Radiation

Jintai Lin

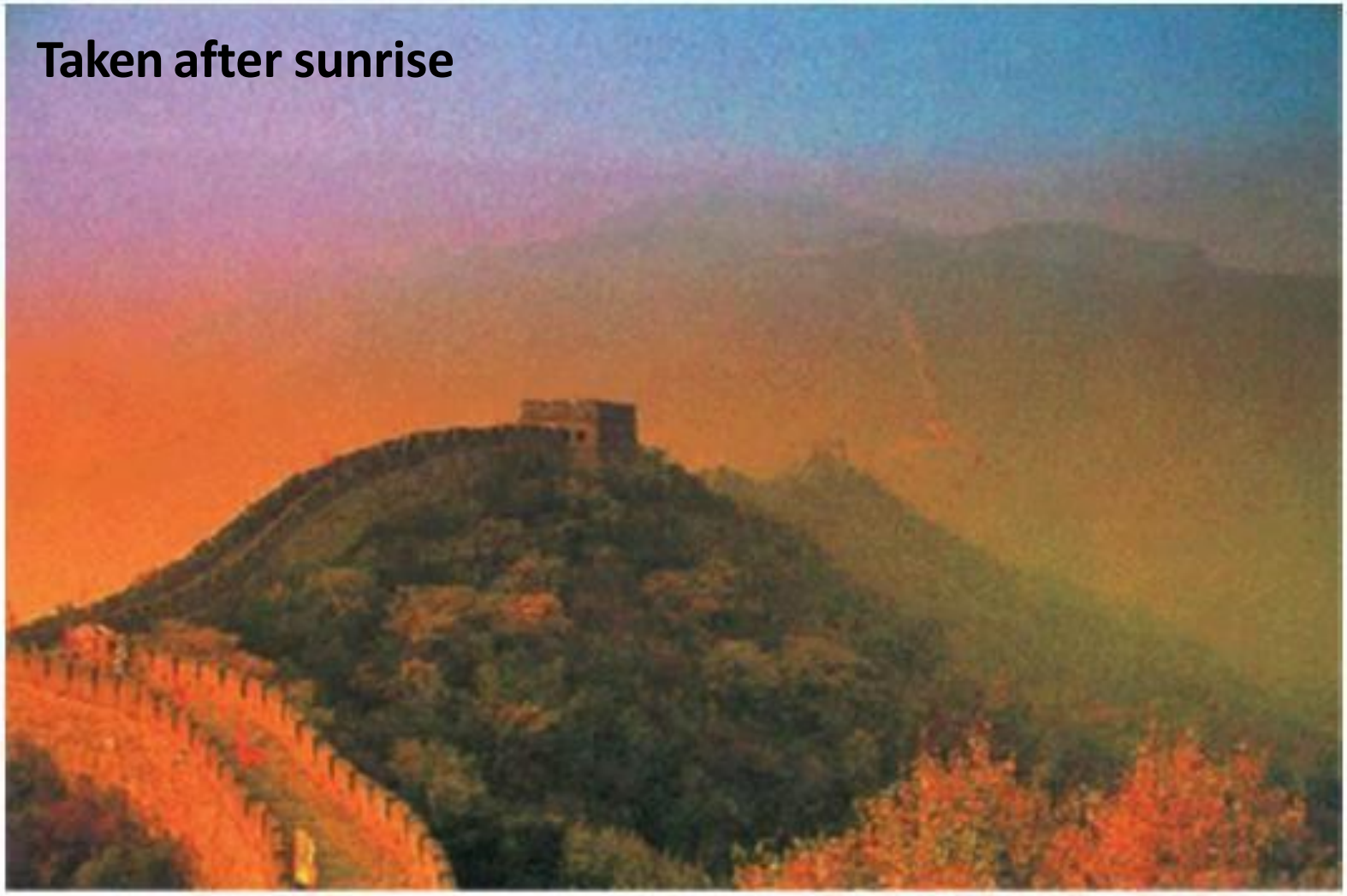
致谢：本课件中部分资料来自李成才老师（特别是关于辐射的部分）。



Outline

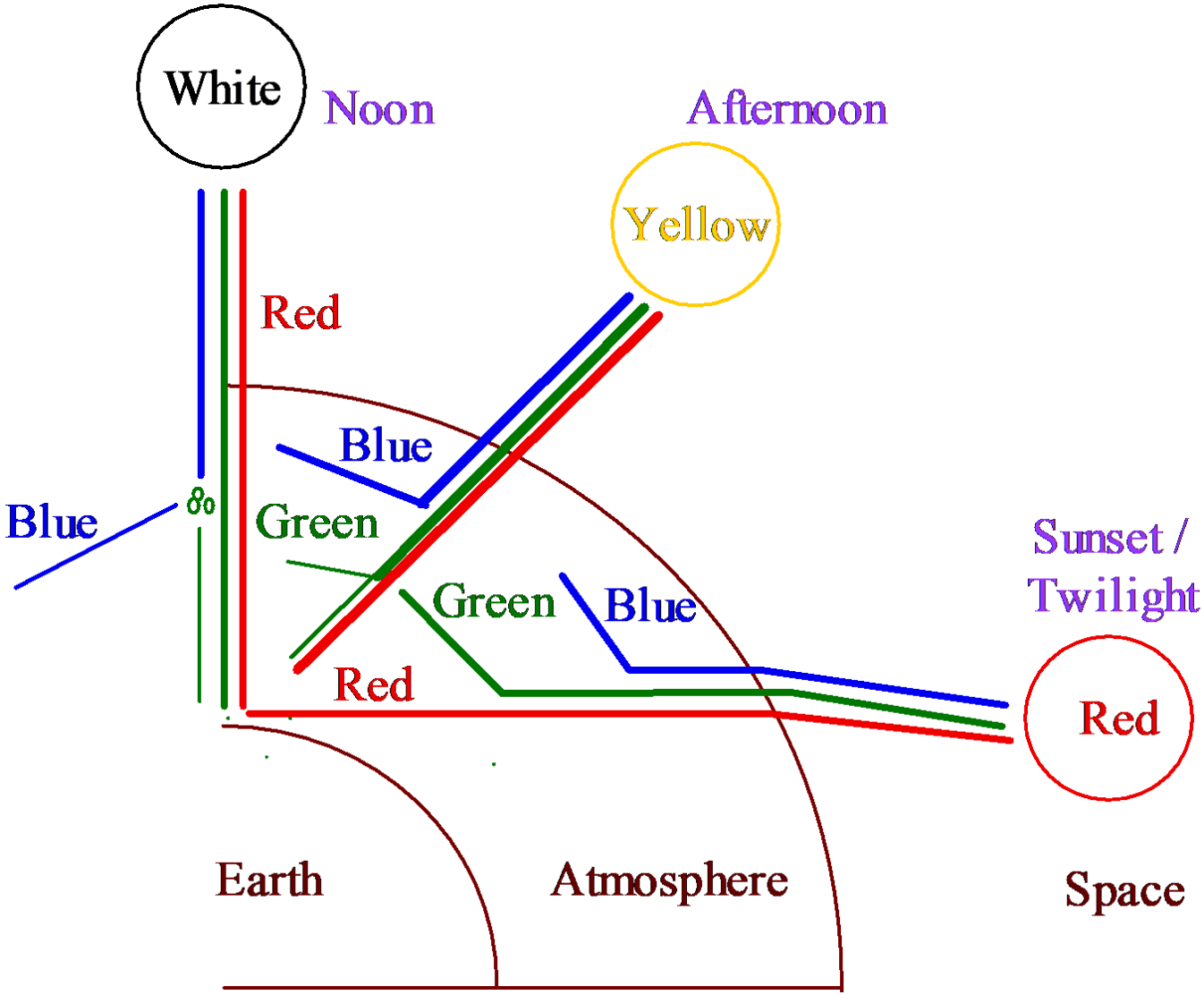
- Introduction
- Concepts
- Absorption
- Scattering
- Radiative transfer
- Radiative equilibrium temperature
- Radiative heating and cooling

Scattering in the Atmosphere



Michael Wallace book

Change of Sun's Color During the Daytime



Moonrise versus Earthrise





Moonrise with blue scattering caused by earth's atmosphere; photographed from the orbit of Space Shuttle Discovery in 1999.

Earthrise with black sky since there is no atmosphere; photographed from the orbit of Apollo 11 in 1969.

