



(12)发明专利

(10)授权公告号 CN 105680936 B

(45)授权公告日 2018.10.02

(21)申请号 201610121597.4

(22)申请日 2016.03.03

(65)同一申请的已公布的文献号

申请公布号 CN 105680936 A

(43)申请公布日 2016.06.15

(73)专利权人 西安工程大学

地址 710048 陕西省西安市金花南路19号

(72)发明人 宋鹏 宋菲 王建余 熊扬宇

(74)专利代理机构 西安弘理专利事务所 61214

代理人 罗笛

(51)Int.Cl.

H04B 10/073(2013.01)

(56)对比文件

CN 104079349 A,2014.10.01,

WO 0125765 A1,2001.04.12,

宋鹏等.非直视紫外光非共面通信系统性能分析.《西安工程大学学报》.2015,第29卷(第4期),

赵明宇.紫外光通信大气传输特性和调制技术研究.《中国博士学位论文全文数据库 信息科技辑》.2013,(第12(2013)期),

赵明宇.紫外光通信大气传输特性和调制技术研究.《中国博士学位论文全文数据库 信息科技辑》.2013,(第12(2013)期),

Zuo Yong等.Non-line-of-sight ultraviolet communication performance in atmospheric turbulence.《China Communication》.2013,第10卷(第11期),

审查员 李梦琦

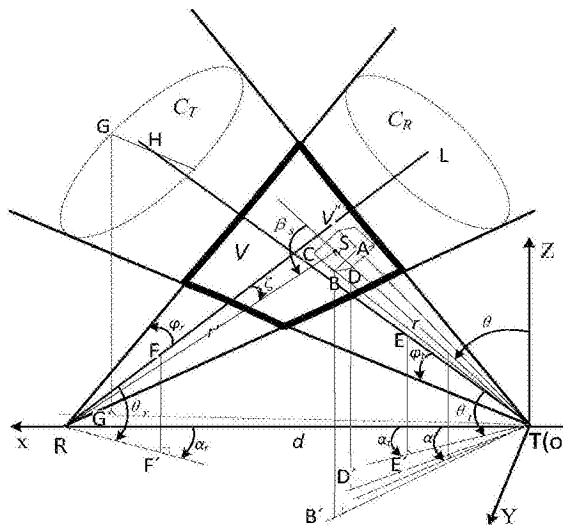
权利要求书4页 说明书8页 附图3页

(54)发明名称

一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法

(57)摘要

本发明公开了一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法,具体按照以下步骤实施:步骤1:设定发射端和接收端的参数,定义区域V',公共散射体V'∩V'',求出V'的范围;步骤2:将区域V'分为若干个微元V'',在球坐标系中,得到微元的坐标;步骤3:遍历区域V'分割成的若干个微元V'',判断微元V''是否在公共散射体V'内,如果在公共散射体V'内计算被微元V''散射后被Rx接收到的能量,将被微元V''散射后被Rx接收到的能量相加,计算得到Rx接收到的总能量,求出路径损耗.本发明一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法,仿真时间短,能够很容易的计算出通信系统的路径损耗,与MC方法的仿真结果拟合度高。



CN 105680936 B

1. 一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法,其特征在于,具体按照以下步骤实施:

步骤1: 设定发射端和接收端的参数,定义区域 V' ,公共散射体 $V \subset V'$,求出 V' 的范围;

所述步骤1具体为:

在紫外光NLOS通信中, C_T 和 C_R 分别表示发射端Tx的发散角圆锥和接收端Rx的视场角FOV圆锥,点T为 C_T 的顶点,点R为 C_R 的顶点,点H为 C_T 的任意横切面的圆心,点L为 C_R 的任意横切面的圆心,即TH为 C_T 的中心轴线,RL为 C_R 的中心轴线,发射端发散半角为 φ_T ,发射仰角为TH和其在XOY平面投影的夹角 θ_t ,坐标原点O与点T重合,接收端视场半角为 φ_R ,接收仰角为RL和其在XOY平面投影的夹角 θ_r ,TH在XOY平面的投影与X轴的夹角 α_t 是 C_T 的偏轴角,RL在XOY平面的投影与X轴的夹角 α_r 是 C_R 的偏轴角,d是点T到点R的直线距离, (θ_t, α_t) 和 (θ_r, α_r) 确定了 C_T 和 C_R 的方向;

发散角圆锥和FOV圆锥的公共区域为公共散射体V,即 $V = C_T \cap C_R$,点S为公共散射体V内的散射点,发射端发射一个光子,光子在点S被散射,在以坐标原点为参考点,由方位角、顶角和距离构成球面坐标系下,OS与Z轴的夹角 θ 为光子入射的顶角,OS在XOY平面的投影与X轴的夹角 α 为方位角,从发射端T到点S的距离为r,光子的入射方向和指向接收端的散射方向构成的夹角为散射角 β_s , ζ 为散射点S和点R的连线与RL构成的夹角, r' 是从点S到接收端R的距离;

光子在传输的过程中,遇到V内的体积微元 δV 发生散射,到达Rx的能量 δE_r 为:

$$\delta E_r = \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta}{4\pi \Omega_r r^2 r'^2} e^{-k_e(r+r')} \delta V \quad (1)$$

其中 $\Omega_r = 2\pi(1 - \cos \varphi_r)$ 是Rx的立体角, E_t 是发射光束能量, A_r 是接收探测面面积, $P(\cos \beta_s)$ 是散射相函数, k_e 是消光系数,吸收系数 k_a 和散射系数 k_s 之和构成了通信过程中大气的消光系数 k_e ,即 $k_e = k_s + k_a$;

散射相函数 $P(\cos \beta_s)$ 是瑞利散射相函数 $P^R(\cos \beta_s)$ 和米氏散射相函数 $P^M(\cos \beta_s)$ 的加权和:

$$P(\cos \beta_s) = \frac{k_s^R}{k_s} P^R(\cos \beta_s) + \frac{k_s^M}{k_s} P^M(\cos \beta_s) \quad (2)$$

其中, k_s^R 是瑞利散射的散射系数, k_s^M 是米氏散射的散射系数, $k_s = k_s^R + k_s^M$;瑞利散射相函数 $P^R(\cos \beta_s)$ 为:

$$P^R(\cos \beta_s) = \frac{3[1 + 3\gamma + (1 - \gamma)\cos^2 \beta_s]}{4(1 + 2\gamma)} \quad (3)$$

米氏散射相函数 $P^M(\cos \beta_s)$ 为:

$$P^M(\cos \beta_s) = (1 - g^2) \left[\frac{1}{(1 + g^2 - 2g \cos \beta_s)^{3/2}} + f \frac{0.5(3 \cos^2 \beta_s - 1)}{(1 + g^2)^{3/2}} \right] \quad (4)$$

其中, γ 、 g 和 f 是模型参数;

在球坐标系中,体积微元为 $\delta V = r^2 \sin \theta \delta \theta \delta \alpha \delta r$,

则,被公共散射体V散射后被Rx接收到的总能量 E_r 为:

$$E_r = \frac{E_t A_r k}{4\pi\Omega_t} \iiint_{V'} \frac{P(\cos\beta_s) \cos\alpha_s}{r'^2} e^{i\alpha_s} r' \delta\theta \delta\alpha \quad (5)$$

定义区域 V' , 范围为 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 、 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 、 $[r_{\min}, r_{\max}]$, 使 $V \subset V'$;

