光的吸收、色散、散射

光与物质相互作用

色散： 介质中光速与光频或光波有关

---折射率实部

吸收： 光的强度随传播距离而减弱（真吸收）

-----折射率的虚部

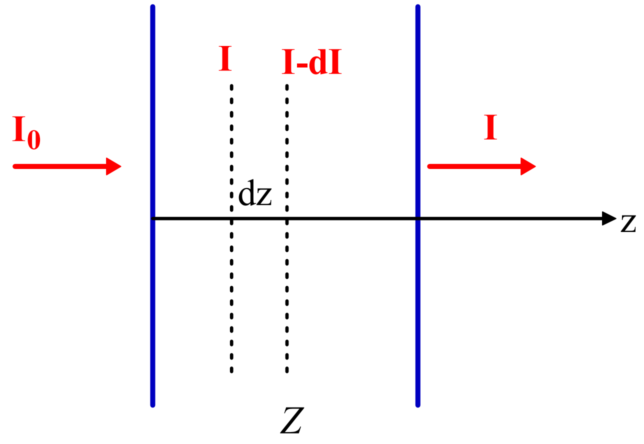
散射： 介质的不均匀性

电动力学—带电粒子与电磁场的作用—散射、色散、吸收

科普介绍　http://blog.sciencenet.cn/blog-3214791-1002719.html

线性吸收规律

$$-dI = \alpha I dz \qquad \alpha\text{与}I\text{无关}$$



$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z}$$

---朗伯定律(J.H. Lambert)

非线性光学

比尔（Beer）定律

$$I = I_0 e^{-ACl} \qquad \alpha = AC$$

C溶液浓度，A与浓度无关的常数，取决于吸收物质的分子特性

比尔定律在每个分子的吸收本领不受周围邻近分子影响时成立

溶液的浓度

一般吸收　介质吸收无波长选择性　α几乎与波长无关

空气、纯净的水在可见光范围　只改变强度不改变颜色

选择吸收

选择性吸收是物体呈现颜色的主要原因

体色：物体由于选择吸收而呈现的颜色。

表面色：由于物体表面的选择反射形成

紫外光谱仪　棱镜、透镜　紫外：石英

红外光谱仪　红外：卤化物晶体

“大气窗口”：可见、紫外(>300nm)、狭窄的红外波段

考虑介质的吸收，介质的光学性能需由折射率n及吸收系数α两参数来反映 —复数折射率 $\tilde{n}$

$$\tilde{E}=\tilde{E}_0\exp[-i(\omega t-kz)]=\tilde{E}_0\exp[-i(\omega t-\frac{\omega}{c}nz)]$$

$$\tilde{n}=n+i\kappa$$

$$\tilde{E}=\tilde{E}_0\exp[-i(\omega t-\frac{\omega}{c}\tilde{n}z)]$$

$$=\tilde{E}_0 e^{-\frac{\omega\kappa}{c}z}\exp[-i(\omega t-\frac{\omega}{c}nz)]$$

$$I\propto\tilde{E}\tilde{E}^*=\left|E_0\right|^2 e^{-2\frac{\omega\kappa}{c}z} \qquad I=I_0e^{-\alpha z} \qquad \alpha=2\frac{\omega\kappa}{c}$$

