

$$F^I(K, \tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \langle \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_j(\tau)]\} \rangle \quad (8)$$

$$\text{和} \quad F_s^I(K, \tau) = \langle \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_i(\tau)]\} \rangle \quad (9)$$

在 $\tau = 0$ 的极限(7)式可记作

$$S^M(K) = (1 - x) S^I(K) + x \quad (10)$$

这里理想静态结构因子 $S^I(K)$ 由下式给出:

$$S^I(K) = F^I(K, 0) \quad (11)$$

对于稀溶液系统 F_s^I 和 F^I 分别可简化为:

$$F_s^I(K, \tau) = \exp(-D_s K^2 \tau) \quad (12)$$

$$F^I(K, \tau) = S^I(K) \exp(-D_c K^2 \tau) \quad (13)$$

其中 D_s 是粒子自扩散系数, D_c 是粒子互扩散系数。则

$$F^M(K, \tau) = (1-x)S^I(K)\exp(-D_c K^2 \tau) + x \exp(-D_s K^2 \tau) \quad (14)$$

当粒子系统同时存在着粒径与光功率的分布并且粒径分布很狭小, 在此情况下, “测量”动态结构因子可写为^[9]

$$F(K, \tau) = (1-x)F^I(K, \tau) + xF_s^I(K, \tau) \quad (15)$$

现在 x 是粒径和折射率的复杂函数, F^I 和 F_s^I 是平均动态结构函数, 但目前尚未得出明显的函数关系。

2 有限角度下的动态结构因子

为了得到(15)式在某些条件下的近似解析关系式, 假定(i)粒径分布与折射率分布相互统计独立^[5]; (ii)溶液中散射粒子的粒径分布较集中即粒径分散程度很小与此相应粒子间折射率差别也很小。这样可以认为粒子位置 $\vec{r}$ 与散射振幅 f 无关^[11], 那么“测量”动态结构因子 $F_s^M(K, \tau)$ 可取下列平均。

$$\begin{aligned} F^M(K, \tau) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \langle f_i f_j \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_j(\tau)]\} \rangle \\ &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \overline{f_i f_j} \langle \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_j(\tau)]\} \rangle \end{aligned}$$

因为 $i=j$ 时 $\overline{f_i f_j} = \overline{f^2}$, 而 $i \neq j$ 时 $\overline{f_i f_j} = f^2$, 那么

$$\overline{f_i f_j} = f^2 + (\overline{f^2} - f^2) \delta_{ij} \quad (16)$$

把(16)式代入(15)式, 即有:

$$\begin{aligned} F^M(K, \tau) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N [\overline{f^2} + (\overline{f^2} - f^2) \delta_{ij}] \langle \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_j(\tau)]\} \rangle \\ &= \frac{f^2}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \langle \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_j(\tau)]\} \rangle + \frac{\overline{f^2} - f^2}{f^2} \\ &\quad \langle \exp\{i\vec{K} \cdot [\vec{r}_i(0) - \vec{r}_i(\tau)]\} \rangle \\ &= -\frac{f^2}{\overline{f^2}} F^I(K, \tau) + \frac{\overline{f^2} - f^2}{f^2} F_s^I(K, \tau) \end{aligned} \quad (17)$$

对于匀质硬球而言, 散射光振幅为^[12]:

$$f_i(K) = b_i d_i^3 \exp(-\Gamma K^2 d_i^2) = b_i B_i(K) \quad (18)$$

其中 $b_i, a_i, n_i - n_0, n_i - n_0$ 是第 i 个粒子与周围溶剂间的折射率差, $B_i(K) = d_i^3 \exp(-\Gamma K^2 d_i^2)$, d_i 是粒子直径, 由假定(i)粒径为 d_p 的 N_p 个粒子的 P 组分的平均为^[5]

$$\overline{B_p^m} \equiv N_p^{-1} \sum_{a=1}^{N_p} B_a^m = \overline{B^m} \quad (19)$$

