

文章编号: 0253-2239(2007)05-0951-6

光通过纳米颗粒随机散射体透射光强的计算及分析

叶云霞^{1,2} 范滇元¹

(¹ 中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)
(² 江苏大学机械工程学院, 镇江 212013)

摘要: 光通过随机散射体后透射光强的估算, 对于提取散射体内部无法直接测量或者无法直接观察的信息至关重要。在分析平行光束通过纳米圆形颗粒随机散射体出射面上光强组成的基础上推导了透射光强的计算公式, 并指出多重散射理论、一阶多重散射理论和朗伯-比尔定律在一定近似程度上可以相对精确地估算透射光强。这三种方法的估算结果之间会出现四种相对关系。根据这些相对关系, 分析了光在散射体内部传输时散射过程的特征以及各种散射过程对出射面光强的贡献大小。

关键词: 光散射; 光强; 蒙特卡罗法; 多重散射; 高斯光束

中图分类号: O436.3 文献标识码: A

Theoretical Analysis and Numerical Calculation of Transmitted Light Intensity of Light Scattering from Nano-Particle Random Scatterers

Ye Yunxia^{1,2} Fan Dianyuan¹

(¹ *High Power Laser Physics National Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Science, Shanghai 201800*)
(² *College of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013*)

Abstract: Calculating the transmitted light intensity of light scattering from random scatterers is important for extracting information within the scatterers which is unable to be directly measured or observed. On the basis of analyzing the components of the transmitted light intensity from nano-particle random scatterers, it is pointed out that multiple scattering theory, first-order multiple scattering theory and Lambert-Beer law can be used to calculate the transmitted light intensity in relatively precise degree. The formula of the transmitted light intensity has been deduced too. For a given random system, the said three theories are used to numerically calculate the transmitted intensity and there exist four kinds of typical relationships between the three numerical results. Through analyzing the calculated relationships, the scattering processes within the random scatterers and their contribution to the transmitted light intensity have been analyzed.

Key words: light scattering; light intensity; Monte Carlo method; multiple scattering; Gauss beam

1 引言

由许多微小颗粒组成的随机散射体是一类非常重要的光传输介质抽象, 比如光在大气、海洋、生物组织、甚至某些激光工作物质中的传输, 都涉及到研究光在小颗粒随机散射体中的传输。一般来说, 颗粒和体系环境的折射率不同, 使得光在这种体系中传输时发生强烈的散射, 进而改变透射光的光强分

布、偏振状态等, 这种改变是入射光的特征参量(波长、偏振等)、随机散射体的特征参量(颗粒的形状、尺寸、浓度、折射率、分布范围等)和光在散射体内部具体散射过程等综合作用的结果。因此分析透射光的特征参量可以提取散射体内部一些无法直接测量或者无法直接观察的信息, 这种思路已经广泛运用于医学、检测测量等领域^[1~5]。

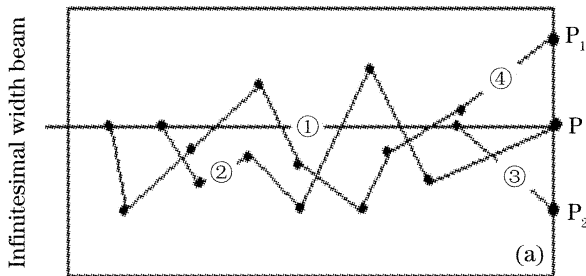
作者简介: 叶云霞(1978—), 女, 江苏泰州人, 博士研究生, 主要从事液体激光器方面的研究。E-mail: yezilijin@163.com