红月亮、蓝月亮



https://zhuanlan.zhihu.com/p/33472940

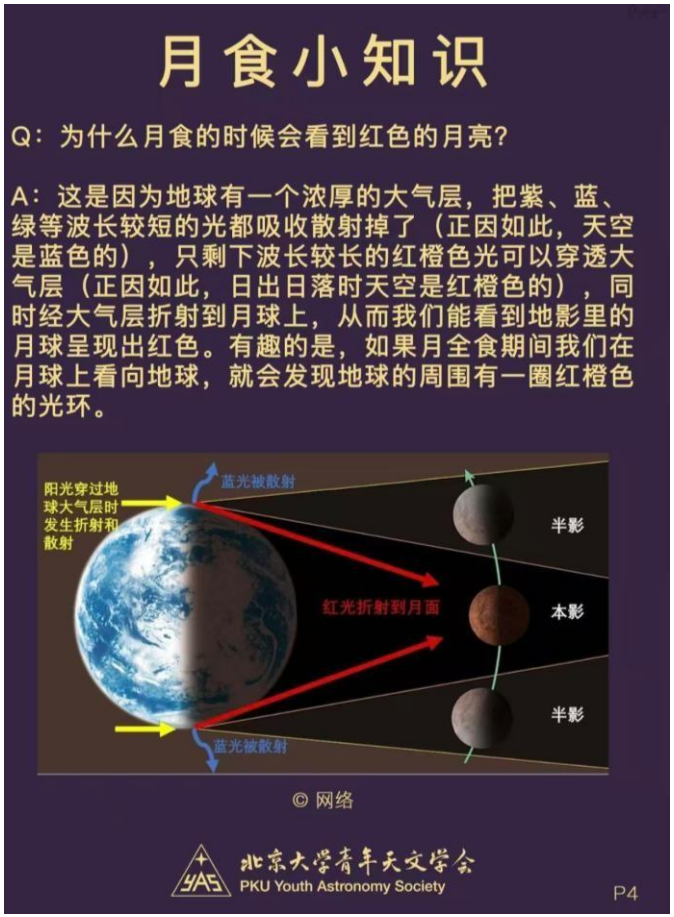


https://m.sohu.com/n/464038572/?_f=m-article_ch

红月亮与月食



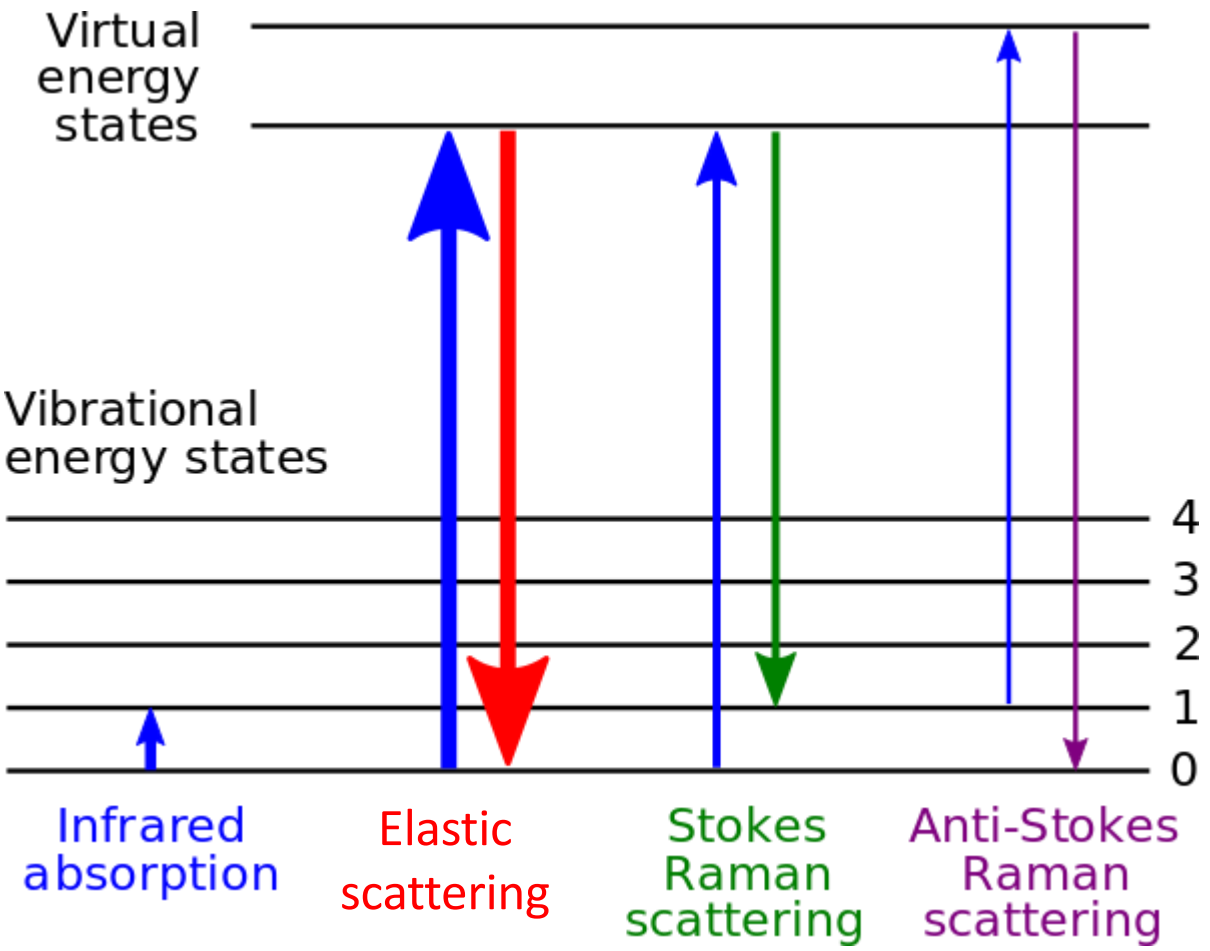
来源：詹睿知



散射

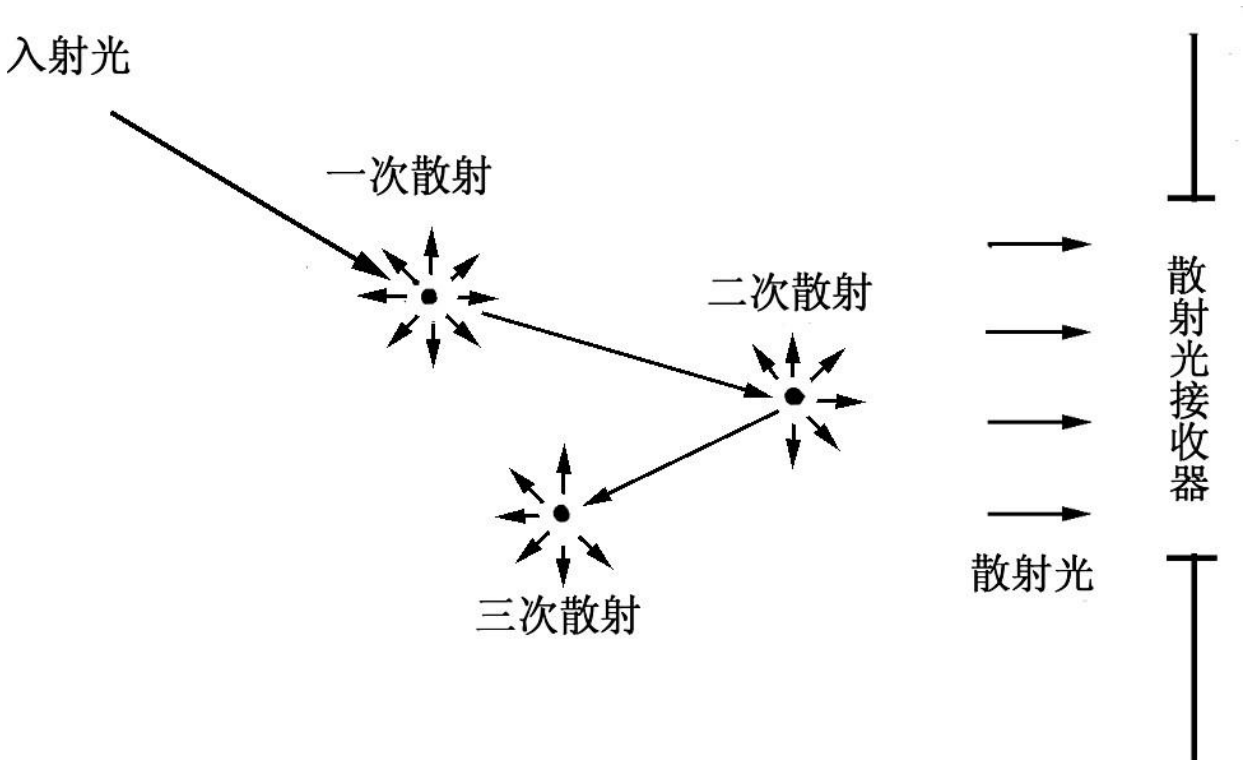
- 散射是电磁波激发（引起散射的）物质内部振动向外发射子波并且不能完全干涉抵消掉的结果。
- 散射将波传播的方向改变，把一部分能量散射到四面八方（动量变化？光镊原理？）。
- 大气中，空气分子、气溶胶粒子、水滴、冰晶、湍流气块等都会造成散射。
- 如果散射波的波长（频率）不变，这种散射称为弹性散射，其不改变散射体（分子，原子或颗粒物）本身的能级。
- 部分粒子（约占1/1000）的散射过程也可能最终改变该粒子的能级，因此从它们散射辐射的波长（频率）有变化，可以增加或减少，称为非弹性散射（Raman拉曼散射）。