θ_{\min} 和 θ_{\max} 为:

$$[\theta_{\min}, \theta_{\max}] = \begin{cases} [\pi/2 - \theta_t - \varphi_t, \pi/2 - \theta_t + \varphi_t], & \varphi_t < \pi/2 - \theta_t \\ [0, \pi/2 - \theta_t + \varphi_t], & \varphi_t \geq \pi/2 - \theta_t \end{cases} \quad (6)$$

过点H做线GH平行于XOY平面,G点为线GH与 C_t 的交点,G点在XOY平面的投影为 G' ,在线TH上选取任意一点E,E点在XOY平面的投影为 E' ,应用三角定理, $\angle G'TE' = \tan^{-1}(\tan\varphi_t/\cos\theta_t)$, 则, α_{\min} 和 α_{\max} 为:

$$[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}] = \begin{cases} [\alpha_t - \angle G'TE', \alpha_t + \angle G'TE'], & \varphi_t < \pi/2 - \theta_t \\ [0, 2\pi], & \varphi_t \geq \pi/2 - \theta_t \end{cases} \quad (7)$$

对于共面的情况,公共散射体的体积是最大的,TP是发散角圆锥的中心轴线,RQ是FOV圆锥的中心轴线,P点在XOY平面的投影为 P' ,Q点在XOY平面的投影为 Q' ,点K、M、U、W为 C_t 和 C_r 的四个交点, $\angle PTP' = \theta_t$, $\angle QRQ' = \theta_r$, $\angle UTP$ 和 $\angle PTM$ 等于 φ_t , $\angle KRQ$ 和 $\angle QRM$ 等于 φ_r ,所以, $\angle UTR = \theta_t + \varphi_t$, $\angle MTR = \theta_t - \varphi_t$, $\angle KRT = \theta_r + \varphi_r$, $\angle MRT = \theta_r - \varphi_r$,对于 $\triangle UTR$,由正弦函数可得,UT为:

$$UT = d \sin(\theta_r - \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r - \varphi_r) - (\theta_t + \varphi_t)] \quad (8)$$

同样的,

$$\begin{aligned} MT &= d \sin(\theta_r - \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r - \varphi_r) - (\theta_t - \varphi_t)] \\ WT &= d \sin(\theta_r + \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r + \varphi_r) - (\theta_t + \varphi_t)] \\ KT &= d \sin(\theta_r + \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r + \varphi_r) - (\theta_t - \varphi_t)] \end{aligned} \quad (9)$$

令

$$r_{\min} = \min[UT, MT], r_{\max} = \max[WT, KT] \quad (10)$$

对于无界的公共散射体 V , $r_{\max} \rightarrow \infty$,

至此,区域 V' 的范围可得;

步骤2:将区域 V' 分为若干个微元 V'' ,在球坐标系中,得到微元的坐标;

步骤3:遍历区域 V' 分割成的若干个微元 V'' ,判断微元 V'' 是否在公共散射体 V 内,如果在公共散射体 V 内计算被微元 V'' 散射后被Rx接收到的能量,将被微元 V'' 散射后被Rx接收到的能量相加,计算得到Rx接收到的总能量,求出路径损耗。

2. 根据权利要求1所述的一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法,其特征在于,所述步骤2具体为:

设置3个整数 N_r 、 N_α 、 N_θ ,区域 $[r_{\min}, r_{\max}]$ 、 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 和 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 分别被分为 N_r 、 N_α 、 N_θ 等份,因此区域 V' 被分为了 $N_r N_\alpha N_\theta$ 个微元 V'' ,令 N_r 、 N_α 、 N_θ 均等于 N ,那么区域 V' 就被分为了 N^3 个微元 V'' ,假设3个整数 i 、 j 、 k ,且 $1 \leq i, j, k \leq N$, i 为区域 $[r_{\min}, r_{\max}]$ 被分的第 i 份, j 为区域 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 被分的第 j 份, k 为区域 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 被分的第 k 份, $[i, j, k]$ 代表一个微元 V'' ,A、B、C、D为区域 V' 内的一微元 V'' 的四个顶点,点S是 V'' 的中心,设置3个变量 r_u 、 α_u 、 θ_u ,BC的长度 $r_u =$

$(r_{\max}-r_{\min})/N$; $\angle ATB = (\theta_{\max}-\theta_{\min})/N = \theta_u$; 点B和点D在XOY平面的投影分别为B'和D', $\angle B'TD' = (\alpha_{\max}-\alpha_{\min})/N = \alpha_u$, 在球坐标系中, 点S、A、B、C、D的坐标可由如下公式得到:

$$\begin{aligned} [r_S, \alpha_S, \theta_S] &= [r_{\min} + r_u(i-1/2), \alpha_{\min} + \alpha_u(j-1/2), \theta_{\min} + \theta_u(k-1/2)] \\ [r_A, \alpha_A, \theta_A] &= [r_{\min} + r_u(i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u j, \theta_{\min} + \theta_u(k-1)] \\ [r_B, \alpha_B, \theta_B] &= [r_{\min} + r_u(i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u j, \theta_{\min} + \theta_u k] \\ [r_C, \alpha_C, \theta_C] &= [r_{\min} + r_u i, \alpha_{\min} + \alpha_u j, \theta_{\min} + \theta_u k] \\ [r_D, \alpha_D, \theta_D] &= [r_{\min} + r_u(i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u(j-1), \theta_{\min} + \theta_u k] \end{aligned} \quad (11)$$

在笛卡尔坐标系中, 点S的坐标可由如下公式得到:

$$[x_S, y_S, z_S] = [r_S \sin(\theta_S) \cos(\alpha_S), r_S \sin(\theta_S) \sin(\alpha_S), r_S \cos(\theta_S)] \quad (12)$$

3. 根据权利要求2所述的一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法, 其特征在于, 所述步骤3具体为:

已知点T的坐标为(0, 0, 0), 点R的坐标为(d, 0, 0), 定义[T→E]和[R→F]是点T到点E和点R到点F的单元方向矢量, 定义[T→S]和[R→S]是点T到点S和点R到点S的矢量, 公式如下所示:

$$\begin{aligned} [T \rightarrow E] &= [\cos \theta_t \cos \alpha_t, \cos \theta_t \sin \alpha_t, \sin \theta_t] \\ [R \rightarrow F] &= [\cos \theta_r \cos \alpha_r, \cos \theta_r \sin \alpha_r, \sin \theta_r] \\ [T \rightarrow S] &= [x_S, y_S, z_S] \\ [R \rightarrow S] &= [x_S - d, y_S, z_S] \end{aligned} \quad (13)$$

则

$$\begin{aligned} \angle STE &= \cos^{-1} \left(\frac{[T \rightarrow E] \cdot [T \rightarrow S]}{|T \rightarrow S|} \right) \\ \angle SRF &= \cos^{-1} \left(\frac{[R \rightarrow E] \cdot [R \rightarrow S]}{|R \rightarrow S|} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

如果 $(\angle STE < \varphi_t) \cap (\angle SRF < \varphi_r)$ 为真, 那么中心点S在区域V内;

因为微元V'非常小, 可以将微元近似认为就是点S, 则散射角 β_s 近似为:

$$\beta_s = \pi - \angle TSR = \cos^{-1} \left(\frac{[T \rightarrow S] \cdot [S \rightarrow R]}{|T \rightarrow S| \cdot |S \rightarrow R|} \right) \quad (15)$$