导师简介: 范滇元(1939—), 男, 江苏人, 研究员, 中国工程院院士, 主要从事强激光和激光传输物理方面的研究。

E-mail: fandy@smmail.cn

收稿日期: 2006-03-07; 收到修改稿日期: 2006-07-01

在众多透射光特征参量中,透射光强是最常用的一个用于分析评价散射过程的重要量,正确计算和分析光通过随机散射体后的透射光强对理论研究和实际应用都至关重要。但是,由于光波在微小颗粒随机散射体中传输,其幅值、相位等都随机变化,因此对其传输性质只能用统计平均和概率密度的形式来讨论。目前解决光在微小颗粒随机分散体中散射的方法有三种:多重散射解析理论^[6]、传输理论^[6,7]和蒙特卡罗方法^[8]。严格的多重散射理论和传输理论比较繁杂,一般需要进行近似简化才能用于解决实际问题,而且这些理论虽然能比较精确地计算透射光强分布,但是并不能清楚地区分透射光强的组成来源,也就不能通过分析透射光强推断出具体散射过程。本文避免使用繁杂的多重散射理论计算出射面上光强,而是在直观分析出射面上各点光强组成的基础上,指出蒙特卡罗法、一阶多重散射理论和朗伯-比尔定律所估算的透射光强包含了不同的组成来源。然后用上述三种方法分别计算了光通过微小颗粒随机散射体后出射面上的光强分布,并在此基础上分析比较三种方法计算结果的相对关系,推断出光通过随机散射体所发生的散射过程,以



及这些散射过程对透射光强贡献大小。

2 具有一定尺寸的平行光束经过微小颗粒随机散射体后出射面光强的理论分析

当无限窄细束入射到一个随机散射体,见图 1(a),根据传输理论,出射面上与入射光束相对应的 P 点处,光强组成 I_P 应该包括两部分:①未散射光和前向散射光,二者之和我们称之为衰减了的直接入射光,其对 P 点光强的贡献用 I_{P-1} 表示。衰减因素为光被吸收或被散射到其它方向。②直接入射后被散射到其它方向的光,经过多次散射后到达 P 点,对 P 点光强贡献用 I_{P-2} 表示。而出射面上除 P 点以为的其它点,如 P_1 和 P_2 处的光强,其组成只有入射光经过多次或者伪一次散射后到达该处的光,如图中③和④所示,光强分别为 I_{P-3} 和 I_{P-4} 。将光路③称为伪一次散射是因为从宏观上看该光路上好像只发生了一次散射,但其实并非只是单散射,在光路转折点之前和之后都发生了散射,并且这些散射使得传输光强沿传输光路发生衰减。

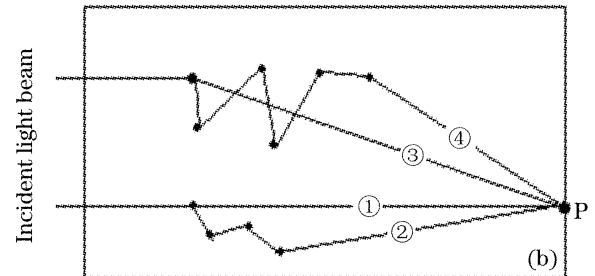


图 1 光通过随机散射体示意图

Fig. 1 Sketch of light passing through the random scatters

若入射光束为一定尺寸的平行光束,则可假想将该平行光束分为很多细光束,见图 1(b)。与出射面上 P 点对应的直接入射细光束为①,由于是平行光束,除此以外的其它细光束都没有可能直接入射到 P 点,它们只能通过散射体的散射才能到达 P 点,这些光束称为间接入射光束。P 点的光强组成来源就应该包括直接和间接入射细光束两部分。依此类推,出射面上各点光强的组成都来自于与该点相对应的直接和间接入射细光束。因此当具有一定尺寸的平行光束通过微小颗粒随机散射体,其出射面上各点光强组成包括:

1) 直接入射光束衰减后到达 P 点,用 I_{P-1} 表示,衰减的因素是被吸收或被散射到其它方向,如图 1(b)中①所示;

2) 直接入射光束中经过多重漫散射后到达 P 点的光强,用 I_{P-2} 表示,如②所示,光强在两散射点之间还要被衰减;