散射



https://en.wikipedia.org/wiki/Raman_spectroscopy

一次散射、多次散射



能见度？

散射过程的基本图象

对单个散射粒子

$$F_s(r,\theta,\varphi)=\frac{F_0}{r^2}\sigma(\theta,\varphi)$$

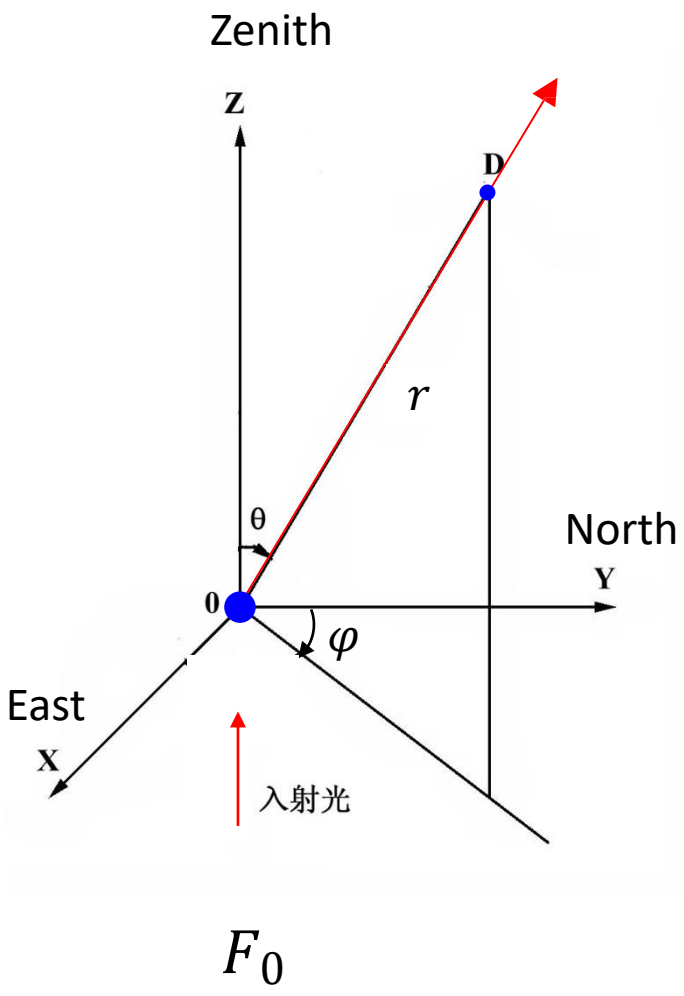
$\sigma(\theta,\varphi)$ 散射函数

对小体积元 dv

$$dF_s(r,\theta,\varphi)=\frac{F_0}{r^2}\beta(\theta,\varphi)dv$$

$\beta(\theta,\varphi)$ 散射方向性函数

量纲：1/L



散射的基本参数

散射函数 $\sigma(\theta,\varphi)$　　散射方向性函 $\beta(\theta,\varphi)$

散射截面 σ_{sc}　　体积散射系数 k_{sc}

吸收截面 σ_{ab}　　体积吸收系数 k_{ab}

消光截面 σ_{ex}　　体积消光系数 k_{ex}

单次散射反照率 ω_0　(Single Scattering Albedo)

相函数　$P(\theta,\varphi)$　(Phase function)

不对称度因子 g　(asymmetric factor)

散射的基本参数：单个粒子

- 当入射光能量为一个单位时，一个粒子向四面八方散射掉的总能量应当是散射函数的积分

散射截面 $\sigma_{sc} = \int_{4\pi} \sigma(\theta, \varphi) \cdot d\Omega$

吸收截面 σ_{ab}

消光截面 $\sigma_{ex} = \sigma_{sc} + \sigma_{ab}$

- Absorption, scattering & extinction efficiencies 效率

$$Q_{sc} = \frac{\sigma_{sc}}{\pi a^2} \qquad Q_{ab} = \frac{\sigma_{ab}}{\pi a^2} \qquad Q_{ex} = \frac{\sigma_{ex}}{\pi a^2}$$

a 为散射粒子的为半径

散射的基本参数：单个粒子

单次散射反照率

$$\omega_0 = \sigma_{\mathrm{sc}}/\sigma_{\mathrm{ex}} = \sigma_{\mathrm{sc}}/(\sigma_{\mathrm{sc}} + \sigma_{\mathrm{ab}})$$

相函数：散射函数相对于平均值的大小

$$P(\theta,\varphi) = \frac{\sigma(\theta,\varphi)}{\frac{\sigma_{sc}}{4\pi}} = \frac{4\pi}{\sigma_{sc}}\sigma(\theta,\varphi)$$

$$\int_{4\pi} P(\theta,\varphi)\cdot d\Omega = 4\pi$$

散射的基本参数：单个粒子

不对称度因子

$$g = \frac{\int cos\theta \cdot \sigma(\theta,\varphi) \cdot d\Omega}{\int \sigma(\theta,\varphi) \cdot d\Omega}$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int cos\theta \cdot P(\theta,\varphi) \cdot d\Omega$$

$g > 0?$
$g = 0?$
$g < 0?$

散射的基本参数：体积元

对体积元：

$$dF_s(r,\theta,\varphi) = \frac{F_0}{r^2}\beta(\theta,\varphi)dv$$

体积散射系数（单位体积的散射截面）

$$k_{sc} = \int \beta(\theta,\varphi)\cdot d\Omega$$

体积吸收系数（单位体积的吸收截面）

$$k_{sc}$$

体积消光系数（单位体积的消光截面）

$$k_{ex} = k_{sc} + k_{ab}$$

散射的基本参数：体积元

单次散射反照率 $\omega_0 = k_{sc}/k_{ex} = k_{sc}/(k_{sc} + k_{ab})$

相函数 $P(\theta,\varphi) = \frac{4\pi}{k_{sc}} k(\theta,\varphi)$

不对称度因子 $g = \frac{\int cos\theta \cdot \sigma(\theta,\varphi) \cdot d\Omega}{\int \sigma(\theta,\varphi) \cdot d\Omega}$

$= \frac{1}{4\pi} \int cos\theta \cdot P(\theta,\varphi) \cdot d\Omega$

独立散射原理

- 当散射粒子间的距离比3倍直径还大时，各个粒子的散射可以认为是独立的，即总的散射效果是各个粒子散射的和。

  若气溶胶质量浓度$M = 100\mu g/m^3$，密度$\rho = 10^3 kg/m^3$，半径$a = 0.5\mu m$，则气溶胶数密度$N = 1.9\text{x}10^8/m^3$，气溶胶粒子间平均距离$D\sim1700\mu m$，远大于气溶胶直径$d = 2r$