其中 $[S \rightarrow R] = [d - x_S, -y_S, -z_S]$,

由公式(2)可得被微元V'散射后被Rx接收到的能量 $E_{V'r}$ 为:

$$\begin{aligned} E_{V'r} &= \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta}{4\pi \Omega_t r'^2} \int_{r_B}^{r_C} \int_{\alpha_D}^{\alpha_B} \int_{\theta_A}^{\theta_B} \sin \theta e^{-k_e(r+r')} \delta\theta \delta\alpha \delta r \\ &= \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta (\cos \theta_B - \cos \theta_A) (\alpha_B - \alpha_D) (e^{k_e r_B} - e^{k_e r_C})}{4\pi \Omega_t r'^2 k_e e^{k_e(r'+r_B+r_C)}} \end{aligned} \quad (16)$$

其中, $\zeta = \angle SRF$, $r' = |R \rightarrow S|$;

遍历区域V'分割成的 N^3 个微元V', 如果 $(\angle STE < \varphi_t) \cap (\angle SRF < \varphi_r)$ 为真, 由公式

(16) 可以计算得出 E_{V_r} , 因此, Rx接收到的总能量 E_r 为:

$$E_r = \sum_{S_{(i,j,k)} \in V} E_{V_{(i,j,k)}^r} \quad (17)$$

路径损耗PL可为:

$$PL = 101g (E_t/E_r) \quad (18)。$$

一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法

技术领域

[0001] 本发明属于紫外光通信技术领域,具体涉及一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法。

背景技术

[0002] 紫外光通信就是把紫外光作为信息传输的载体,将需要传输的信息加载到紫外光上,以实现信息的发送和接收。在无线激光通信中,采用的是直视的通信方式,即发射端与接收端必须对准。非直视通信是指发射端发射出的紫外光子在大气中传输时,由于紫外光波长很短,被大气粒子散射而能够绕过障碍物到达接收端的过程。只要发射端发散角能够与接收端接收视场角在空中形成公共散射体,那么非直视(non-line-of-sight,NLOS)通信就变得可能。当直视通信无法实现时,NLOS通信则能保证发射端和接收端之间通信的畅通。

[0003] 关于NLOS紫外光大气传输的理论模型现在采用的主要方法有单次散射近似法和蒙特卡罗(Monte Carlo,MC)方法。经典的单次散射模型通过三重积分求通信系统的路径损耗(path loss,PL),但是,在仿真过程中复杂的三重积分很难实现。如果用简化公式来代替三重积分,要求公共散射体是闭合的,发散角和接收视场角比较小。MC方法是一种以概率统计理论为基础的计算方法,可以通过MC方法来对单次散射传输过程进行仿真,但是存在计算量大,耗时久的问题。

发明内容

[0004] 本发明的目的是提供一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法,解决了现有的经典单次散射模型仿真困难和MC算法仿真时间过长的的问题。

[0005] 本发明所采用的技术方案是,一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法,具体按照以下步骤实施:

[0006] 步骤1:设定发射端和接收端的参数,定义区域 V' ,公共散射体 $V \subset V'$,求出 V' 的范围;

[0007] 步骤2:将区域 V' 分为若干个微元 V'' ,在球坐标系中,得到微元的坐标;

[0008] 步骤3:遍历区域 V' 分割成的若干个微元 V'' ,判断微元 V'' 是否在公共散射体 V 内,如果在公共散射体 V 内计算被微元 V'' 散射后被Rx接收到的能量,将被微元 V'' 散射后被Rx接收到的能量相加,计算得到Rx接收到的总能量,求出路径损耗。

[0009] 本发明的特点还在于,

[0010] 步骤1具体为:

[0011] 在紫外光NLOS通信中, C_T 和 C_R 分别表示发射端 T_x 的发散角圆锥和接收端 R_x 的视场角FOV圆锥,点 T 为 C_T 的顶点,点 R 为 C_R 的顶点,点 H 为 C_T 的任意横切面的圆心,点 L 为 C_R 的任意横切面的圆心,即 TH 为 C_T 的中心轴线, RL 为 C_R 的中心轴线,发射端发散半角为 φ_t ,发射仰角为 θ_t 和其在 XOY 平面投影的夹角 α_t ,坐标原点 O 与点 T 重合,接收端视场半角为 φ_r ,接收仰角为 θ_r 和其在 XOY 平面投影的夹角 α_r , TH 在 XOY 平面的投影与 X 轴的夹角 α_t 是 C_T 的偏轴角, RL 在 XOY

平面的投影与X轴的夹角 α_r 是 C_R 的偏轴角,d是点T到点R的直线距离, (θ_t, α_t) 和 (θ_r, α_r) 确定了 C_T 和 C_R 的方向;

[0012] 发散角圆锥和FOV圆锥的公共区域为公共散射体V,即 $V=C_T \cap C_R$,点S为公共散射体V内的散射点,发射端发射一个光子,光子在点S被散射,在以坐标原点为参考点,由方位角、顶角和距离构成球面坐标系下,OS与Z轴的夹角 θ 为光子入射的顶角,OS在XOY平面的投影与X轴的夹角 α 为方位角,从发射端T到点S的距离为r,光子的入射方向和指向接收端的散射方向构成的夹角为散射角 β_s , ζ 为散射点S和点R的连线与RL构成的夹角,r'是从点S到接收端R的距离;

[0013] 光子在传输的过程中,遇到V内的体积微元 δV 发生散射,到达 R_x 的能量 dE_r 为:

$$[0014] \quad \delta E_r = \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta}{4\pi \Omega_r r^2 r'^2} e^{-k_e(r+r')} \delta V \quad (1)$$

[0015] 其中 $\Omega_r = 2\pi(1 - \cos \varphi_r)$ 是 R_x 的立体角, E_t 是发射光束能量, A_r 是接收探测面面积, $P(\cos \beta_s)$ 是散射相函数, k_e 是消光系数,吸收系数 k_a 和散射系数 k_s 之和构成了通信过程中大气的消光系数 k_e ,即 $k_e = k_s + k_a$;

[0016] 散射相函数 $P(\cos \beta_s)$ 是瑞利散射相函数 $P^R(\cos \beta_s)$ 和米氏散射相函数 $P^M(\cos \beta_s)$ 的加权和:

$$[0017] \quad P(\cos \beta_s) = \frac{k_s^R}{k_s} P^R(\cos \beta_s) + \frac{k_s^M}{k_s} P^M(\cos \beta_s) \quad (2)$$

[0018] 其中, k_s^R 是瑞利散射的散射系数, k_s^M 是米氏散射的散射系数, $k_s = k_s^R + k_s^M$;瑞利散射相函数 $P^R(\cos \beta_s)$ 为:

$$[0019] \quad P^R(\cos \beta_s) = \frac{3[1 + 3\gamma + (1 - \gamma)\cos^2 \beta_s]}{4(1 + 2\gamma)} \quad (3)$$

[0020] 米氏散射相函数 $P^M(\cos \beta_s)$ 为:

$$[0021] \quad P^M(\cos \beta_s) = (1 - g^2) \left[\frac{1}{(1 + g^2 - 2g \cos \beta_s)^{3/2}} + f \frac{0.5(3 \cos^2 \beta_s - 1)}{(1 + g^2)^{3/2}} \right] \quad (4)$$

[0022] 其中, γ 、 g 和 f 是模型参数;

[0023] 在球坐标系中,体积微元为 $\delta V = r^2 \sin \theta \delta \theta \delta \alpha \delta r$,

[0024] 则,被公共散射体V散射后被 R_x 接收到的总能量 E_r 为:

$$[0025] \quad E_r = \frac{E_t A_r k_s}{4\pi \Omega_r} \iiint_V \frac{P(\cos \beta_s) \cos \zeta \sin \theta}{r'^2} e^{-k_e(r+r')} \delta \theta \delta \alpha \delta r \quad (5)$$

[0026] 定义区域 V' ,范围为 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 、 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 、 $[r_{\min}, r_{\max}]$,使 $V \subset V'$;