3) 间接入射光束或者经过衰减的间接入射光束被一次散射后到达 P 点,用 I_{P-3} 表示,如③所示,从散射点到 P 点之间要考虑衰减。

4) 间接入射光束中经过多重漫散射后到达 P 点的光强,用 I_{P-4} 表示,如④所示。多重漫散射过程中两散射点之间还要被衰减。

因此,P 点的光强 I_P 的精确解应该包括上述四部分。但是在一定近似情况下,可以忽略某些部分,得到相对准确的近似理论,并由此得到 P 点光强的近似解。如果上述四部分全部考虑,则为考虑了强多重散射后计算出的透射光强,因此应该用严格的

多重散射理论解,此时 P 点光强为 $I_{P-M} = I_{P-1} + I_{P-2} + I_{P-3} + I_{P-4}$ 。如果多重漫散射 I_{P-2} 和 I_{P-4} 比较微弱,此时只需要考虑 I_{P-1} 和 I_{P-3} ,由下文理论分析可见,忽略 I_{P-2} 和 I_{P-4} 后的透射光强解其本质上等同于一阶多重散射理论^[6,9], $I_{P-FM} = I_{P-1} + I_{P-3}$ 。如果散射比较小时,则只需考虑 I_{P-1} ,由下文可见,在不相关散射条件下就是朗伯-比尔定律^[10],计算出的光强 $I_{P-L} = I_{P-1}$ 。

因此,尽管多重散射理论对出射面光强的理论计算是最精确的,但一阶多重散射理论和朗伯-比尔定律在一定精度要求下也可用于估算透射光强。多重散射理论、一阶多重散射理论和朗伯-比尔定律计算出的光强实际上包含不同的光强组成来源,分析三种方法计算结果的相对关系,就可以分析出散射体内的散射过程特征以及各散射过程对出射面光强的贡献大小。

3 理论介绍

3.1 蒙特卡罗方法解多重散射理论

本文用蒙特卡罗法解多重散射问题。蒙特卡罗方法原理是以概率模型为基础,按照概率模型描述的过程进行数字模拟试验,将部分模拟试验的结果进行统计而得到问题的近似解。该方法仿真光在散射体中的传输过程,其研究对象为具有一定能量权重 p 的光能量单元,本文中能量单元的权重 p 直接取为一个光子能量 $h\nu$,因此下文中“光子”特指权重为一个光子能量的能量单元。光子在随机分布有微小颗粒的散射体系中传输,是一些具有一定概率分布随机过程的集合,这些随机过程包括从具有一定分布的光源中随机产生光子、随机产生光子与微小颗粒碰撞、光子与微粒碰撞后随机向各个方向散射等,光子的这些随机过程服从一定的概率分布。因此,用蒙特卡罗法模拟光子在随机散射体中的传输过程就是对上述随机过程进行随机抽样,跟踪光子在体系中的方向和位置,直到光子被吸收或者到达出射面。最后根据需要,对出射面处光子进行统计得到待求值。蒙特卡罗法仿真光子传输的步骤主要包括:1)从入射源分布中随机抽样产生光子;2)随机抽样产生光子与微小颗粒碰撞的位置,即随机产生步长;3)随机抽样产生光子与微小颗粒碰撞后的散射方向。

文中研究对象的参量如下,平行入射光波长为 λ ,光束半径为 ω_0 ,入射光强 $I_{inc}(r)$ 服从高斯分布;散射颗粒为无吸收的圆形颗粒,颗粒的半径、浓度、

与周围环境的相对折射率等分别为 R 、 N 和 m ;混合分散体系的厚度为 L ,其体系横向尺寸远大于入射光束横向尺寸。穿透随机散射体后,在同轴线上半径为 $2\omega_0$ 范围内定义为统计范围,相当于在出射面处有一探测器,探测器的接收表面半径为 $2\omega_0$,忽略整个散射体系与外界环境界面上的反射。

