§7.2 介质中的色散

§7.2 介质中的色散

介质极化机制：

§7.2 介质中的色散

介质极化机制： 1. 电子在外场作用下产生位移

§7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

§7.2 介质中的色散

介质极化机制： 1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

§7.2 介质中的色散

介质极化机制： 1. 电子在外场作用下产生位移 2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散： 介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制： 介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

§7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：

§7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移 2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：考虑电子在外场作用下的位移，原子中的正离子视为静止。

§7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：考虑电子在外场作用下的位移，原子中的正离子视为静止。

—— 只能得到近似解，只对某些介质，较为准确。

§7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：考虑电子在外场作用下的位移，原子中的正离子视为静止。

—— 只能得到近似解，只对某些介质，较为准确。

严格求解：需要量子力学、固体物理。经典模型仅给出近似结果。

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：考虑电子在外场作用下的位移，原子中的正离子视为静止。

—— 只能得到近似解，只对某些介质，较为准确。

严格求解：需要量子力学、固体物理。经典模型仅给出近似结果。

一、稀薄介质中的色散

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。
色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关
色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献
高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：考虑电子在外场作用下的位移，原子中的正离子视为静止。
—— 只能得到近似解，只对某些介质，较为准确。

严格求解：需要量子力学、固体物理。经典模型仅给出近似结果。

一、稀薄介质中的色散

某频率电磁波进入介质，一般而言，原子中电子受迫振动速度远小于光速 c。$v/c \ll 1$

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：考虑电子在外场作用下的位移，原子中的正离子视为静止。

—— 只能得到近似解，只对某些介质，较为准确。

严格求解：需要量子力学、固体物理。经典模型仅给出近似结果。

一、稀薄介质中的色散

某频率电磁波进入介质，一般而言，原子中电子受迫振动速度远小于光速 c。$v/c \ll 1$

电子受到的磁场力与电场力之比：$v/c \ll 1$　(why?)，只需考虑电场力

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：考虑电子在外场作用下的位移，原子中的正离子视为静止。

—— 只能得到近似解，只对某些介质，较为准确。

严格求解：需要量子力学、固体物理。经典模型仅给出近似结果。

一、稀薄介质中的色散

某频率电磁波进入介质，一般而言，原子中电子受迫振动速度远小于光速 c。$v/c \ll 1$

电子受到的磁场力与电场力之比：$v/c \ll 1$　(why?)，只需考虑电场力

电子在外电场力作用下，振动振幅远小于外场的波长，电子视位在“均匀场”中

§ 7.2 介质中的色散

介质极化机制：1. 电子在外场作用下产生位移　2. 有极分子的分子偶极矩在外场作用下转向。

色散：介电常数（磁导率）依赖于频率，相速度与频率有关

色散的物理机制：介质响应跟不上外场变化的频度。

例如对有极分子，在低频时，分子偶极矩在外场作用下发生转向，对介电常数有贡献

高频时，分子偶极矩响应跟不上，介电常数可能急剧下降

即使是对电子位移产生的极化，也会因为外场频率的增加导致色散

色散的经典模型：考虑电子在外场作用下的位移，原子中的正离子视为静止。

—— 只能得到近似解，只对某些介质，较为准确。

严格求解：需要量子力学、固体物理。经典模型仅给出近似结果。

一、稀薄介质中的色散

某频率电磁波进入介质，一般而言，原子中电子受迫振动速度远小于光速 c。$v/c \ll 1$

电子受到的磁场力与电场力之比：$v/c \ll 1$　(why?)，只需考虑电场力

电子在外电场力作用下，振动振幅远小于外场的波长，电子视位在“均匀场”中

电子受到“静止的”正离子作用力，等效为一恢复力：$-k\vec{r} = -m\omega_0^2\vec{r}$

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$

Let there be light

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \gamma\,\dot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \omega_0^2\vec{\boldsymbol{r}} = \frac{e}{m}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\,e^{-i\omega t},$

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \frac{e}{m}\,\vec{E}_0\,e^{-i\omega t},$ 其中：$k = m\omega_0^2,\ \gamma \approx \frac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3}$

Let there be light

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \dfrac{e}{m}\,\vec{E}_0\,e^{-i\omega t}$，　其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

Let there be light

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \dfrac{e}{m}\vec{E}_0\,e^{-i\omega t},$ 其中：$k = m\omega_0^2,\ \gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

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

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \gamma\,\dot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \omega_0^2\vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e}{m}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\,e^{-i\omega t}$, 其中：$k = m\omega_0^2$, $\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{\boldsymbol{r}} = \vec{\boldsymbol{r}}_0 e^{-i\omega t} \quad \Longrightarrow \quad \vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\,e^{-i\omega t}$