[0027] θ_{\min} 和 θ_{\max} 为:

$$[0028] \quad [\theta_{\min}, \theta_{\max}] = \begin{cases} [\pi/2 - \theta_t - \varphi_t, \pi/2 - \theta_t + \varphi_t], & \varphi_t < \pi/2 - \theta_t \\ [0, \pi/2 - \theta_t + \varphi_t], & \varphi_t \geq \pi/2 - \theta_t \end{cases} \quad (6)$$

[0029] 过点H做线GH平行于XOY平面,G点为线GH与 C_T 的交点,G点在XOY平面的投影为 G' ,在线TH上选取任意一点E,E点在XOY平面的投影为 E' ,应用三角定理,

$\angle G'TE' = \tan^{-1}(\tan\varphi_t/\cos\theta_t)$, 则, α_{\min} 和 α_{\max} 为:

$$[0030] \quad [\alpha_{\min}, \alpha_{\max}] = \begin{cases} [\alpha_t - \angle G'TE', \alpha_t + \angle G'TE'], & \varphi_t < \pi/2 - \theta_t \\ [0, 2\pi], & \varphi_t \geq \pi/2 - \theta_t \end{cases} \quad (7)$$

[0031] 对于共面的情况, 公共散射体的体积是最大的, TP是发散角圆锥的中心轴线, RQ是FOV圆锥的中心轴线, P点在XOY平面的投影为P', Q点在XOY平面的投影为Q', 点K、M、U、W为C_T和C_R的四个交点, $\angle PTP' = \theta_t$, $\angle QRQ' = \theta_r$, $\angle UTP$ 和 $\angle PTM$ 等于 φ_t , $\angle KRQ$ 和 $\angle QRM$ 等于 φ_r , 所以, $\angle UTR = \theta_t + \varphi_t$, $\angle MTR = \theta_t - \varphi_t$, $\angle KRT = \theta_r + \varphi_r$, $\angle MRT = \theta_r - \varphi_r$, 对于 $\triangle UTR$, 由正弦函数可得, UT为:

$$[0032] \quad UT = d \sin(\theta_r - \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r - \varphi_r) - (\theta_t + \varphi_t)] \quad (8)$$

[0033] 同样的,

$$[0034] \quad \begin{aligned} MT &= d \sin(\theta_r - \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r - \varphi_r) - (\theta_t - \varphi_t)] \\ WT &= d \sin(\theta_r + \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r + \varphi_r) - (\theta_t + \varphi_t)] \\ KT &= d \sin(\theta_r + \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r + \varphi_r) - (\theta_t - \varphi_t)] \end{aligned} \quad (9)$$

[0035] 另

$$[0036] \quad r_{\min} = \min[UT, MT], r_{\max} = \max[WT, KT] \quad (10)$$

[0037] 对于无界的公共散射体V, $r_{\max} \rightarrow \infty$,

[0038] 至此, 区域V'的范围可得。

[0039] 步骤2具体为:

[0040] 设置3个整数 N_r 、 N_α 、 N_θ , 区域 $[r_{\min}, r_{\max}]$ 、 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 和 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 分别被分为 N_r 、 N_α 、 N_θ 等份, 因此区域V'被分为了 $N_r N_\alpha N_\theta$ 个微元V'', 另 N_r 、 N_α 、 N_θ 均等于N, 那么区域V'就被分为了 N^3 个微元V'', 假设3个整数i、j、k, 且 $1 \leq i, j, k \leq N$, i为区域 $[r_{\min}, r_{\max}]$ 被分的第i份, j为区域 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 被分的第j份, k为区域 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 被分的第k份, $[i, j, k]$ 代表一个微元V'', A、B、C、D为区域V'内的一微元V''的四个顶点, 点S是V''的中心, 设置3个变量 r_u 、 α_u 、 θ_u , BC的长度 $r_u = (r_{\max} - r_{\min}) / N$; $\angle ATB = (\theta_{\max} - \theta_{\min}) / N = \theta_u$; 点B和点D在XOY平面的投影分别为B'和D', $\angle B'TD' = (\alpha_{\max} - \alpha_{\min}) / N = \alpha_u$, 在球坐标系中, 点S、A、B、C、D的坐标可由如下公式得到:

$$[0041] \quad [r_s, \alpha_s, q_s] = [r_{\min} + r_u(i-1/2), \alpha_{\min} + \alpha_u(j-1/2), q_{\min} + q_u(k-1/2)]$$

$$[0042] \quad [r_A, \alpha_A, q_A] = [r_{\min} + r_u(i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u j, q_{\min} + q_u(k-1)]$$

$$[0043] \quad [r_B, \alpha_B, q_B] = [r_{\min} + r_u(i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u j, q_{\min} + q_u k] \quad (11)$$

$$[0044] \quad [r_C, \alpha_C, q_C] = [r_{\min} + r_u i, \alpha_{\min} + \alpha_u j, q_{\min} + q_u k]$$

$$[0045] \quad [r_D, \alpha_D, q_D] = [r_{\min} + r_u(i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u(j-1), q_{\min} + q_u k]$$

[0046] 在笛卡尔坐标系中, 点S的坐标可由如下公式得到:

$$[0047] \quad [x_s, y_s, z_s] = [r_s \sin(q_s) \cos(\alpha_s), r_s \sin(q_s) \sin(\alpha_s), r_s \cos(q_s)] \quad (12)$$

[0048] 步骤3具体为:

[0049] 已知点T的坐标为(0, 0, 0), 点R的坐标为(d, 0, 0), 定义 $[T \rightarrow E]$ 和 $[R \rightarrow F]$ 是点T到点E和点R到点F的单元方向矢量, 定义 $[T \rightarrow S]$ 和 $[R \rightarrow S]$ 是点T到点S和点R到点S的矢量, 公式如下所示:

$$[0050] \quad [T \rightarrow E] = [\cos q_t \cos \alpha_t, \cos q_t \sin \alpha_t, \sin q_t]$$

[0051] $[R \rightarrow F] = [\cos q_r \cos a_r, \cos q_r \sin a_r, \sin q_r]$ (13)

[0052] $[T \rightarrow S] = [x_s, y_s, z_s]$

[0053] $[R \rightarrow S] = [x_s - d, y_s, z_s]$

[0054] 则

[0055] $\angle STE = \cos^{-1} \left(\frac{[T \rightarrow E] \cdot [T \rightarrow S]}{|T \rightarrow S|} \right)$ (14)

[0056] $\angle SRF = \cos^{-1} \left(\frac{[R \rightarrow E] \cdot [R \rightarrow S]}{|R \rightarrow S|} \right)$

[0057] 如果 $(\angle STE < \varphi_t) \cap (\angle SRF < \varphi_r)$ 为真, 那么中心点 S 在区域 V 内;

[0058] 因为微元 V' 非常小, 可以将微元近似认为就是点 S, 则散射角 β_s 近似为:

[0059] $\beta_s = \pi - \angle TSR = \cos^{-1} \left(\frac{[T \rightarrow S] \cdot [S \rightarrow R]}{|T \rightarrow S| \cdot |S \rightarrow R|} \right)$ (15)

[0060] 其中 $[S \rightarrow R] = [d - x_s, -y_s, -z_s]$,

[0061] 由公式 (2) 可得被微元 V' 散射后被 Rx 接收到的能量 $E_{V'r}$ 为:

[0062]
$$E_{V'r} = \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta}{4\pi \Omega_r r'^2} \int_{r_B}^{r_C} \int_{\alpha_D}^{\alpha_B} \int_{\theta_A}^{\theta_B} \sin \theta e^{-k_e(r+r')} \delta\theta \delta\alpha \delta r$$
 (16)

$$= \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta (\cos \theta_B - \cos \theta_A) (\alpha_B - \alpha_D) (e^{k_e r_B} - e^{k_e r_C})}{4\pi \Omega_r r'^2 k_e e^{k_e(r+r_B+r_C)}}$$

[0063] 其中, $\zeta = \angle SRF$, $r' = |R \rightarrow S|$;

[0064] 遍历区域 V' 分割成的 N^3 个微元 V', 如果 $(\angle STE < \varphi_t) \cap (\angle SRF < \varphi_r)$ 为真, 由公式 (16) 可以计算得出 $E_{V'r}$, 因此, Rx 接收到的总能量 E_r 为:

[0065] $E_r = \sum_{S_{(i,j,k)} \in V'} E_{V'_{(i,j,k)}r}$ (17)

[0066] 路径损耗 PL 可为:

[0067] $PL = 10 \lg(E_t/E_r)$ (18)。

[0068] 本发明的有益效果是: 本发明一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法, 实现了 NLOS 紫外光通信单次散射过程路径损耗的计算, 不需要根据发射端和接收端的几何参数, 把三重积分分成多种情况, 对模型中的几何参数无限制。路径损耗计算方法中遍历微元法中积分的上限和下限为定值, 被积函数被简化, 将分区域三重积分运算转化为乘法运算的累加和。本发明一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法, 仿真时间短, 能够很容易的计算出通信系统的路径损耗, 与 MC 方法的仿真结果拟合度高。

附图说明

[0069] 图1是本发明路径损耗计算方法中 NLOS 非共面传输模型图;

[0070] 图2是本发明路径损耗计算方法中 NLOS 共面传输模型图;

[0071] 图3是紫外光非直视非共面传输模型的仿真图;

[0072] 图4是本发明实施例中紫外光单次散射遍历微元法路径损耗仿真结果对比图。

具体实施方式

[0073] 下面结合附图和具体实施方式对本发明进行详细说明。

[0074] 本发明一种非直视紫外光通信单次散射过程路径损耗计算方法,具体按照以下步骤实施:

[0075] 步骤1:设定发射端和接收端的参数,定义区域 V' ,公共散射体 $V \subset V'$,求出 V' 的范围。

[0076] 在紫外光NLOS(non-line-of-sight,非直视)通信中,NLOS非共面单次散射模型图如图1所示。 C_T 和 C_R 分别表示发射端(Tx)的发散角圆锥和接收端(Rx)的视场角(field of view,FOV)圆锥。点T为 C_T 的顶点,点R为 C_R 的顶点,点H为 C_T 的任意横切面的圆心,点L为 C_R 的任意横切面的圆心,即TH为 C_T 的中心轴线,RL为 C_R 的中心轴线。发射端发散半角为 φ_t ,发射仰角为TH和其在XOY平面投影的夹角 θ_t ,坐标原点O与点T重合。接收端视场半角为 φ_r ,接收仰角为RL和其在XOY平面投影的夹角 θ_r 。TH在XOY平面的投影与X轴的夹角 α_t 是 C_T 的偏轴角,RL在XOY平面的投影与X轴的夹角 α_r 是 C_R 的偏轴角。 d 是点T到点R的直线距离。 (θ_t, α_t) 和 (θ_r, α_r) 确定了 C_T 和 C_R 的方向。

[0077] 定义发散角圆锥和FOV圆锥的公共区域为公共散射体 V ,也就是 $V = C_T \cap C_R$ 。定义点S为公共散射体 V 内的散射点。发射端发射一个光子,光子在点S被散射。在以坐标原点为参考点,由方位角、顶角和距离构成球面坐标系下,定义关于这一段射线的各个参数:OS与Z轴的夹角 θ 为光子入射的顶角,OS在XOY平面的投影与X轴的夹角 α 为方位角,从发射端T到点S的距离定义为 r 。定义光子的入射方向和指向接收端的散射方向构成的夹角为散射角 β_s 。 ζ 为散射点S和点R的连线和RL构成的夹角。 r' 是从点S到接收端R的距离。

[0078] 光子在传输的过程中,遇到 V 内的体积微元 δV 发生散射,到达Rx的能量可由如下公式得到

$$[0079] \quad \delta E_r = \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta}{4\pi \Omega_t r^2 r'^2} e^{-k_e(r+r')} \delta V, \quad (1)$$

[0080] 其中 $\Omega_t = 2\pi(1 - \cos \varphi_t)$ 是Rx的立体角, E_t 是发射光束能量, A_r 是接收探测面面积, $P(\cos \beta_s)$ 是散射相函数, k_e 是消光系数,吸收系数 k_a 和散射系数 k_s 之和构成了通信过程中大气的消光系数 k_e ,也就是 $k_e = k_s + k_a$ 。

[0081] 散射相函数 $P(\cos \beta_s)$ 是瑞利散射(分子)相函数 $P^R(\cos \beta_s)$ 和米氏散射(气溶胶)相函数 $P^M(\cos \beta_s)$ 的加权和:

$$[0082] \quad P(\cos \beta_s) = \frac{k_s^R}{k_s} P^R(\cos \beta_s) + \frac{k_s^M}{k_s} P^M(\cos \beta_s), \quad (2)$$

[0083] 其中, k_s^R 是瑞利散射的散射系数, k_s^M 是米氏散射的散射系数, $k_s = k_s^R + k_s^M$ 。瑞利散射和米氏散射的相函数分别为:

$$[0084] \quad P^R(\cos \beta_s) = \frac{3[1 + 3\gamma + (1 - \gamma)\cos^2 \beta_s]}{4(1 + 2\gamma)} \quad (3)$$

$$[0085] \quad P^M(\cos \beta_s) = (1-g^2) \left[\frac{1}{(1+g^2-2g \cos \beta_s)^{3/2}} + f \frac{0.5(3 \cos^2 \beta_s - 1)}{(1+g^2)^{3/2}} \right] \quad (4)$$

[0086] 其中, γ 、 g 和 f 是模型参数。波长为266nm时, (γ, g, f) 为 $(0.017, 0.72, 0.5)$, (k_a, k_s^R, k_s^M) 为 $(0.74, 0.24, 0.25) \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$ 。

[0087] 在球坐标系中, 体积微元为 $\delta V = r^2 \sin \theta \delta \theta \delta \alpha \delta r$ 。因此, 被公共散射体 V 散射后被 R_x 接收到的总能量 E_r 为:

$$[0088] \quad E_r = \frac{E_t A_r k_s}{4\pi \Omega_t} \iiint_V \frac{P(\cos \beta_s) \cos \zeta \sin \theta}{r'^2} e^{-k_s(r+r')} \delta \theta \delta \alpha \delta r \quad (5)$$

[0089] 定义区域 V' , 范围为 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 、 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 、 $[r_{\min}, r_{\max}]$, 让 $V \subset V'$ 。从图1可知 θ_{\min} 和 θ_{\max} 为

$$[0090] \quad [\theta_{\min}, \theta_{\max}] = \begin{cases} [\pi/2 - \theta_t - \varphi_t, \pi/2 - \theta_t + \varphi_t], & \varphi_t < \pi/2 - \theta_t \\ [0, \pi/2 - \theta_t + \varphi_t], & \varphi_t \geq \pi/2 - \theta_t \end{cases} \quad (6)$$