蒙特卡罗法计算中用到散射截面 C_{scat} 、单个颗粒对入射光散射的相函数 $p(\theta)$ 以及不对称因子 g 等都根据米氏理论^[10~12] 计算得到。为了保证仿真精度,总光子数为 10^7 个。

3.2 一阶多重散射理论

在不相关散射和忽略多重漫反射条件下,入射到散射体中任意小体积元的光只有衰减了的直接入射光,即忽略 I_{P-2} 和 I_{P-4} 得到出射面上 $P(x_P, y_P)$ 点光强 $I_{P-FM} = I_{P-1} + I_{P-3}$ 。计算对象为高斯光束通过随机分布有无吸收圆形颗粒的散射体系。在散射体系内 (x, y, z) 处取一小体积元 dV ,如图 2 所示,其体积为 $dV = dx dy dz$,该体积内含粒子 $N dx dy dz$, $l_1 = z, l_2 = L - z$,则

$$l_3 = \sqrt{(x - x_P)^2 + (y - y_P)^2},$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

$$l_2 = \sqrt{l_3^2 + l_4^2} = \sqrt{(L - z)^2 + (x - x_P)^2 + (y - y_P)^2},$$

该小体积元将入射光散射到 P 点,散射角为 $\theta = \arctan(l_3/l_4)$,忽略对漫散射光再次散射后对 P 点光强的贡献,只考虑该小体积元对衰减入射光的散射,则

$$I_{P-FM}(dV) = I_{P-1} + I_{P-3}(dV), \quad (1)$$

其中衰减了的直接入射光 I_{P-1} 为

$$I_{P-1} = I_{inc}(x_P, y_P) \exp(-C_{scat}NL), \quad (2)$$

经过 dV 中粒子的散射到达 P 点的光强 $I_{P-3}(dV)$ 为

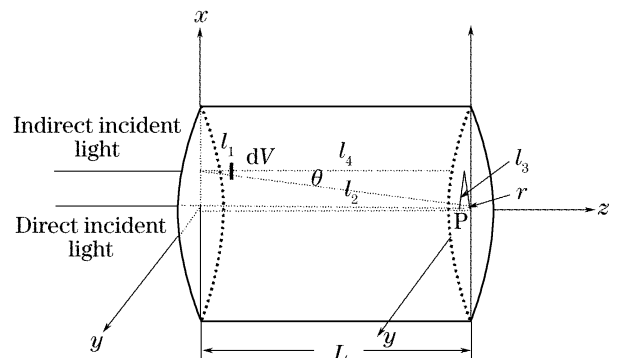


图 2 一阶多重散射理论中出射面上 P 点光强组成
Fig. 2 Light intensity of point P on the exit facet according to the first-order multiple scattering theory

$$I_{P-3}(dV) = I_{\text{inc}}(x, y) \exp(-C_{\text{scat}} N l_1) \frac{i_1(\theta) + i_2(\theta)}{2k^2 l_2^2} \exp(-C_{\text{sca}} N l_2) NdV, \quad (3)$$

$i_1(\theta)$ 和 $i_2(\theta)$ 为米氏散射函数。(3) 式中, $I_{\text{inc}}(x, y) \exp(-C_{\text{scat}} N l_1)$ 为对应于小体积元 dV 的衰减了的直接入射光, 该衰减过的直接入射光被 dV 体积元中某个粒子散射到 θ 方向后, 在不考虑衰减的情况下传输 l_2 距离后, 光强变为原来的 $\frac{i_1(\theta) + i_2(\theta)}{2k^2 l_2^2}$ 倍^[10], 但实际上传输 l_2 距离后还要衰减到 $\exp(-C_{\text{scat}} N l_2)$ 倍。因此, 一束平行光束经过微小颗粒随机散射体, 最终 P 点的光强为

$$I_{P\text{-FM}} = I_{\text{inc}}(x_P, y_P) \exp(-C_{\text{scat}} NL) + \iiint_{x \neq x_P, y \neq y_P, z} I_{\text{inc}}(x, y) \exp[-C_{\text{scat}} N(l_1 + l_2)] \frac{i_1(\theta) + i_2(\theta)}{2k^2 l_2^2} Ndxdydz, \quad (4)$$