- 我们在大气中碰到的情况一般都满足独立散射的条件，因此单位体积空气中粒子的散射是该体积中所有粒子散射之和。

体积元的散射、吸收和消光

体积元中，气体分子数浓度为 N_m，（一定半径范围内的）气溶胶粒子数浓度为 $n_p(a)\cdot da$

$$\beta(\theta,\varphi)=\sigma_m(\theta,\varphi)\cdot N_m+\int_0^\infty \sigma_p(a,\theta,\varphi)\cdot n_p(a)\cdot da$$

$$k_{sc}=\sigma_{m_sc}\cdot N_m+\int_0^\infty \sigma_{p_sc}(a)\cdot n_p(a)\cdot da$$

$$k_{ab}=\sigma_{m_ab}\cdot N_m+\int_0^\infty \sigma_{p_ab}(a)\cdot n_p(a)\cdot da$$

$$k_{ex}=\sigma_{m_ex}\cdot N_m+\int_0^\infty \sigma_{p_ex}(a)\cdot n_p(a)\cdot da$$

a 为散射粒子的为半径，
下标 m 表示气体分子，p 表示气溶胶

散射的决定性参数

- 散射和散射角度、波长、散射粒子的大小、形状、折射率有关
- 为简单起见，常讨论均匀球状粒子的散射，对应参数为：

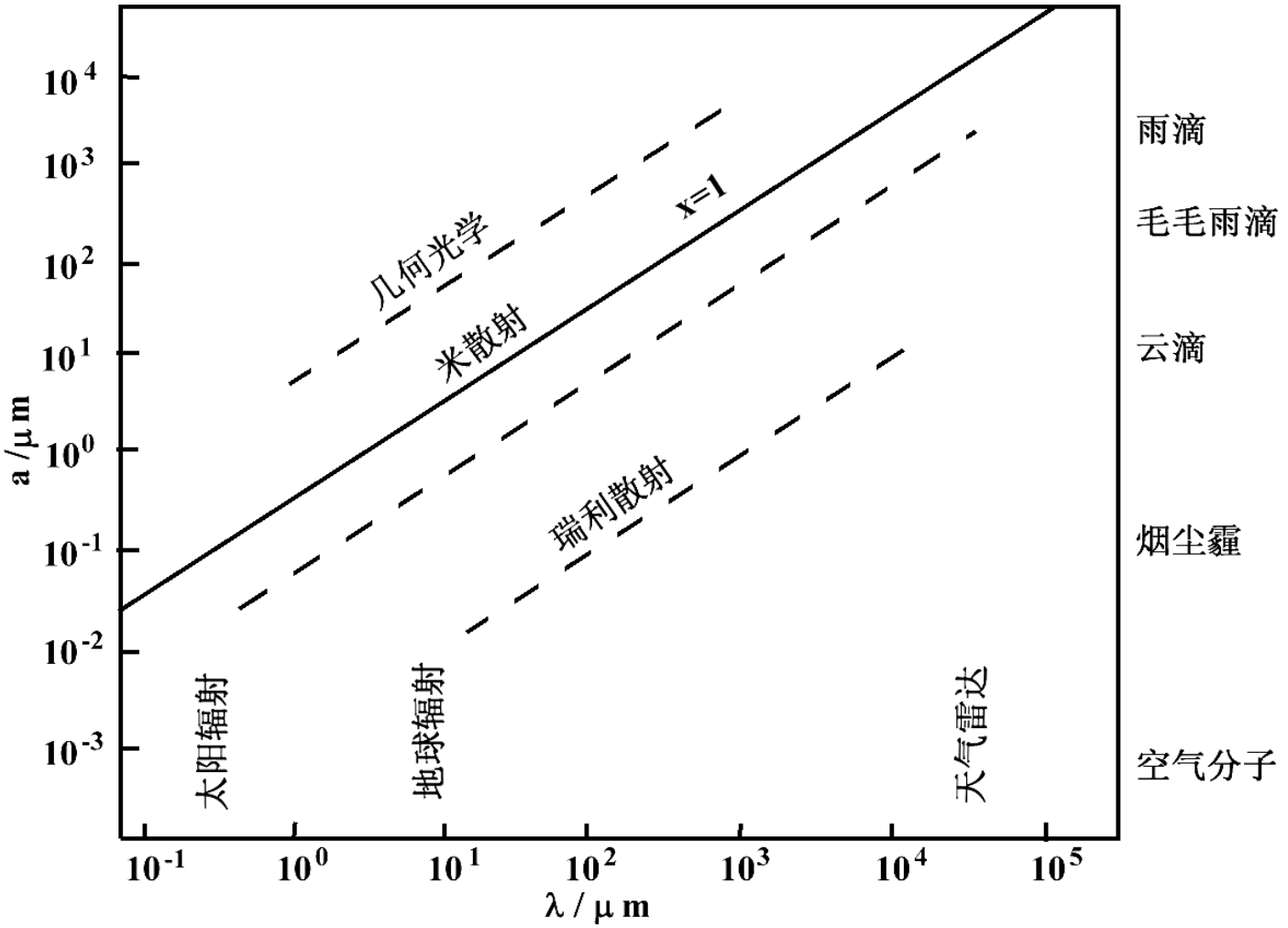
  粒子半径 a
  波长 λ
  } 尺度数 $x = 2\pi a/\lambda$

  粒子折射率 $m = m_r - i \cdot m_i$

  散射角度

- 散射特性与尺度数和折射率的关系：
  - ✓ 当 $x << 1$ 瑞利散射 (Rayleigh scattering)
  - ✓ 当 $0.1 < x < 50$ 米散射 (Mie scattering)
  - ✓ 当 $x > 50$ 几何光学
- 短波在小粒子上的散射和长波在大粒子上的散射特征可相同

散射区域



短波在小粒子上的散射和长波在大粒子上的散射特征可相同

散射理论

- 对于由很多分子组成的散射粒子，在外电场的激发下，分子会通过内部的偶极子向外发射着子波。
- 因为散射粒子的尺度可与波长相比拟，入射波的位相在粒子中是不均匀的，造成了各子波在空间和时间上的位相差。
- 当子波迭加形成散射波时，由于位相差将造成子波的干涉。
- 这种干涉取决于尺度数（入射光的波长、粒子的大小）、复折射率、粒子形状及散射角度。
- 当粒子增大时，干涉作用增大，使散射过程变得极为复杂。
- 1908年Gustav Mie给出了均匀球状粒子散射问题的精确解，也就是通常所说的米散射理论。

米散射与米散射理论的区别?

米理论：求解均匀球状粒子对电磁波的散射和吸收

真空中，一束单色平面线偏振波沿Z轴方向传播，其电场矢量沿X轴方向振动

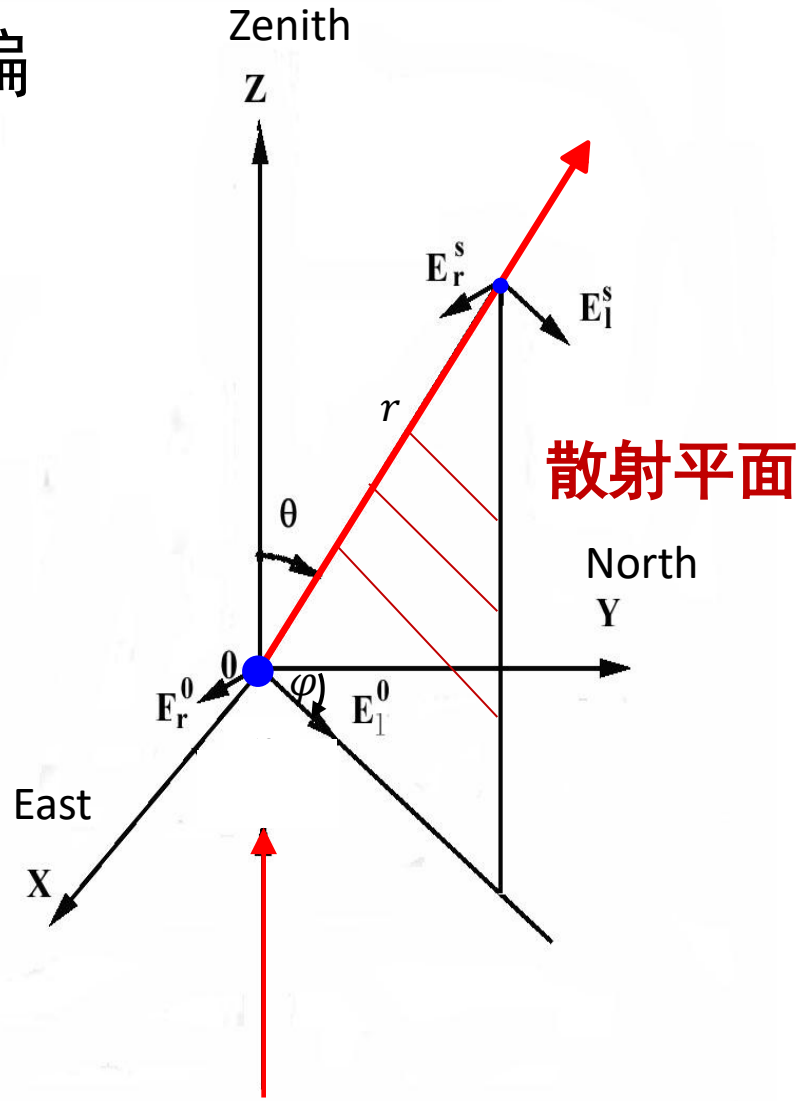
$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E^0} e^{-i(kz-\omega t)}$$