[0091] 接下来, 分析 α_{\min} 和 α_{\max} 。如图1所示, 过点 H 做线 GH 平行于 XOY 平面, G 点为线 GH 与 C_T 的交点, G 点在 XOY 平面的投影为 G' , 在线 TH 上选取任意一点 E , E 点在 XOY 平面的投影为 E' , 应用三角定理, $\angle G'TE' = \tan^{-1}(\tan \varphi_t / \cos \theta_t)$, 所以, 我们可以得到 α_{\min} 和 α_{\max} , 公式如下所示:

$$[0092] \quad [\alpha_{\min}, \alpha_{\max}] = \begin{cases} [\alpha_t - \angle G'TE', \alpha_t + \angle G'TE'], & \varphi_t < \pi/2 - \theta_t \\ [0, 2\pi], & \varphi_t \geq \pi/2 - \theta_t \end{cases} \quad (7)$$

[0093] 最后, 我们给出 r_{\min} 和 r_{\max} 的设置。对于共面的情况, 如图2所示, 此时公共散射体的体积是最大的, TP 是发散角圆锥的中心轴线, RQ 是 FOV 圆锥的中心轴线, P 点在 XOY 平面的投影为 P' , Q 点在 XOY 平面的投影为 Q' 。点 K 、 M 、 U 、 W 为 C_T 和 C_R 的四个交点。 $\angle PTP' = \theta_t$, $\angle QRQ' = \theta_r$, $\angle UTP$ 和 $\angle PTM$ 等于 φ_t , $\angle KRQ$ 和 $\angle QRM$ 等于 φ_r , 所以, $\angle UTR = \theta_t + \varphi_t$,

$\angle MTR = \theta_t - \varphi_t$, $\angle KRT = \theta_r + \varphi_r$, $\angle MRT = \theta_r - \varphi_r$ 。对于 $\triangle UTR$, 由正弦函数可得, UT 为

$$[0094] \quad UT = d \sin(\theta_r - \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r - \varphi_r) - (\theta_t + \varphi_t)] \quad (8)$$

[0095] 同样的,

$$MT = d \sin(\theta_r - \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r - \varphi_r) - (\theta_t - \varphi_t)]$$

$$[0096] \quad \begin{aligned} WT &= d \sin(\theta_r + \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r + \varphi_r) - (\theta_t + \varphi_t)] \\ KT &= d \sin(\theta_r + \varphi_r) / \sin[\pi - (\theta_r + \varphi_r) - (\theta_t - \varphi_t)] \end{aligned} \quad (9)$$

[0097] 让

$$[0098] \quad r_{\min} = \min[UT, MT], r_{\max} = \max[WT, KT] \quad (10)$$

[0099] 对于无界的公共散射体 V , $r_{\max} \rightarrow \infty$ 。

[0100] 至此, 区域 V' 的范围可得。

[0101] 步骤2: 将区域 V' 分为若干个微元 V'' , 在球坐标系中, 得到微元的坐标

[0102] 设置3个整数 N_r 、 N_α 、 N_θ , 区域 $[r_{\min}, r_{\max}]$ 、 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 和 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 分别被分为 N_r 、 N_α 、 N_θ 等份, 因此区域 V' 被分为了 $N_r N_\alpha N_\theta$ 个微元 V'' , 如果让 N_r 、 N_α 、 N_θ 都等于 N , 那么区域 V' 就被分为了 N^3 个微元 V'' , 假设3个整数 i 、 j 、 k , 且 $1 \leq i, j, k \leq N$, i 代表的是区域 $[r_{\min}, r_{\max}]$ 被分的第 i

份, j 代表的是区域 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ 被分的第 j 份, k 代表的是区域 $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ 被分的第 k 份, $[i, j, k]$ 代表一个微元 V'' 。如图1所示, A, B, C, D 为区域 V' 内的一微元 V'' 的四个顶点, 点 S 是 V'' 的中心。设置3个变量 r_u, α_u, θ_u , BC 的长度 $r_u = (r_{\max} - r_{\min}) / N$; $\angle ATB = (\theta_{\max} - \theta_{\min}) / N = \theta_u$; 点 B 和点 D 在 XOY 平面的投影分别为 B' 和 D' , $\angle B'TD' = (\alpha_{\max} - \alpha_{\min}) / N = \alpha_u$ 。在球坐标系中, 点 S, A, B, C, D 的坐标可由如下公式得到:

$$[0103] \quad [r_s, \alpha_s, q_s] = [r_{\min} + r_u (i-1/2), \alpha_{\min} + \alpha_u (j-1/2), q_{\min} + q_u (k-1/2)]$$

$$[0104] \quad [r_A, \alpha_A, q_A] = [r_{\min} + r_u (i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u j, q_{\min} + q_u (k-1)]$$

$$[0105] \quad [r_B, \alpha_B, q_B] = [r_{\min} + r_u (i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u j, q_{\min} + q_u k] \quad (11)$$

$$[0106] \quad [r_C, \alpha_C, q_C] = [r_{\min} + r_u i, \alpha_{\min} + \alpha_u j, q_{\min} + q_u k]$$

$$[0107] \quad [r_D, \alpha_D, q_D] = [r_{\min} + r_u (i-1), \alpha_{\min} + \alpha_u (j-1), q_{\min} + q_u k]$$

[0108] 在笛卡尔坐标系中, 点 S 的坐标可由如下公式得到:

$$[0109] \quad [x_s, y_s, z_s] = [r_s \sin(q_s) \cos(\alpha_s), r_s \sin(q_s) \sin(\alpha_s), r_s \cos(q_s)] \quad (12)$$

[0110] 步骤3: 遍历区域 V' 分割成的若干个微元 V'' , 判断微元 V'' 是否在公共散射体 V 内, 如果在公共散射体 V 内计算被微元 V'' 散射后被 R_x 接收到的能量, 将被微元 V'' 散射后被 R_x 接收到的能量相加, 计算得到 R_x 接收到的总能量, 求出路径损耗。

[0111] 已知点 T 的坐标为 $(0, 0, 0)$, 点 R 的坐标为 $(d, 0, 0)$, 定义 $[T \rightarrow E]$ 和 $[R \rightarrow F]$ 是点 T 到点 E 和点 R 到点 F 的单元方向矢量, 定义 $[T \rightarrow S]$ 和 $[R \rightarrow S]$ 是点 T 到点 S 和点 R 到点 S 的矢量, 公式如下所示:

$$[0112] \quad [T \rightarrow E] = [\cos q_t \cos \alpha_t, \cos q_t \sin \alpha_t, \sin q_t]$$

$$[0113] \quad [R \rightarrow F] = [\cos q_r \cos \alpha_r, \cos q_r \sin \alpha_r, \sin q_r] \quad (13)$$

$$[0114] \quad [T \rightarrow S] = [x_s, y_s, z_s]$$

$$[0115] \quad [R \rightarrow S] = [x_s - d, y_s, z_s]$$

[0116] 则

$$[0117] \quad \angle STE = \cos^{-1} \left(\frac{[T \rightarrow E] \cdot [T \rightarrow S]}{|T \rightarrow S|} \right) \quad (14)$$

$$[0118] \quad \angle SRF = \cos^{-1} \left(\frac{[R \rightarrow E] \cdot [R \rightarrow S]}{|R \rightarrow S|} \right)$$

[0119] 如果 $(\angle STE < \varphi_t) \cap (\angle SRF < \varphi_r)$ 为真, 那么中心点 S 在区域 V 内。

[0120] 图3为紫外光非直视非共面传输模型的仿真图, 图中*表示的是微元的中心点, 判断微元是否在区域 V 内, 如果不在区域 V 内, 则不在图中显示; 如果在区域 V 内, 则在图中显示。