$$I_{\text{inc}}(x, y) = I_0 \exp[-2(x^2 + y^2)/\omega_0^2], \quad (5)$$

I_0 为高斯光中心光强, 设 E_{total} 总为入射总能量, 则

$$I_0 = 2E_{\text{total}}/(\pi\omega_0^2), \quad (6)$$

对随机分散体坐标进行离散, 用数值方法可以解出出射面上 P 点的总光强 $I_{P\text{-FM}}$:

$$I_{P\text{-FM}} = I_{\text{inc}}(x_P, y_P) \exp(-C_{\text{scat}} NL) + \frac{N}{2k^2} \sum_{z_k} \sum_{y_j \neq y_P, x_i \neq x_P} I_{\text{inc}}(x_i, y_j) \exp[-C_{\text{scat}} N(l_1 + l_2)] \frac{i_1(\theta) + i_2(\theta)}{l_2^2} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k, \quad (7)$$

将透射面离散, 可以求得透射面所有点的光强, 用同样的方法也可以求从随机分散体反射到入射面上反射光光强分布。

这种近似方法其本质等同于一阶多重散射理论^[6,9], 但是文献[6]中结论是基于能量传输方程的近似解得出的, 本文是在直观分析出射面光强组成的基础上, 忽略多重漫散射后得出。

3.3 朗伯-比尔定律

如果只考虑衰减的直接入射光 I_{P-1} , 且在不相关散射近似条件下,

$$I_{P-L} = I_{P-1} = I_{\text{inc}}(x_P, y_P) \exp(-C_{\text{scat}} NL). \quad (8)$$

4 计算结果的分析讨论

为了能够比较全面的评价散射体特征参量等对透射面光强的影响, 我们设置了一套散射体系特征参量组合: 入射波长有 530 nm、800 nm、1060 nm 和 1300 nm; 颗粒的半径 10 nm、15 nm、20 nm、25 nm 和 30 nm; 颗粒相对折射率为 0.75、1.1、1.5、1.8 和 2, 其中折射率 0.75 可以作为水中有气泡的折射率模型; 颗粒的浓度有 $0.5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、 $1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、 $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、 $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、 $10 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、 $15 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 以及 $30 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 等。入射光为能量高斯分布的稳态光, 横截面内总能量(光子数)为 $E_{\text{total}} = 10^7$, 光束半径 $\omega_0 = 3 \times 10^{-4} \text{ m}$, 则入射光中心光强 $I_0 = 7.07 \times 10^{13}$ 。用蒙特卡罗法、一阶多重散射理论和朗伯-比尔定律分别计算截面上光强呈高斯分布的平行光束通过上述特征参量组合的微小颗粒随

机分散体后, 其透射面上的光强分布, 如图 3。计算结果发现, 在非相关散射近似下, 用三种方法计算出的光强分布, 他们之间有四组典型的相对关系。分析每一组关系, 可以得出对应于该组关系的散射体系对入射光的散射特征。

$$1) I_{P-M} \approx I_{P\text{-FM}} \approx I_{P-L}$$

如图 3(a)所示。由于 $I_{P-M} = I_{P-1} + I_{P-2} + I_{P-3} + I_{P-4}$, $I_{P\text{-FM}} = I_{P-1} + I_{P-3}$ 和 $I_{P-L} = I_{P-1}$, 比较这三式可见, 直接入射光中多重漫散射、间接入射光的一次散射、间接入射光的多重漫散射对出射面上的光强贡献都比较小, 因此整个散射体对入射光的散射很小。如果没有吸收, 则光通过该散射体系几乎没有散射损耗。这种情况, 出射面上光强的计算只需要用朗伯-比尔定律即可。