$$\boldsymbol{E^0} = (E_l^0, E_r^0) e^{-ikz}$$

入射波复振幅矢量

ω为角频率，$\omega = 2\pi f$

k为角波数，$k = 2\pi\upsilon$



米散射理论求解

在坐标原点O 放置一个半径为a 的均匀球状粒子，要计算其在(r,θ,φ)处的散射光：

- ✓ 取包含入射光和散射光方向的平面为散射平面，并将入射光和散射光都分解为两组互相垂直的偏振分量E_l^0, E_r^0, E_l^s, E_r^s 。
- ✓ 其中E_l^0和 E_l^s在散射平面内，E_r^0和E_r^s与散射平面垂直。
- ✓ 在球的内部形成透射场，而在粒子外部将形成散射场。
- ✓ 散射场和透射场在粒子表面必须满足一定的边界条件。

米散射理论求解：麦克斯韦方程组（SI系统）

变化的磁场激发电场

法拉第电磁感应定理

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}$$

电流与变化电场激发磁场

安培环路定理+麦克斯韦修正

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J}_f + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}$$

电场性质

高斯定理

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho_f$$

磁场性质

高斯磁联通连续性定理

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$$

对于大气等各向同性线性介质

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}$$
$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H}$$
$$\boldsymbol{J}_f = \sigma \boldsymbol{E}$$

对于一般大气

$$\rho_f = 0$$
$$\mu \cong \mu_0$$
$$\sigma \cong 0$$

$$\varepsilon\mu = 1/v^2 \qquad \varepsilon_0\mu_0 = 1/c^2$$

$\boldsymbol{E}$：电场强度矢量。$\boldsymbol{D}$：电位移强度矢量。$\boldsymbol{H}$：磁场强度矢量。$\boldsymbol{B}$：磁感应强度（磁通量密度）矢量。$\boldsymbol{J}_f$：自由电流密度矢量。ρ_f：自由电荷密度。
ε：介电系数。ε_0：真空介电系数。σ：电导率。μ：磁导率。μ_0：真空磁导率。
v：电磁波传播速度（光速）。c：真空电磁波传播速度（光速）

米散射理论求解

- 考虑定常电磁波（振幅不随时间变化）

$$\boldsymbol{E}(x,y,z)e^{i\omega t}$$

$$\boldsymbol{H}(x,y,z)e^{i\omega t}$$

复矢量形式，分离时间项和空间项

- 可以得到**关于振幅**的波动方程（Helmholtz方程）

$$\nabla^2\boldsymbol{E}+k^2\boldsymbol{E}=0$$

$$\nabla^2\boldsymbol{H}+k^2\boldsymbol{H}=0$$

其中 $$k^2=\mu\omega^2\left(\varepsilon-\frac{i\sigma}{\omega}\right)$$

米散射理论求解

- 球内 $(r < a)$：$k^2 = \mu_i \omega^2 \left(\varepsilon_i - \dfrac{i\sigma_i}{\omega} \right)$
- 球外真空$(r > a)$：$k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 = \dfrac{\omega^2}{c^2}$

$$\sigma_0 = 0$$
$$c^2 = 1/\mu_0 \varepsilon_0$$

- 在 $r = a$ 处，满足边界条件

法向单位矢量　　无自由电荷　　电场强度的切向分量连续

$$\boldsymbol{n} \cdot (\boldsymbol{D}_i - \boldsymbol{D}_o) = \sum = 0 \qquad \boldsymbol{n} \times (\boldsymbol{E}_i - \boldsymbol{E}_o) = 0$$

$$\boldsymbol{n} \cdot (\boldsymbol{B}_i - \boldsymbol{B}_o) = 0 \qquad \boldsymbol{n} \times (\boldsymbol{H}_i - \boldsymbol{H}_o) = \boldsymbol{K} = 0$$

磁感应强度的法向分量连续　　无传导电流

- 在 $r \to \infty$ 处，满足边界条件 $\boldsymbol{E}_o \to 0, \boldsymbol{H}_o \to 0$

米散射理论求解：从标量解到矢量解

可以通过求解标量波动方程

$$\nabla^2\Psi + k^2\Psi = 0$$

的两组独立解Ψ_u和Ψ_v，再组合为矢量方程的解

$$\boldsymbol{M}_u = \nabla \times (\Psi_u \boldsymbol{r}) \quad \boldsymbol{N}_u = \frac{1}{k}\nabla \times \boldsymbol{M}_u$$

$$\boldsymbol{M}_v = \nabla \times (\Psi_v \boldsymbol{r}) \quad \boldsymbol{N}_v = \frac{1}{k}\nabla \times \boldsymbol{M}_v$$

$$\Rightarrow \quad \boldsymbol{E} = \boldsymbol{M}_v + i\boldsymbol{N}_u$$

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{\mu v}(-\boldsymbol{M}_u + i\boldsymbol{N}_v)$$

$\boldsymbol{r} = r \cdot \hat{\boldsymbol{r}}$ 为球坐标系径向矢量，k 为角波数

球坐标系中标量波动方程的解

- 标量波动方程

$$\nabla^2\Psi + k^2\Psi = 0$$

- 在球坐标系(r,θ,φ)中有

$$\Psi = \Psi(r,\theta,\varphi)$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\Psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\,sin\,\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(sin\,\theta\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\,sin^2\,\theta}\frac{\partial^2\Psi}{\partial\varphi^2} + k^2\Psi = 0$$

球坐标系中标量波动方程的解：寻找特解

- 采用分离变量法

$$\Psi(r,\theta,\varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$$

- 得到三个常微分方程

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + l^2\Phi = 0$$

$$\frac{1}{sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(sin\theta\frac{\partial\Theta}{\partial\theta}\right) + \left[n(n+1) - \frac{l^2}{sin^2\theta}\right]\Theta = 0$$

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right) + \left[k^2r^2 - n(n+1)\right]R = 0$$

参数来自分离变量法：
n为正整数，$l = -n, -n+1, \ldots, -1, 0, 1, \ldots, n-1, n$

球坐标系中标量波动方程的解：寻找特解

- 这三个常微分方程的特解分别为

$\cos l\varphi$ & $\sin l\varphi$ 三角函数

$P_n^l(\cos\theta)$ 连带勒让德多项式

$j_n(rk)$ & $h_n^{(2)}(rk) = j_n(rk) - iy_n(rk)$

j_n和y_n为第一类、第二类球贝塞尔函数，$h_n^{(2)}$为球汉克尔函数

✓ 当 $r \to 0$，j_n有限，可作为球内解

✓ 当 $r \to \infty$，$h_n^{(2)} \to \infty$，可作为球外解

球坐标系中标量波动方程的解：寻找通解

- 因此，标量波动方程的两个独立通解（球外）为

$$\psi_u(r,\theta,\varphi)=\frac{1}{kr}\sum_{n=0}^{\infty}(-i)^n\cdot\frac{2n+1}{n(n+1)}\cdot a_n\cdot\xi_n(rk)\cdot P_n^1(cos\theta)\cdot\cos\varphi$$

$$\psi_v(r,\theta,\varphi)=\frac{1}{kr}\sum_{n=0}^{\infty}(-i)^n\cdot\frac{2n+1}{n(n+1)}\cdot b_n\cdot\xi_n(rk)\cdot P_n^1(cos\theta)\cdot\sin\varphi$$