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \gamma\,\dot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \omega_0^2\vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e}{m}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\, e^{-i\omega t}$，　其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{\boldsymbol{r}} = \vec{\boldsymbol{r}}_0 e^{-i\omega t} \quad\Longrightarrow\quad \vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\, e^{-i\omega t} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \gamma\,\dot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \omega_0^2\vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e}{m}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\, e^{-i\omega t}$，　其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{\boldsymbol{r}} = \vec{\boldsymbol{r}}_0 e^{-i\omega t} \quad\Longrightarrow\quad \vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\, e^{-i\omega t} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{\boldsymbol{p}} = e\vec{\boldsymbol{r}}$

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \gamma\,\dot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \omega_0^2\vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e}{m}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\,e^{-i\omega t}$， 其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{\boldsymbol{r}} = \vec{\boldsymbol{r}}_0 e^{-i\omega t} \quad\Longrightarrow\quad \vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\,e^{-i\omega t} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{\boldsymbol{p}} = e\vec{\boldsymbol{r}}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{\boldsymbol{p}} = \alpha\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \gamma\,\dot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \omega_0^2\vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e}{m}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\, e^{-i\omega t}$, 其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{\boldsymbol{r}} = \vec{\boldsymbol{r}}_0 e^{-i\omega t} \quad \Longrightarrow \quad \vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\, e^{-i\omega t} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{\boldsymbol{p}} = e\vec{\boldsymbol{r}}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{\boldsymbol{p}} = \alpha\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} \quad \Longrightarrow \quad \alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

Let there be light

电子运动方程：$m\dot{\vec{\boldsymbol{v}}} = -k\vec{\boldsymbol{r}} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{\boldsymbol{v}}} + e\vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \gamma\,\dot{\vec{\boldsymbol{r}}} + \omega_0^2\vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e}{m}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\,e^{-i\omega t}$，　其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{\boldsymbol{r}} = \vec{\boldsymbol{r}}_0 e^{-i\omega t} \implies \vec{\boldsymbol{r}} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_0\,e^{-i\omega t} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{\boldsymbol{p}} = e\vec{\boldsymbol{r}}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{\boldsymbol{p}} = \alpha\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} \implies \alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

设介质中单位体积原子数为 N，则介质极化强度：$\vec{\boldsymbol{P}} = N\vec{\boldsymbol{p}} = Ne\vec{\boldsymbol{r}} = N\alpha\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$,

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \dfrac{e}{m}\vec{E}_0\, e^{-i\omega t}$， 其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t} \quad \Longrightarrow \quad \vec{r} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_0\, e^{-i\omega t} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{p} = e\vec{r}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad \Longrightarrow \quad \alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

设介质中单位体积原子数为 N，则介质极化强度：$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}}$,

对稀薄介质，原子感受到的场就约等于宏观电场：$\vec{E} = \vec{E}_{\text{eff}}$

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \frac{e}{m}\vec{E}_0\, e^{-i\omega t}$，其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \frac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 m c^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t} \implies \vec{r} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_0\, e^{-i\omega t} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{p} = e\vec{r}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{eff}} \implies \alpha = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

设介质中单位体积原子数为 N，则介质极化强度：$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}}$，

对稀薄介质，原子感受到的场就约等于宏观电场：$\vec{E} = \vec{E}_{\text{eff}}$

因而介质极化率 χ_e：$\vec{P} = \epsilon_0\chi_e\vec{E} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}}$

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \dfrac{e}{m}\vec{E}_0\, e^{-i\omega t}$，　其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 m c^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t} \quad\Longrightarrow\quad \vec{r} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_0\, e^{-i\omega t} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{p} = e\vec{r}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad\Longrightarrow\quad \alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

设介质中单位体积原子数为 N，则介质极化强度：$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}}$,

对稀薄介质，原子感受到的场就约等于宏观电场：$\vec{E} = \vec{E}_{\text{eff}}$

因而介质极化率 χ_e：$\vec{P} = \epsilon_0\chi_e\vec{E} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad\Longrightarrow\quad \epsilon_0\chi_e = N\alpha = \dfrac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \frac{e}{m}\vec{E}_0\,e^{-i\omega t}$， 其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \frac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t} \quad \Longrightarrow \quad \vec{r} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_0\,e^{-i\omega t} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{p} = e\vec{r}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad \Longrightarrow \quad \alpha = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

设介质中单位体积原子数为 N，则介质极化强度：$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}}$，