[0121] 因为微元 V'' 非常小, 可以将微元近似认为就是点 S , 则散射角 β_s 近似为:

$$[0122] \quad \beta_s = \pi - \angle TSR = \cos^{-1} \left(\frac{[T \rightarrow S] \cdot [S \rightarrow R]}{|T \rightarrow S| \cdot |S \rightarrow R|} \right) \quad (15)$$

[0123] 其中 $[S \rightarrow R] = [d - x_s, -y_s, -z_s]$,

[0124] 由公式(2)可得被微元 V'' 散射后被 R_x 接收到的能量 $E_{v''r}$ 为:

$$\begin{aligned}
 [0125] \quad E_{V^*r} &= \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta}{4\pi \Omega_r r'^2} \int_{r_B}^{r_C} \int_{\alpha_D}^{\alpha_B} \int_{\theta_A}^{\theta_B} \sin \theta e^{-k_s(r+r')} \delta\theta \delta\alpha \delta r \\
 &= \frac{E_t A_r k_s P(\cos \beta_s) \cos \zeta (\cos \theta_B - \cos \theta_A) (\alpha_B - \alpha_D) (e^{k_s r_B} - e^{k_s r_C})}{4\pi \Omega_r r'^2 k_s e^{k_s(r'+r_B+r_C)}} \quad (16)
 \end{aligned}$$

[0126] 其中, $\zeta = \angle \text{SRF}$, $r' = |R \rightarrow S|$ 。

[0127] 遍历区域 V' 分割成的 N^3 个微元 V'' , 如果 $(\angle \text{STE} < \varphi_t) \cap (\angle \text{SRF} < \varphi_r)$ 为真, 由公式 (16) 可以计算得出 $E_{V''r}$, 所以将该方法定义为遍历微元法。因此, Rx 接收到的总能量 E_r 可由如下公式计算得到

$$[0128] \quad E_r = \sum_{S_{(i,j,k)} \in V} E_{V_{(i,j,k)}''} \quad (17)$$

[0129] 路径损耗可由如下公式计算得到

$$[0130] \quad \text{PL} = 10 \lg(E_t/E_r) \quad (18)$$

[0131] 实施例

[0132] 为了验证遍历微元法的性能, 我们将该算法与 MC 单次散射方法进行了相关的路径损耗的仿真和比较。

[0133] 设置 Rx 的探测面半径为 $1.5 \times 10^{-2} \text{m}$, $d = 100 \text{m}$, $\theta_t = 30^\circ$, $\theta_r = 60^\circ$, $\varphi_t = 10^\circ$, $\varphi_r = 20^\circ$, $\alpha_t = 0^\circ$, $\alpha_r = \{0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ\}$ 。仿真结果对比图如图 4 所示, 左边的纵坐标是路径损耗 (PL), 右边的纵坐标是公共散射体体积 $|V|$ 。图中的四条曲线分别表示的是利用蒙特卡罗 MC 多次散射方法得到的路径损耗的变化曲线、利用 MC 单次散射方法得到的路径损耗变化曲线、利用遍历微元法得到的路径损耗变化曲线以及利用遍历微元法得到的公共散射体体积变化曲线。注意到随着 α_r 的增加, PL 增加, $|V|$ 逐渐减小, 由遍历微元法得到的 PL 曲线与 MC 单次散射方法得到的 PL 曲线匹配度很高, 并且略大于 MC 多次散射方法得到的 PL 曲线。

[0134] 在 MC 仿真中, 设置发射端发射的光子数为 10^6 , 通过 MC 方法计算 PL 所需的平均时间为 107.514 秒。基于之前对遍历微元法的分析, 将 N 设置为 60。用同一台电脑, 设置相同的参数, 采用遍历微元法计算 PL 仅需 11.078 秒。结果显示遍历微元法能够节省 89.70% 的时间。