$l=1$

$\xi_n(x)=xh_n^{(2)}(x)$ 为Riccati-Bessel函数

a_n和b_n为待定系数，由边条件决定

米散射求解（球外远场）

- 利用Maxwell方程组及其边界条件，得到关于散射电场振幅（球外远场，$kr \gg 1$）的表达式

$$\xi_n(rk) \approx i^{n+1} e^{-ikr}, \qquad kr >> 1$$

$$E_l^s = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} S_2(\theta) E_l^0 \qquad E_r^s = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} S_1(\theta) E_r^0$$

- l 和 r 两个分量的散射光强度分别与散射电场振幅的模平方成正比

$$I_l^s \propto \left|E_l^s\right|^2 \qquad I_r^s \propto \left|E_r^s\right|^2$$

散射光总强度：$I_s = I_l^s + I_r^s$

米散射求解（球外）

$S_1(\theta)$和 $S_2(\theta)$为两个复振幅函数:

$$S_1(\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2n+1}{n(n+1)}[a_n\pi_n(\cos\theta)+b_n\tau_n(\cos\theta)]$$

$$S_2(\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2n+1}{n(n+1)}[b_n\pi_n(\cos\theta)+a_n\tau_n(\cos\theta)]$$

其中，$\pi_n(\cos\theta)=\frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta}$　　$\tau_n(\cos\theta)=\frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta}$

- ✓ 函数 π_n 和 τ_n 仅与 n 和角度 θ 有关。
- ✓ 无穷级数表示在入射电磁波作用下，散射粒子内电荷随入射波同步作强迫振荡产生的多阶散射电磁波的和。

米散射求解（球外）

参数a_n和b_n为两个复函数，分别反映电场振荡和磁场振荡对散射的影响，由粒子的复折射率m、散射粒子的尺度数x和参数$\rho = mx$决定

$$a_n = \frac{mS_n(mx)S_n'(x) - S_n(x)S_n'(mx)}{mS_n(mx)\xi_n'(x) - S_n'(mx)\xi_n(x)}$$

$$b_n = \frac{S_n(mx)S_n'(x) - mS_n(x)S_n'(mx)}{S_n(mx)\xi_n'(x) - mS_n'(mx)\xi_n(x)}$$

$S_n(x) = xj_n(x)$和$\xi_n(x) = xh_n^{(2)}(x)$为Riccati-Bessel函数

对于真空，$m = 1$；对于大气，$m \approx 1.0002793$

散射光

l 和 r 两个分量的散射光强度分别与散射电场振幅的平方成正比:

平行分量 $$I_l^s = \frac{I_l^0}{k^2 r^2} |S_2(\theta)|^2 = \frac{I_l^0}{k^2 r^2} i_2$$

垂直分量 $$I_r^s = \frac{I_r^0}{k^2 r^2} |S_1(\theta)|^2 = \frac{I_r^0}{k^2 r^2} i_1$$

i_1 和 i_2 为强度函数

散射光总强度: $$I_s = I_l^s + I_r^s = \frac{I_l^0 i_2 + I_r^0 i_1}{k^2 r^2}$$

当入射光为自然光时: $$I_l^0 = I_r^0 = \frac{1}{2} I_0 \qquad I_s = \frac{I_0 (i_2 + i_1)}{2k^2 r^2}$$

对应的散射函数: $$\sigma(\theta) = \frac{(i_2 + i_1)}{2k^2}$$

瑞利散射（尺度数 $x << 1$）

Intensity:

$$I_s = \frac{I_0}{r^2}\alpha^2 k^4 \frac{1+cos^2(\theta)}{2}$$

$$\alpha = \frac{3}{4\pi N}\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) \approx \frac{m-1}{2\pi N} \text{ for air}$$

垂直 $i_1 = \alpha^2 k^6$

平行 $i_2 = \alpha^2 k^6 cos^2(\theta)$

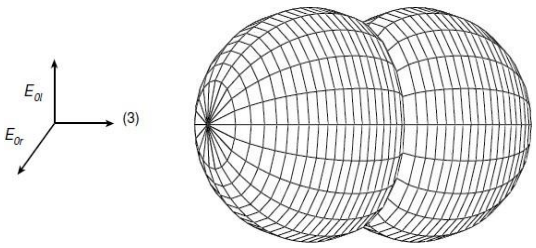
α = Polarizability 极化率,

$k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, r = 距离, N = 数浓度,

m = 复折射率 ≈ 1.0002793 for air

Phase function:

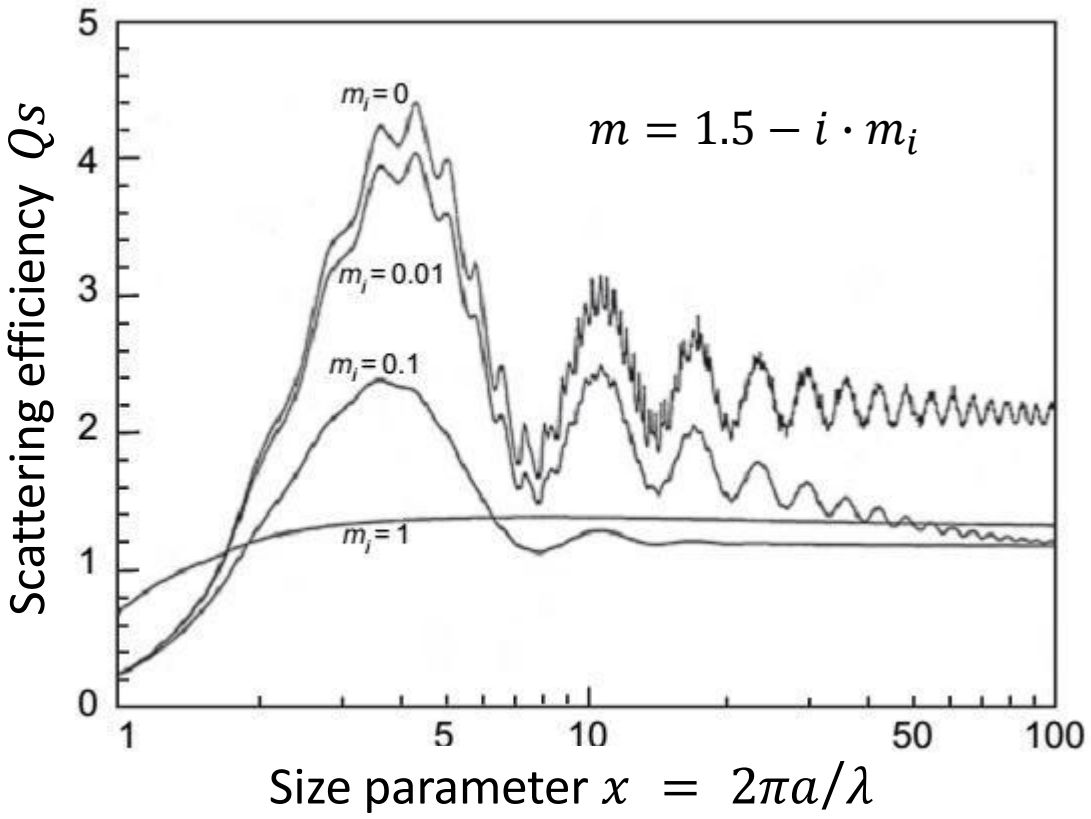
$$P(\theta,\varphi) = \frac{3}{4}\left[1+cos^2(\theta)\right]$$



Degree of linear polarization
线偏振度:

$$p(\theta,\varphi) = \frac{I_r^s - I_l^s}{I_r^s + I_l^s} = \frac{sin^2(\theta)}{cos^2(\theta)+1}$$