且 $f = \overline{f} \overline{B}$, $\overline{f^2} = \overline{f^2} \overline{B^2}$ 。

现在系统可以由粒径大小的方差 δ_b 和功率方差 δ_B 表示

$$\delta_b^2 = (\overline{B^2} - \overline{B}^2) / \overline{B^2}, \delta_B^2 = (\overline{f^2} - \overline{f}^2) / \overline{f^2} \quad (20)$$

设 $x_1 = (1 - \delta_b^2 / \overline{B^2})$, $x_2 = (1 - \overline{B^2} / \overline{B}^2)$, 那么 $\overline{f^2} / \overline{f}^2 = (1 - x_1)(1 - x_2)$, 而 $1 - \overline{f^2} / \overline{f}^2 = 1 - (1 - x_1)(1 - x_2)$

$-x_1)(1-x_2)$,把这些关系代入(17)式得到:

$$\begin{aligned} F^M(K, \tau) &= (1-x_1)(1-x_2)F^I(K, \tau) + [1-(1-x_1)(1-x_2)]F_S^I(K, \tau) \\ &= (1-x_1)[(1-x_2)F^I(K, \tau) + x_2F_S^I(K, \tau)] + x_1F_S^I(K, \tau) \\ &= (1-x_1)F^M(K, \tau) + x_1F_S^I(K, \tau) \end{aligned} \quad (21)$$

其中 $F^M(K, \tau)$ 是仅包含粒子分散因素的“测量”动态结构因子。由 P. N. Pusey et al 的分析^[11],在假定(ii)情况下 $F^I(K, \tau)$ 和 $F_S^I(K, \tau)$ 简化为

$$\left. \begin{aligned} F^I(K, \tau) &= S^I(K) \exp(-D_c K^2 \tau) \\ F_S^I(K, \tau) &= \exp(-D_s K^2 \tau) \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

由(22)式“测量”结构因子简化为:

$$\begin{aligned} F^M(K, \tau) &= (1-x_1)[(1-x_2)S^I(K) \exp(-D_c K^2 \tau) \\ &\quad + x_1 \exp(-D_s K^2 \tau)] \end{aligned} \quad (23)$$

相应的“测量”静态结构因子由 $F^M(K, \tau)_{\tau=0}$ 得到,即

$$\begin{aligned} S^M(K) &= (1-x_1)[(1-x_2)S^I(K) + x_2] + x_1 \\ &= (1-x_1)[S^M(K)] + x_1 \end{aligned} \quad (24)$$

其中 $S^M(K)$ 是系体仅存在粒子多分散时的“测量”静态结构因子。

另一方面,在有限散射角 $\vec{K}$ 方向上散射光功率的瑞利比为^[12]:

$$R(K) = \rho \overline{B(K)^2} S^M(K) \quad (25)$$

其中 $\rho = \frac{N}{V}$ 是散射体积内的粒子数密度, N 是散射体积 V 内的总粒子数。在仅包含粒子多分散性系统中, $S^M(K) = S^M(K)$, 而现在瑞利比由下式表示^[13]