$$2) I_{P-M} > I_{P\text{-FM}} \approx I_{P-L}$$

通过数值计算发现在保证不相关散射条件下, 当光学深度 $\tau = NC_{\text{scat}} L \geq 0.4$ 时, $I_{P-3} \approx 0$, 即 I_{P-3} 对出射面光强的贡献可以忽略, 此时蒙特卡罗法、一阶多重散射理论和朗伯-比尔定律估算透射光强呈现如图 3(b)所示的相对关系。图 3(b)的计算参量为: $R = 10 \text{ nm}$, $N = 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $m = 1.5$ 和 $L = 15 \text{ cm}$, 此时 $I_{P-3} \approx 0$, $I_{P-4} + I_{P-2} > 0$ 。分析(7)式可见, 该式第一项包含 $\exp(-C_{\text{scat}} NL)$ 因子, 第二项包含 $\exp[-C_{\text{scat}} N(l_1 + l_2)]$ 和 $1/l_2^2$ 因子, 当 $L \rightarrow \infty$ 时, $\exp[-C_{\text{scat}} N(l_1 + l_2)]$ 的变化幅度与 $\exp(-C_{\text{scat}} NL)$ 趋于相同, 但是 $1/l_2^2$ 因子的存在使得第二项随着 L 增大而快速减小, 进而使 $I_{P-3} \rightarrow 0$ 。与此同时, 由于

I_{P-3} 是非直接入射光经过一次散射后对 P 点光强的贡献, I_{P-4} 是非直接入射光经过多次散射后对 P 点光强的贡献, I_{P-4} 理论上比 I_{P-3} 更小, 由 $I_{P-3} \approx 0$, 可以推得非直接入射光多次散射对 P 点光强的贡献 I_{P-4} 也会非常小。所以当 L 比较大时, 出射面上各点光强主要来自于与该点对应的直接入射光, 且直接入射光中的大角度侧向漫散射光同样由于传输路径 L 过长, 对出射面光强的贡献也很小。因此当出现 $I_{P-3} \approx 0$ 和 $I_{P-4} + I_{P-2} > 0$ 这组关系时, 出射面光强主要来自于直接入射光的前向小角散射, 此时必须用多重散射理论才能准确估算出射面上光强。

$$3) I_{P-M} > I_{P-FM} > I_{P-L}$$

如图 3(c) 所示, $I_{P-3} > 0$ 和 $I_{P-4} + I_{P-2} > 0$, 此时多重漫散射对出射面光强的贡献比较大, 该多重漫

散射不仅来自于直接入射光, 而且来自于间接入射光, 必须要用多重散射理论来计算出射面的光强。

$$4) I_{P-FM} \geq I_{P-M} > I_{P-L}$$

在计算中我们发现, 当散射颗粒的体积占有比约大于 5% 时, 会出现如图 3(d) 所示的第四组关系 $I_{P-FM} \geq I_{P-M} > I_{P-L}$ 。根据 $I_{P-M} = I_{P-1} + I_{P-2} + I_{P-3} + I_{P-4}$, $I_{P-FM} = I_{P-1} + I_{P-3}$ 和 $I_{P-L} = I_{P-1}$, 在不相关近似条件下, I_{P-M} 是不可能小于 I_{P-FM} , 但是计算结果出现了这组关系, 分析原因认为是由于此时颗粒之间的距离太短, 单个颗粒的散射模式受到其它颗粒的影响不能独立形成, 已经不是非相关散射, 此时传输理论中常用的光学长度 $\tau = N C_{\text{scat}} L$ 已不成立^[11], 需要对 τ 进行修正才能得到正确的理论估算结果。