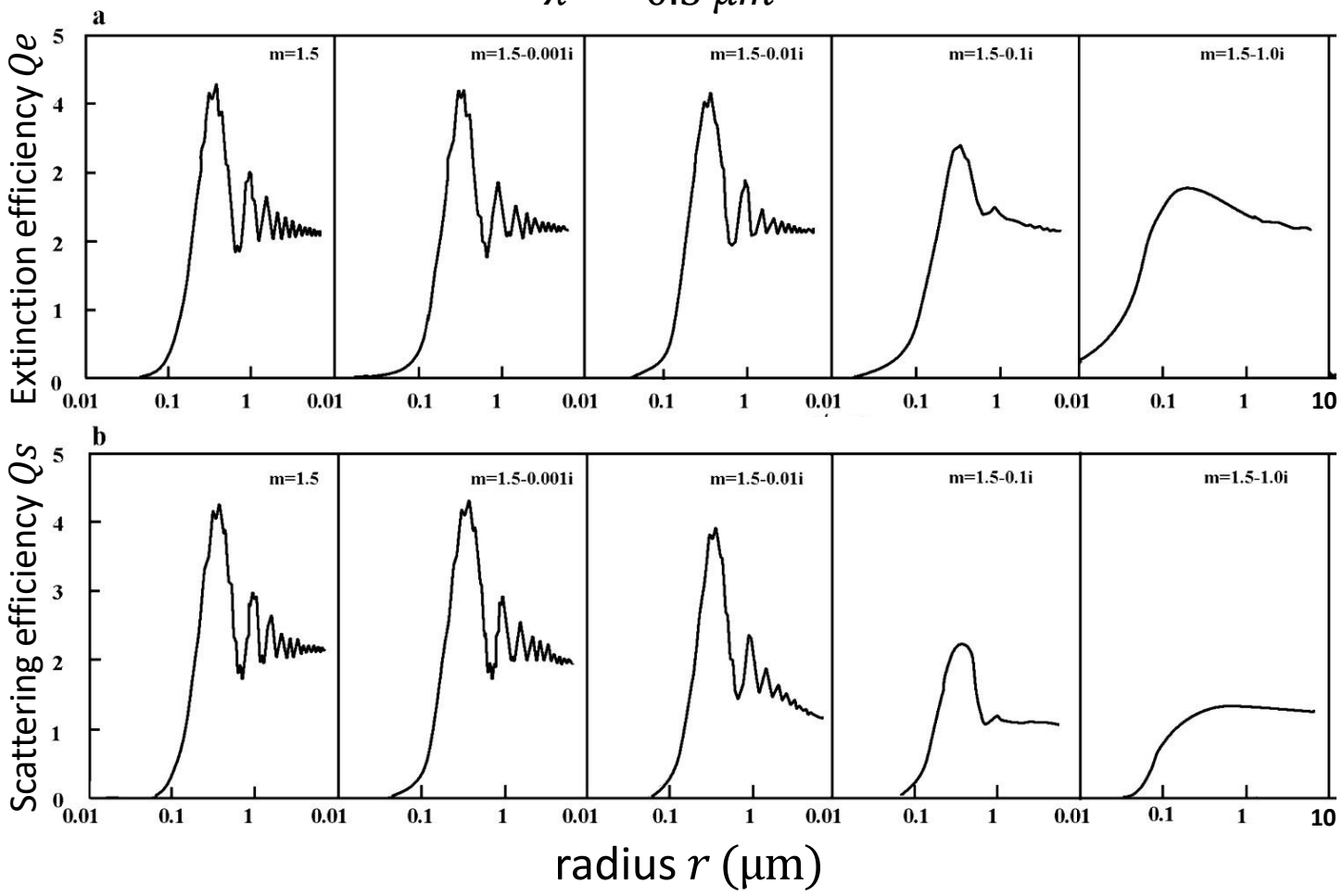
米散射（$0.1 < x < 50$）



物质名称	分子式或符号	密度	温度	折射率
丙酮	CH3COCH3	0.791	20	1.3593
甲醇	CH3OH	0.794	20	1.3290
乙醇	C2H5OH	0.800	20	1.3618
苯	C6H6	0.879	20	1.5012
二硫化碳	CS2	1.263	20	1.6276
四氯化碳	CCl4	1.591	20	1.4607
三氯甲烷	CHCl3	1.489	20	1.4467
乙醚	C2H5-O-C2H5	0.715	20	1.3538
甘油	C3H8O3	1.260	20	1.4730
松节油		0.87	20.7	1.4721
橄榄油		0.92	0	1.4763
水	H2O	1.00	20	1.3330
熔凝石英	SiO2			1.45843
氯化钠	NaCl			1.54427
氯化钾	KCl			1.49044
萤石	CaF2			1.43381
冕牌玻璃	K6			1.51110
	K8			1.51590
	K9			1.51630
重冕玻璃	ZK6			1.61263
	ZK8			1.61400
钡冕玻璃	BaK2			1.53988
火石玻璃	F1			1.60328
钡火石玻璃	BaF8			1.62590
重火石玻璃	ZF1			1.64752
	ZF5			1.73977
	ZF6			1.75496

米散射

$\lambda = 0.5\ \mu m$



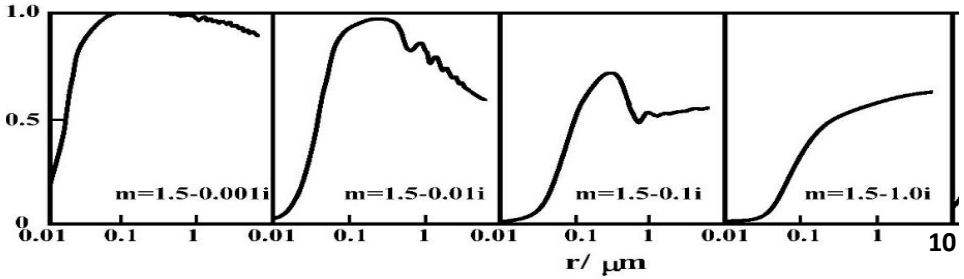
0.13 1.3 13 0.13 1.3 13 0.13 1.3 13 0.13 1.3 13 0.13 1.3 13