$$R(K) = [-D_f(K)][\Delta(K)]^{-1} \quad (26)$$

其中

$$\begin{aligned} \Delta(K) &= (1-\xi_3)^{-4} [(F_{11}F_{22}-F_{12}F_{21})(F_{11}^*F_{22}^*-F_{12}^*F_{21}^*)] \text{ 而 } F_{\alpha\beta}^*(K) = F_{\alpha\beta}(-K), \\ F_{11}(K) &= 1-\xi_3 + \langle d^3 e^{iX} \Phi \rangle, \quad F_{12}(K) = \langle d^4 e^{iX} \Phi \rangle, \\ F_{22}(K) &= 1-\xi_3 + 3 \langle d^3 e^{iX} \psi \rangle, \quad F_{21}(K) = \frac{1}{2}(1-\xi_3) iK - 3\xi_2 + 3 \langle d^2 e^{iX} \psi \rangle. \\ -D_f(K) &= [\frac{\pi}{6}(1-\xi_3)^4]^{-1} \{ \langle B^2 \rangle T_1 T_1^* + \langle d^6 \Phi^2 \rangle T_2 T_2^* + 9 \langle d^4 \psi^2 \rangle T_3 T_3^* \\ &\quad + \langle d^3 \Phi B \rangle (T_1 T_2^* + T_1^* T_2) + 3 \langle d^2 \psi B \rangle (T_1 T_3^* + T_1^* T_3) \\ &\quad + 3 \langle d^5 \Phi \psi \rangle (T_2 T_3^* + T_2^* T_3) \} \\ T_1 &= F_{11}F_{22}-F_{12}F_{21}, \quad T_2 = F_{21} \langle d B e^{iX} \rangle - F_{22} \langle B e^{iX} \rangle, \\ T_3 &= F_{12} \langle B e^{iX} \rangle - F_{11} \langle d B e^{iX} \rangle, \\ X &= \frac{1}{2} K d, \psi = X^{-1} \sin X, \Phi = 3X^{-3}(\sin X - X \cos X), \xi_7 = \frac{m_7}{m_3} \Phi \zeta(2d)^{7-3}, \end{aligned}$$

$m_7 = \bar{d}'/d'$, Φ 是散射粒子的体分数。

作为进一步近似,假设散射物质具有以硬球心为与中心的对称分布,则展开 B_i 为^[13]

$$B_i(K) = d_i^3(1-rK^2 d_i^2) \quad (27)$$

其中 $r=1/40$,把(27)式代入(26)式,保留 K^2 项,则(26)式简化为

$$R(K) = a_3^2 \left(\frac{6}{\pi} \right) \frac{[Y_3 - K^2(rY_4 + \frac{1}{20}Y_5)]}{(Y_1 - K^2Y_2)} \quad (28)$$

这里 $a_3^2 = 2\pi^2 n_0^2 \lambda_0^{-4} (\pi/6)^2 (dn/d\xi)^2$

$$Y_1 = (1 + 2\xi_3)^2$$

$$Y_2 = -\frac{1}{5}\xi_5(1 + 2\xi_3)^2 + (1 + 2\xi_3)\left(\frac{1}{2}\xi_4^2 + \xi_5\right) - \frac{9}{4}\xi_4^2$$

$$Y_3 = (1 - \xi_3)^2[\xi_6(1 + 2\xi_3)^2 + 9\xi_4^3 - 6\xi_4\xi_5(1 + 2\xi_3)]$$

$$Y_4 = 2(1 + 2\xi_3)(1 - \xi_3)(\xi_8 - \xi_5\xi_6) + 18(1 - \xi_3)\xi_4^2(\xi_6 - \xi_4\xi_5) - 6(1 + 2\xi_3)(1 - \xi_3)[\xi_5(\xi_6 - \xi_4\xi_5) + \xi_4(\xi_7 - \xi_5^2)],$$

$$Y_5 = -(1 + 2\xi_3)^2(1 - \xi_3)(\xi_3\xi_8 - \xi_5\xi_6) + 3(1 + 2\xi_3)(1 - \xi_3)\xi_5(\xi_3\xi_6 - \xi_4\xi_5) + 3(1 + 2\xi_3)(1 - \xi_3)\xi_4(\xi_3\xi_7 - \xi_5^2) - 5(1 + 2\xi_3)(1 - \xi_3)^2(\xi_4\xi_7 - \xi_5\xi_6) + 15(1 - \xi_3)^2\xi_4(\xi_4\xi_6 - \xi_5^2) - 9(1 - \xi_3)\xi_4^2(\xi_3\xi_6 - \xi_4\xi_5)$$