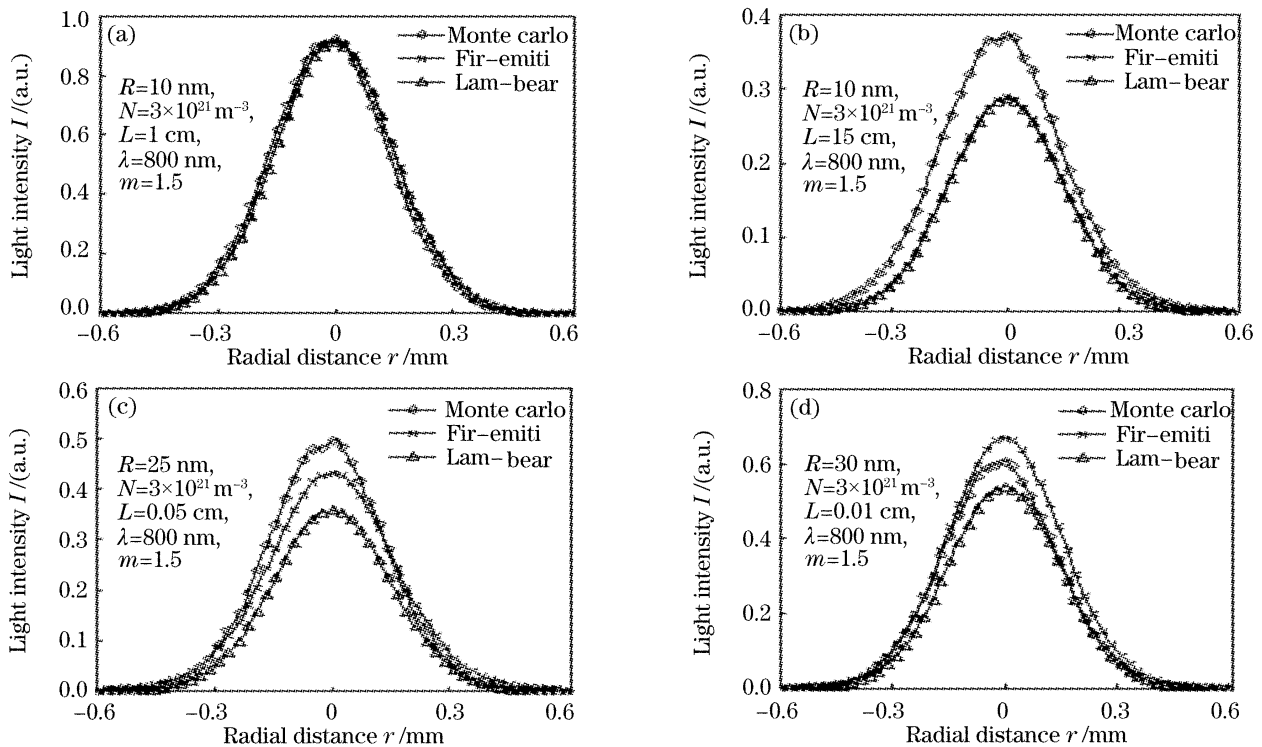


图 3 不同特征参量组合得到的光强分布

Fig. 3 Light intensity distribution with different characteristic parameter

5 结 论

具有一定尺寸的平行光束通过微小颗粒随机分布散射体后, 出射面上各点的光强组成包括四部分: 衰减了的直接入射光、多重漫散射直接入射光、经过衰减和一次散射的间接入射光以及经过多重漫散射的间接入射光。蒙特卡罗法、一阶多种散射理论和朗伯-比尔定律是对上述四部分光强组成来源经过不同程度的近似简化后, 得出的计算出射面上各点光强的方法。在不相关散射近似下, 三种方法对透射光强的估算理论上应该满足关系: $I_{P-M} \geq I_{P-FM} \geq I_{P-L}$, 但实

际数值计算结果发现有例外。在不相关散射前提条件下, 用这三种方法计算出射面上的光强分布, 他们的计算结果有如下几种相对关系: $I_{P-M} \approx I_{P-FM} \approx I_{P-L}$, $I_{P-M} > I_{P-FM} \approx I_{P-L}$ 和 $I_{P-M} > I_{P-FM} > I_{P-L}$ 。当为第一种关系时体系对入射光的散射非常小, 如果没有吸收, 则光通过该体系几乎没有损耗; 如果为第二种关系时, 可以分析得出光通过该散射体, 出射面光强主要来自于直接入射光的前向小角散射。如果为第三种关系, 则说明体系中多重散射非常强, 各种散射过程对出射面光强的贡献都不可忽略。在不相关散