$x = 2\pi a/\lambda$

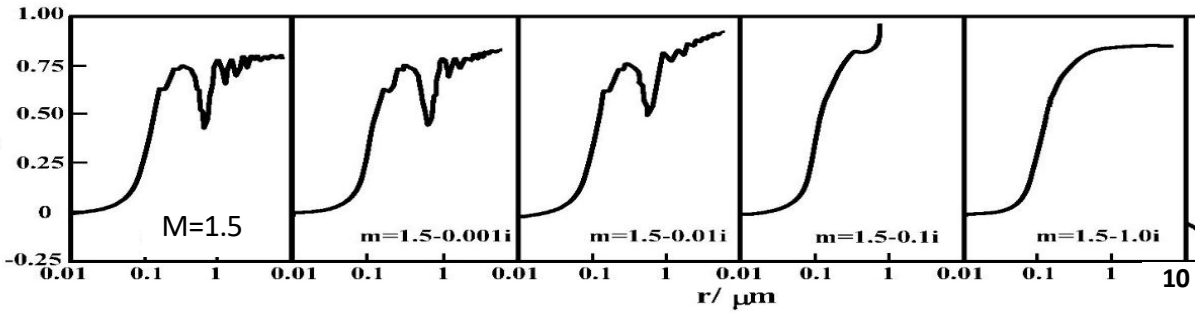
米散射

$\lambda = 0.5\ \mu m$

Single scattering albedo ω_0



Asymmetric factor g



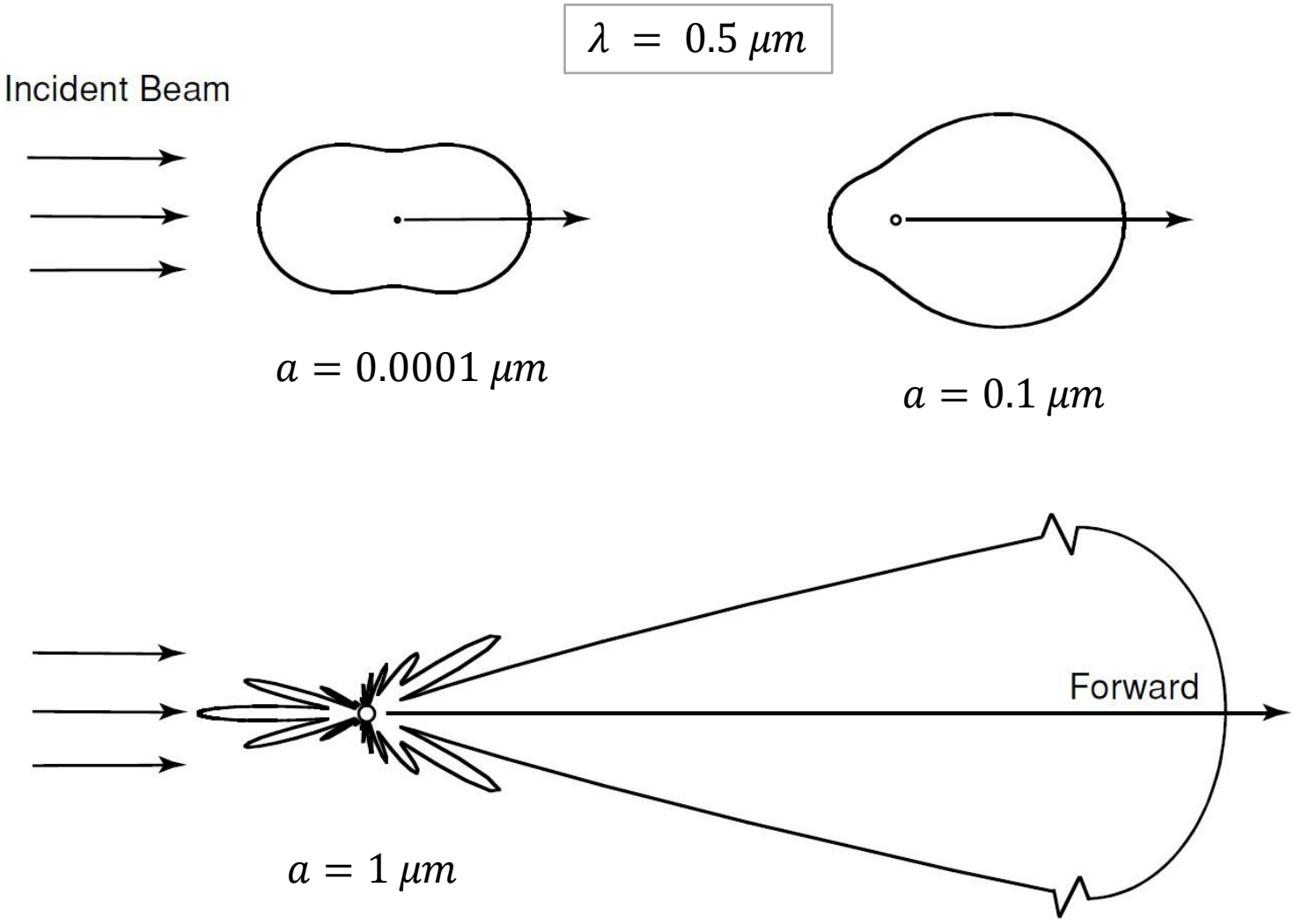
$x = 2\pi a/\lambda$

0.13 1.3 13 0.13 1.3 13 0.13 1.3 13 0.13 1.3 13 0.13 1.3 13

Radiative properties of aerosols in GEOS-Chem

	Geometric radius (r_g) (μm)	Geometric SD (σ_g, log(μm))	Refractive index (550 nm)	Density (g cm^{-3})
Sulfate, Nitrate and Ammonium	0.070	1.6	1.53–0.006i	1.7
OA	0.064	1.6	1.53–0.006i	1.8
BC	0.020	1.6	1.95–0.79i	1.8
Sea salt				
Accumulation	0.085	1.5	1.50–0.00000001i	2.2
Coarse	0.40	1.8	1.50–0.00000001i	2.2
Dust	7 bins: 0.015, 0.25, 0.40, 0.80, 1.5, 2.5, 4.0	2.2	1.56–0.0014i	2.5

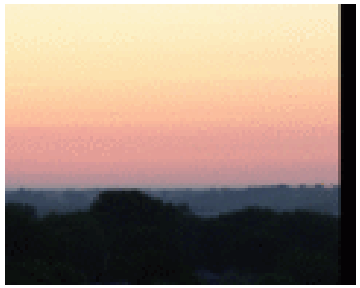
米散射

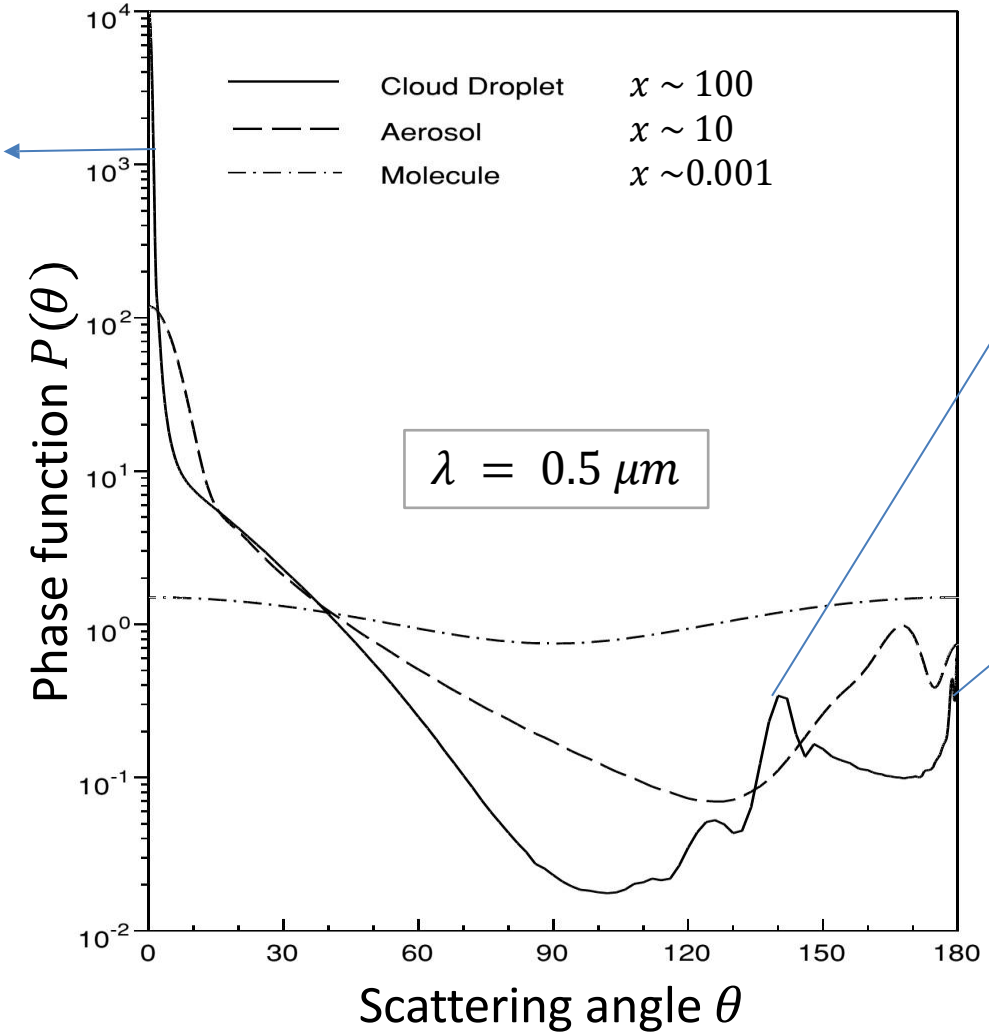


Liou K.N., In introduction to atmospheric radiation

Phase Function

Corona 日华





Rainbow 彩虹



Glory 光环



Liou K.N., In introduction to atmospheric radiation

米散射理论结果总结

- 散射效率 Q_s 随尺度数 x 而变。当 x 很小时，和瑞利散射一样，与波长四次方成反比；当 x 增大时，与波长的关系复杂；最后当 x 相当大时，和波长无明显关系。
- 在吸收不强时，散射效率 Q_s 随 x 的增大呈振动状态变化，最后趋向于2，即散射截面是几何截面的二倍。但当吸收增强时，Q_s 曲线上的振动消失了。
- 随着粒子尺度数 x 的增大，前向散射光在总散射光中的比值迅速增大。
- 散射角 $\theta \approx 0$ 的前向散射光基本上不改变入射光的偏振状态，当入射光是自然光时，该散射光也是非偏振的。散射光偏振度最大的方向出现在 $\theta \approx 85° - 120°$ 之间。

思考题

- 问题一：说明不对称度因子 g 的意义：$g > 0, g < 0, g = 0$。假设散射时向上和向下的散射光强分别是一样的（semi-isotropic），在这种情况下，g 可能达到的最大值是多少？g 可能达到1么？$g = 1$ 和 $g = -1$ 分别意味着什么？
- 问题二：“蓝月亮”是指月亮呈现蓝色，是很罕见的现象。思考肉眼从地面向上看到“蓝月亮”所需条件，以及为什么这种现象很少出现。





https://zhuanlan.zhihu.com/p/33472940
https://m.sohu.com/n/464038572/?_f=m-article_ch