又因为 $\bar{B}^2 = (\xi_6 - 2K^2r\xi_8)a_3^2$, 则“测量”静态结构因子 $S^M(K)$ 为

$$S^M(K) = \frac{VR(K)}{N(\xi_6 - 2K^2r\xi_8)a_3^2} = \frac{6V[Y_3 - K^2(rY_4 + \frac{1}{20}Y_5)]}{N\pi(\xi_6 - 2K^2r\xi_8)(Y_1 - K^2Y_2)} \quad (29)$$

把(29)式代入(24)式可得

$$S^M(K) = (1 - x_1) \frac{6V[Y_3 - K^2(rY_4 + \frac{1}{20}Y_5)]}{N\pi(\xi_6 - 2K^2r\xi_8)(Y_1 - K^2Y_2)} + x_1 \quad (30)$$

从而可得到 $S^I(K)$ 为

$$S^I(K) = \frac{6V[Y_3 - K^2(rY_4 + \frac{1}{20}Y_5)]}{N\pi(\xi_6 - 2K^2r\xi_8)(Y_1 - K^2Y_2)} - \frac{x_2}{(1 - x_2)} \quad (31)$$

利用 $\bar{B} = (\xi_3 - K^2r\xi_5)a_3$, $1 - x_2 = \frac{(\xi_3 - K^2r\xi_5)^2}{(\xi_6 - 2K^2r\xi_8)}$, $x_2 = 1 - \frac{(\xi_3 - K^2r\xi_5)^2}{(\xi_6 - 2K^2r\xi_8)}$, 式(31)改为:

$$S^I(K) = \frac{6V[Y_3 - K^2(rY_4 + \frac{1}{20}Y_5)] - [(\xi_6 - 2K^2r\xi_8) - (\xi_3 - K^2r\xi_5)^2]N\pi(Y_1 - K^2Y_2)}{N\pi(Y_1 - K^2Y_2)(\xi_3 - K^2r\xi_5)^2} \quad (32)$$

把(32)式代入(23)式即可得到“测量”动态结构因子 $F^M(K, \tau)$ 的近似解析式, 由于书写太长这里不再写出。

在零角度散射的情况下, $S^M(0)$ 即文献[4]所表达的结果

$$S^M(0) = \frac{(1 - \Phi)^4}{(1 + 2\Phi)^2} \left\{ 1 + \frac{6\Phi(1 + 2\Phi)}{(1 - \Phi)^2} \left[1 - \frac{m_4 m_5}{m_3 m_6} \right] - \frac{9\Phi^2}{(1 - \Phi)^2} \left[1 - \frac{m_4^3}{m_3^2 m_6} \right] \right\} \quad (33)$$

而“测量”静态结构因子

$$S^M(0) = (1 - x_1) \frac{(1 - \Phi)^4}{(1 + 2\Phi)^2} \left\{ 1 + \frac{6\Phi(1 + 2\Phi)}{(1 - \Phi)^2} \left[1 - \frac{m_4 m_5}{m_3 m_6} \right] - \frac{9\Phi^2}{(1 - \Phi)^2} \left[1 - \frac{m_4^3}{m_3^2 m_6} \right] \right\} + x_1 \quad (34)$$

上式中 m_i 由粒径分布决定, 目前常用的分布是粒径的对数正态分布^[14]。而 x_1 也由粒子折射率与周围溶液折射率差起伏分布决定, 其应由实验测量决定。

3 讨 论

上面在特定的散射物质分布和散射粒子径分布与折射率分布统计独立等近似下分析得出了 $F^M(K, \tau)$ 和 $S^M(K)$ 的近似式, 进而得到了 $g^{(1)}(K, \tau) = \frac{F^M(K, \tau)}{S^M(K)}$ 的近似解析关系式。由于“理想”全动态结构因子 $F^I(K, \tau)$ 和自动态结构因子 $F_S^I(K, \tau)$ 目前还未得到更好的近似式, 故 $F^I(K, \tau)$ 的更普遍的函数关系有待于今后进一步研究。然而根据散射微粒在溶液中运动的随机性和粒子的粒径和折射率又有一定的差别的特点, 光通过溶液传播出现的光强起伏与光波在湍流大气中传播时反映的光强起伏应该相似, 为此在小角度散射情况下可以认为散射振幅 f_i 满足对数正态分布, 即 $P(\ln f)$ 为

$$P(\ln f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta_{\ln f}^2}} \exp[-(\ln f - \langle \ln f \rangle)^2 / 2\delta_{\ln f}^2] \quad (35)$$