[0135] 通过验证可以看出遍历微元法仿真结果与 MC 方法仿真结果匹配度非常高, 并且仿真时间更短。

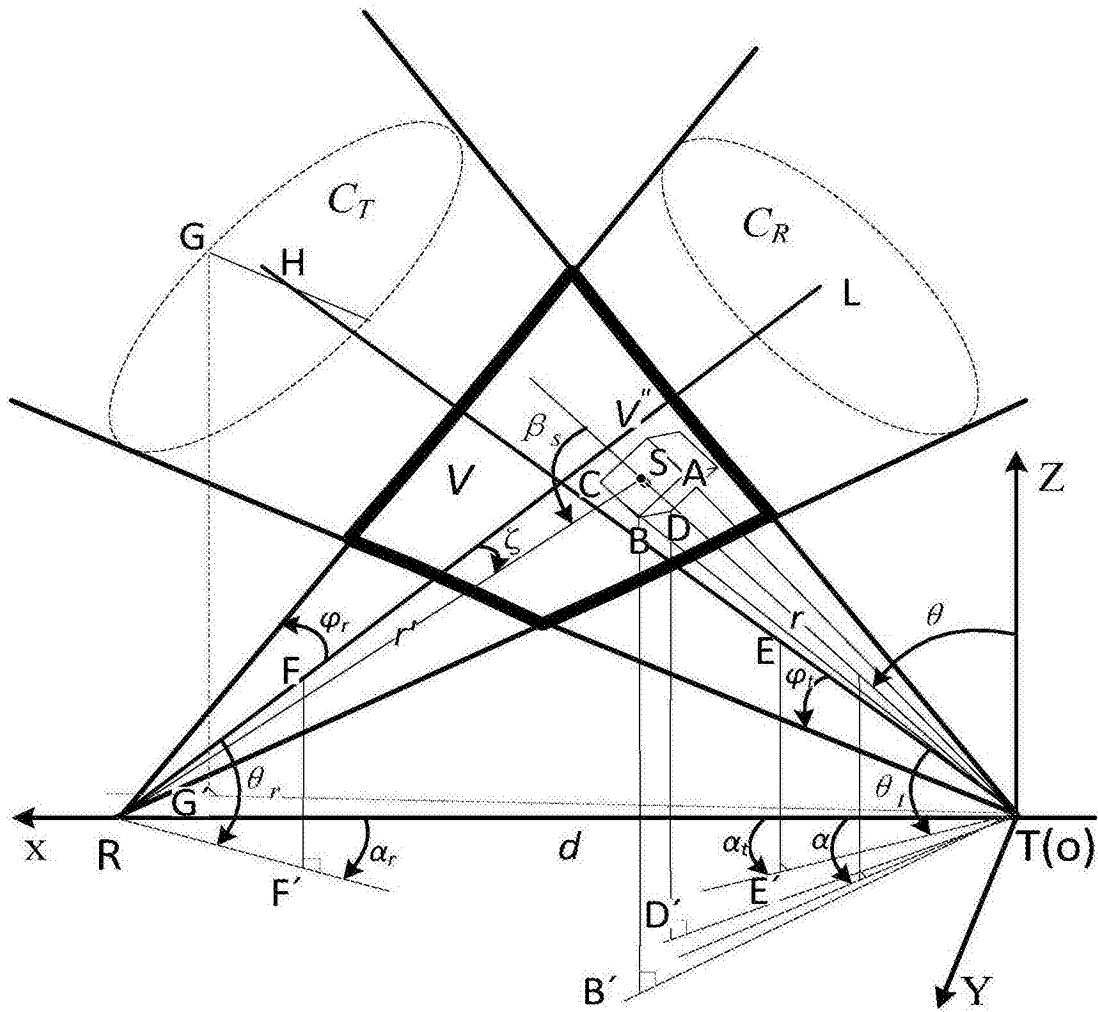


图1

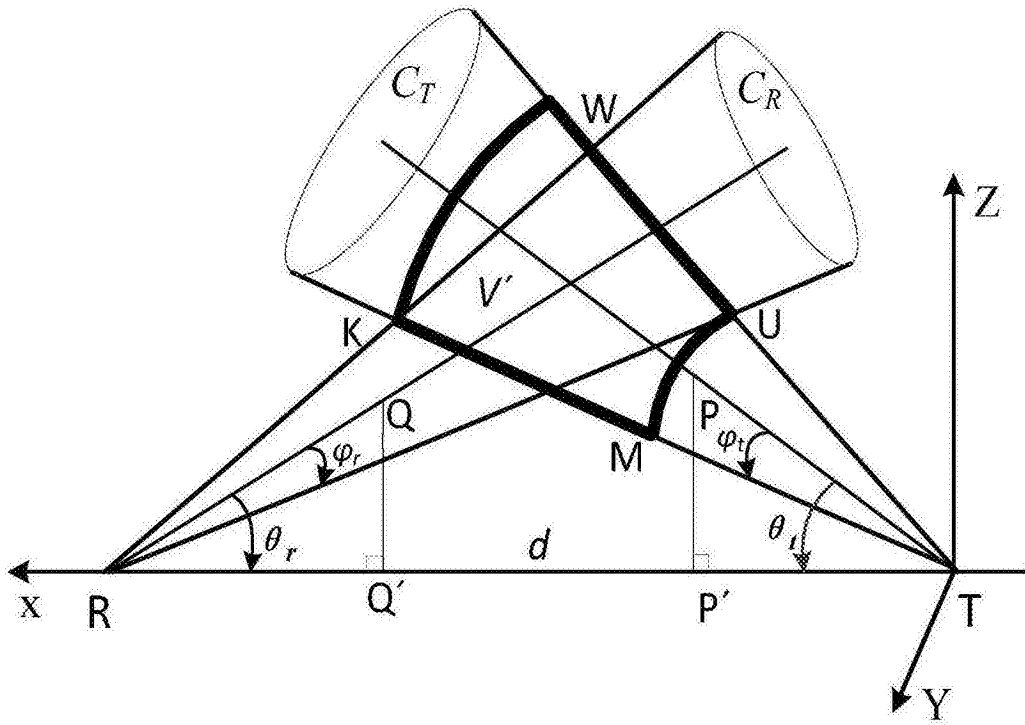


图2

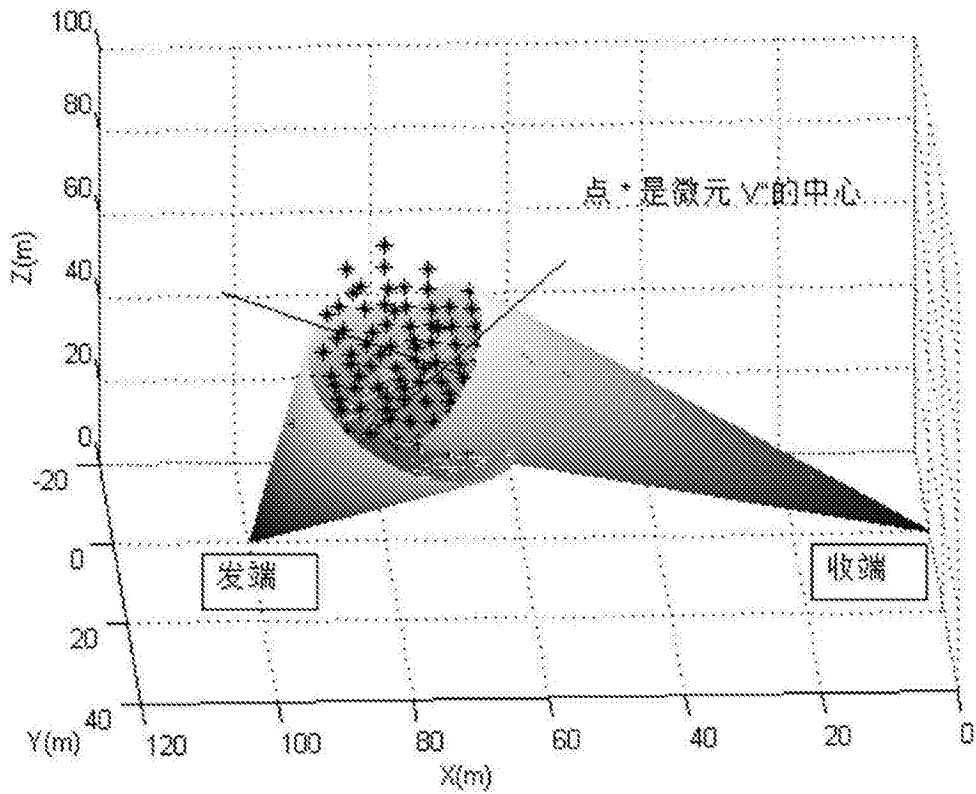


图3

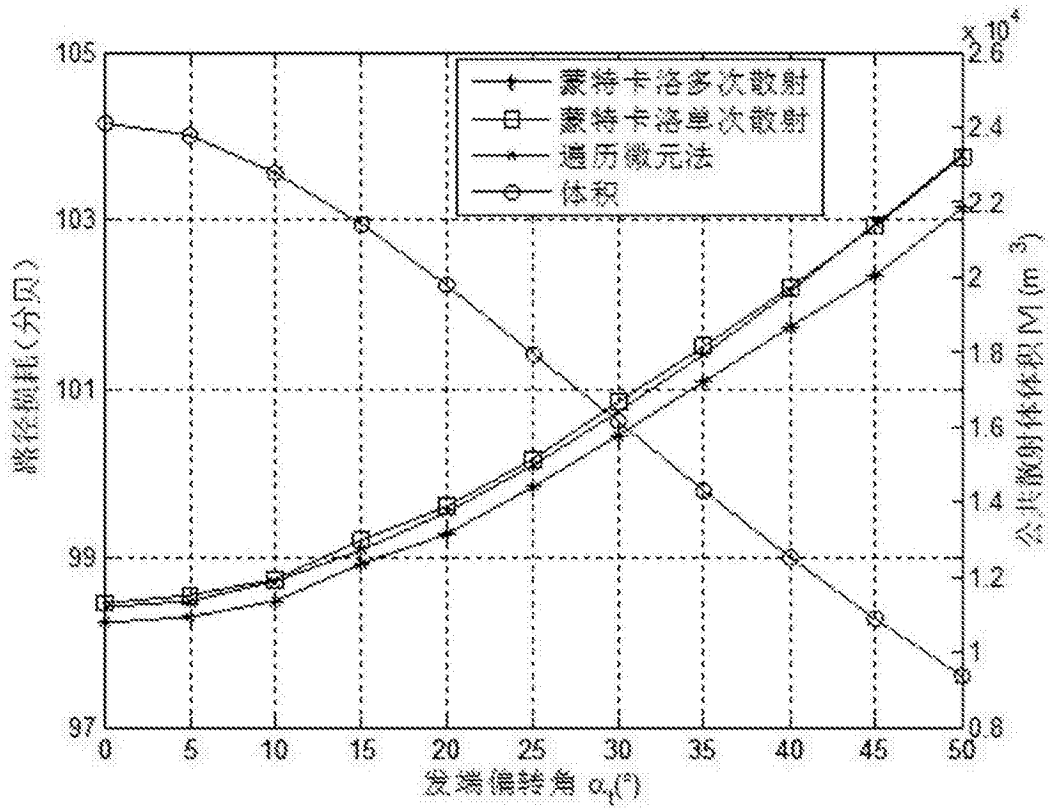


图4