复折射率的实部决定了介质中的光速v=c/n，虚部反映了介质对光的吸收

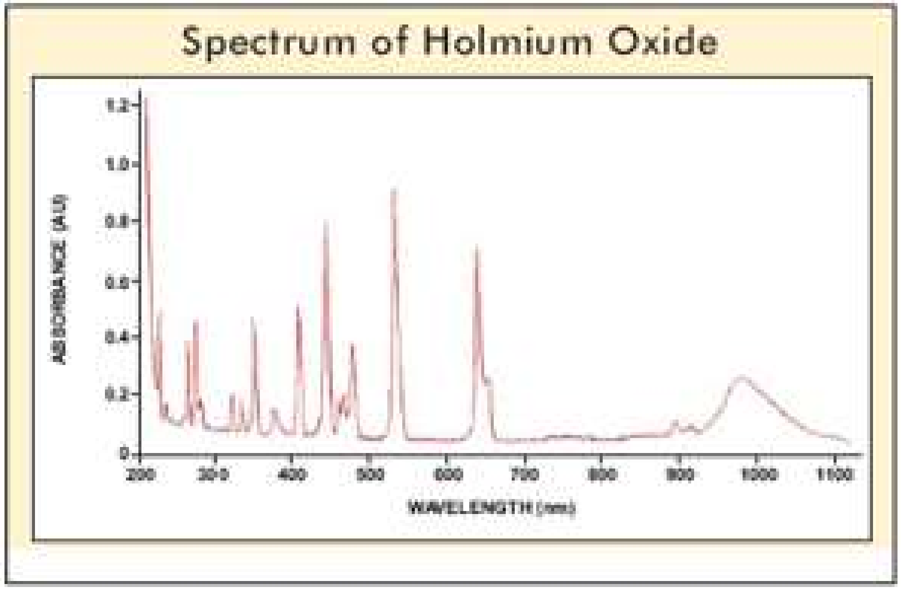
吸收光谱

物质对不同波长的光吸收情况

连续光源 → 样品 → 分光器 → 纪录仪

线状光谱

带状光谱



稀薄原子气体

高灵敏度

太阳光谱 线状吸收光谱

色散

介质的折射率随波长而改变的现象

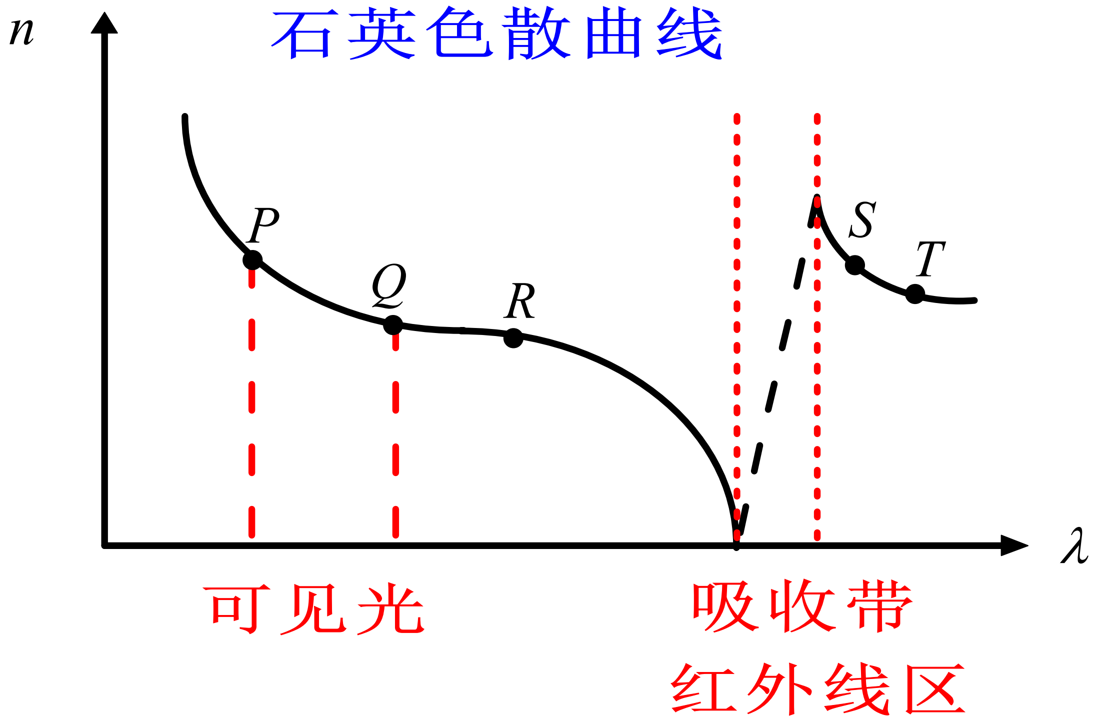
正常色散 n(λ)随波长的增加而减少 $\frac{dn}{d\lambda} < 0$

棱镜色散光谱

柯希公式 $$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

A，B，C与物质有关的（正）常数值

波长变化不大 $n = A + \frac{B}{\lambda^2}$ $\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3}$



反常色散 n(λ)随波长的增加而增加 $\dfrac{dn}{d\lambda}>0$

反常色散是任何物质在吸收线（或吸收带）附近所共有的现象

经典的色散理论可以成功地解释柯希色散公式、反常色散特征和吸收等

经典的色散理论（经典偶极振子模型）

求解束缚电子受迫振动方程

束缚电子的偶极矩**p**→ 极化强度矢量**P** →

线性极化率χ (ω) → **折射率** $\tilde{n}(\omega)$

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} \qquad \vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\vec{E} = \varepsilon_0\chi\vec{E} \qquad \tilde{n} = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1+\chi}$$