射近似下,计算结果还有可能出现 $I_{P-FM} \geq I_{P-M}$,其原因可能是此时体系散射为相关散射,颗粒之间距离比较短,单个颗粒的散射模式受其它颗粒的影响,理论估算用的 $\tau = NC_{\text{scat}}L$ 必须要经过修正后才能得到正确的光强估算结果。

另外,由于本文所讨论的三种估算透射光强的方法中,所用到的与颗粒大小有关的参量为散射截面 C_{scat} ,相函数 $p(\theta)$ 和不对称因子 g ,这三个参量都是由米氏理论计算得到,米氏理论适用于各种颗粒大小^[12],因此文中有关纳米颗粒的讨论同样适用于其他尺寸量级的散射颗粒。

参 考 文 献

- 1 D. Chicea, I. Turcu. A random walk monte carlo approach to simulate multiple light scattering on biological suspensions[J]. *Romanian Reports in Physics*, 2005, **57**(3): 418~425
- 2 Marek Czerwinski, Janusz Mroczka, Thiery Girasole *et al.*. Light-transmittance predictions under multiple-light-scattering conditions. II. Inverse problem: particle size determination[J]. *Appl. Opt.*, 2001, **40**(9): 1525~1531
- 3 Su Mingxu, Ren Kuangfang, Grehan G *et al.*. The affect of light multiple scattering on particle sizing by using light extinction method[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(5): 696~699 (in Chinese)
苏明旭,任宽芳, Grehan G 等. 光复散射对消光法粒径测量的影响: 复散射模型与数值模拟[J]. *光学学报*, 2004, **24**(5): 697~699
- 4 Han Yiping, Du Yungang. Electromagnetic scattering for a non-spherical aerosols with arbitrary shaped beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(4): 630~633 (in Chinese)
韩一平,杜云刚. 非球形大气粒子对任意波束的电磁散射特性[J]. *光学学报*, 2006, **26**(4): 630~633
- 5 Wu Zhensen, You Jinguang, Yang Ruike. Study on laser attenuation character in sand and dust storms[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(9): 1075~1080 (in Chinese)
吴振森,由金光,杨瑞科. 激光在沙尘暴中地衰减特性研究[J]. *中国激光*, 2004, **31**(9): 1075~1080
- 6 A. Ishimaru. Theory and application of wave propagation and scattering in random media [J]. *Proceedings of The IEEE*, 1977, **65**(7): 1030~1061
- 7 R. A. J. Groenhuis, H. A. Ferwerda, J. J. Ten Bosch. Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurement. 1: Theoy [J]. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(16): 2456~2462
- 8 Flock S. T., Patterson M. S., Wilson B. C. *et al.*. Monte Carlo modeling of light propagation in highly scattering tissues. I. Model predictions and comparison with diffusion theory [J]. *IEEE Transactions on, Biomedical Engineering*, 1989, **36**(12): 1162~1168
- 9 N. L. Larionova, I. L. Maksimova. Scattering spectra and colour of disperse systems of low-absorptive particles [J]. *J. Molecular Structure*, 2004, **708**: 79~86
- 10 H. C. van de Hulst. *Light Scattering by Small Particles* [M]. New York: Jonh Wiley & Sons, 1957
- 11 A. Ishimaru, Y. Kuga. Attenuation constant of a coherent field in a dense distribution of particles [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, **72**(10): 1317~1320
- 12 J. A. Kong. *Electromagnetic Wave Theory* [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2003, 452~456 (in Chinese)
孔金瓯. *电磁波理论* [M]. 北京: 电子工业出版社, 2003. 452~456