其中 $\delta_{\ln f}^2 = \langle (\ln f)^2 \rangle - \langle \ln f \rangle^2$ 。现在 $f^2 = \langle f \rangle^2$, $\bar{f}^2 = \langle f^2 \rangle$, 而测定动态结构因子为 ($K \rightarrow 0$):

$$F^M(K, \tau) = \frac{\langle f \rangle^2}{\langle f^2 \rangle} S^I(K) \exp(-D_c K^2 \tau) + (1 - \frac{\langle f \rangle^2}{\langle f^2 \rangle}) \exp(-D_s K^2 \tau) \quad (36)$$

振幅 f 的各阶矩为:

$$\langle f^\gamma \rangle = \exp(\gamma \langle \ln f \rangle + \gamma^2 \delta_{\ln f}^2 / 2) \quad (37)$$

归一化矩为:

$$M_\gamma = \frac{\langle f^\gamma \rangle}{\langle f \rangle^\gamma} = \exp[\gamma(\gamma - 1) \delta_{\ln f}^2 / 2] \quad (38)$$

由这些关系, 式(36)为:

$$F^M(K, \tau) = S^I(K) \exp(-D_c K^2 \tau - \gamma(-1) \delta_{\ln f}^2 / 2) + (1 - \exp[-\gamma(\gamma - 1) \delta_{\ln f}^2 / 2]) \exp(-D_s K^2 \tau) \quad (K \rightarrow 0) \quad (39)$$

参 考 文 献

- 1 Yan Y D and Clarke J H R. Adv colloid Interface Soc, 1989; 29: 277~318
- 2 Pusey P N. J Chem Phys, 1982; 77: 4270~4281
- 3 Kops-Werkhoven M M et al. Chem Phys Lett, 1981; 81: 365~367
- 4 Kops-Werkhoven M M et al. J Chem Phys, 1982; 77: 2242~2253
- 5 Veluwen A Van et al. J Chem Phys, 1988; 89: 2810~2815
- 6 Brown J C et al. J Phys A, 1975; 8: 664~682

- 7 Pusey P N. J Phys A, 1978; 11: 119~135
- 8 Yan Y D and Clarke J H R. J Chem Phys, 1990; 93: 4501~4509
- 9 Pusey P N and R J A Tough. Adv Colloid Interface Sci, 1982; 16: 143~159
- 10 Pusey P N and R J A Tough. In Dynamic Light Scattering. Plenum London, 1985; 85~71
- 11 Pusey P N. In Light Scattering in Fluids and Macromolecular Solutions. Plenum London, 1980
- 12 Van Beurten P and Vrij A. J Chem Phys, 1981; 74: 2744~2748
- 13 Vrij A. J Chem Phys, 1979; 71: 3267~3270
- 14 Thomas J C. J Colloid Interface Sci, 1987; 117: 187~192

Dynamic Light Scattering of A Concentrated Multicomponent System of Hard Spheres in the Percus-Yevick Approximation

Zhang Yixin Zhu Tuo Sun Haijin

(Dept. of Fundamental Course)

Abstract The normalized first-order electric field autocorrelation function $g^{(1)}(\tau)$ of scattering light for light scattering from multicomponent solution with optical and size polydispersity has been studied in the morrow particle polydispersity approximation. An approximately analytical formulation of dynamic structure factor of scattering light is obtained in the case $K \neq 0$.

Key words dynamic light scattering; Polydispersity; P-Y approximation