从而给出介质的色散关系和吸收特性

束缚电子受迫振动方程

$$m\ddot{\vec{r}} = -m\omega_0^2\vec{r} - m\Gamma\dot{\vec{r}} - e\vec{E}$$

$$\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t}$$

$$-m\omega^2\vec{r} = -m\omega_0^2\vec{r} + im\omega\Gamma\vec{r} - e\vec{E}$$

$$\vec{p} = -e\vec{r} = \frac{e^2\vec{E}/m}{-\omega^2 + \omega_0^2 - i\omega\Gamma} \qquad \vec{P} = -Ne\vec{r} = \frac{Ne^2\vec{E}/m}{-\omega^2 + \omega_0^2 - i\omega\Gamma}$$

$$\vec{P} = \varepsilon_0\chi\vec{E} \qquad \chi = \frac{Ne^2/m\varepsilon_0}{-\omega^2 + \omega_0^2 - i\omega\Gamma}$$

$$\varepsilon = 1 + \chi \qquad \tilde{n} = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1+\chi}$$

散射

散射现象

光束（激光束、放电影等）

蓝天、白云、红太阳

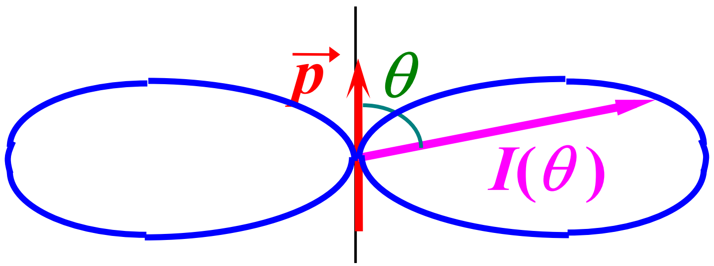
白色的浪花

散射的特点与介质不均匀性的尺度有密切的关系

1、颗粒散射（廷德尔散射）

2、分子散射

散射光的产生



振荡电偶极子电磁
辐射强度的角分布

在入射光的激励下，媒质分子中的电子作受迫振动。这可视之为振动的电偶极子，它向周围辐射电磁波（次波）

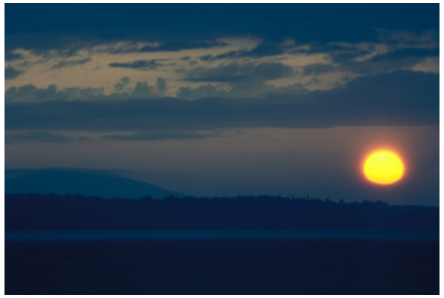
由于媒质不均匀等原因，次波源的振幅不同，相位也有差别，它们发的次波相干叠加的结果就形成了各方向都有的散射光。

瑞利散射定律

散射体的尺度比波长小

$$I(\omega) \propto \omega^4 \propto \frac{1}{\lambda^4}$$

蓝天、红太阳



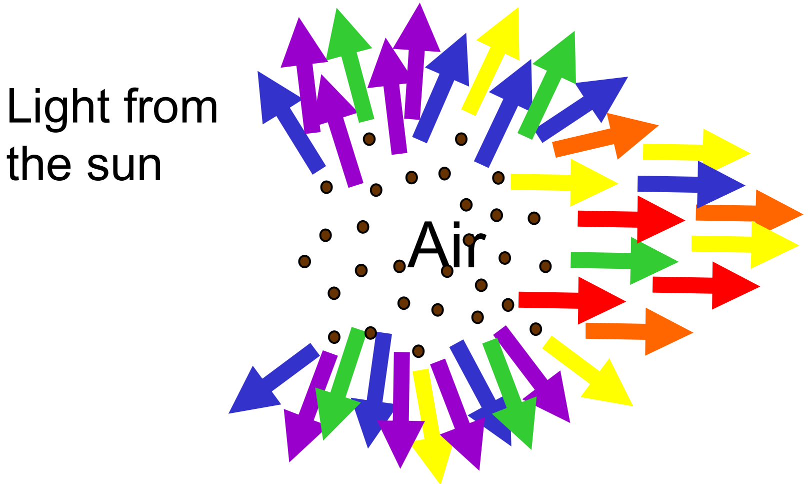
$$ka < 0.3 \leftrightarrow a < \lambda/20$$

米，德拜

米散射

较大微粒的散射

波长依赖性不明显



白色的浪花，白云

喇曼散射

散射光中除有入射光原频率，还有其他频率的散射

$$\omega = \omega_0 \pm \omega_j$$

“–”斯托克斯线； “+” 反斯托克斯线

ω_j是分子的振动频率

是研究分子结构的一种重要方法

瑞利散射不改变原入射光的频率