对稀薄介质，原子感受到的场就约等于宏观电场：$\vec{E} = \vec{E}_{\text{eff}}$

因而介质极化率 χ_e：$\vec{P} = \epsilon_0\chi_e\vec{E} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad \Longrightarrow \quad \epsilon_0\chi_e = N\alpha = \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$

$$\vec{D} \equiv \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \epsilon\vec{E}$$

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \frac{e}{m}\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$，　其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \frac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t} \quad\Longrightarrow\quad \vec{r} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_0 e^{-i\omega t} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{p} = e\vec{r}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad\Longrightarrow\quad \alpha = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

设介质中单位体积原子数为 N，则介质极化强度：$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}}$，

对稀薄介质，原子感受到的场就约等于宏观电场：$\vec{E} = \vec{E}_{\text{eff}}$

因而介质极化率 χ_e：$\vec{P} = \epsilon_0\chi_e\vec{E} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad\Longrightarrow\quad \epsilon_0\chi_e = N\alpha = \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$

$$\vec{D} \equiv \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \epsilon\vec{E} \quad\Longrightarrow\quad \epsilon(\omega) = \epsilon_0(1 + \chi_e) = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$$

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \frac{e}{m}\,\vec{E}_0\,e^{-i\omega t}$， 其中：$k = m\omega_0^2$，$\gamma \approx \frac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t} \implies \vec{r} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{E}_0\,e^{-i\omega t} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\,\vec{E}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{p} = e\vec{r}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{eff}} \implies \alpha = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

设介质中单位体积原子数为 N，则介质极化强度：$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}}$，

对稀薄介质，原子感受到的场就约等于宏观电场：$\vec{E} = \vec{E}_{\text{eff}}$

因而介质极化率 χ_e：$\vec{P} = \epsilon_0\chi_e\vec{E} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}} \implies \epsilon_0\chi_e = N\alpha = \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$

$$\vec{D} \equiv \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \epsilon\vec{E} \implies \epsilon(\omega) = \epsilon_0(1 + \chi_e) = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$$

—— 各向同性、均匀线性稀薄介质的色散关系。

电子运动方程：$m\dot{\vec{v}} = -k\vec{r} + \dfrac{1}{4\pi\epsilon_0}\dfrac{2e^2}{3c^3}\ddot{\vec{v}} + e\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 右边三项分别为：恢复力、辐射阻尼、外场力

这里的外场 $\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ 为电子感受到的有效电场，不一定是外加电场

运动方程改写为：$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = \dfrac{e}{m}\vec{E}_0\,e^{-i\omega t}$, 其中：$k = m\omega_0^2$, $\gamma \approx \dfrac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} \ll \omega_0$

稳态解：$\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t} \quad\Longrightarrow\quad \vec{r} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_0\,e^{-i\omega t} = \dfrac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}\vec{E}_{\text{eff}}$

假设每个原子都相同且只存在一个谐振电子，则原子偶极矩：$\vec{p} = e\vec{r}$

由原子极化率 α 的定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad\Longrightarrow\quad \alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ —— 原子极化率

设介质中单位体积原子数为 N，则介质极化强度：$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}}$,

对稀薄介质，原子感受到的场就约等于宏观电场：$\vec{E} = \vec{E}_{\text{eff}}$

因而介质极化率 χ_e：$\vec{P} = \epsilon_0\chi_e\vec{E} = N\alpha\vec{E}_{\text{eff}} \quad\Longrightarrow\quad \epsilon_0\chi_e = N\alpha = \dfrac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$

$$\vec{D} \equiv \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \epsilon\vec{E} \quad\Longrightarrow\quad \epsilon(\omega) = \epsilon_0(1+\chi_e) = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$$

—— 各向同性、均匀线性稀薄介质的色散关系。

仅对稀薄介质，才有宏观电场 $\vec{E}$ 等于感受到的电场 $\vec{E}_{\text{eff}}$：$\vec{E} = \vec{E}_{\text{eff}} \quad\Longrightarrow\quad \boxed{\epsilon_0\chi_e = N\alpha}$

二、稠密介质中的色散

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} \neq \vec{\boldsymbol{E}}$。

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} \neq \vec{\boldsymbol{E}}$。 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 有何关系？

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型：

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} \neq \vec{\boldsymbol{E}}$。 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

$a)$ 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

$a)$ 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

$b)$ 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

$a)$ 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

$b)$ 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

a) 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

b) 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} \neq \vec{\boldsymbol{E}}$。 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

a) 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}}$

b) 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{\boldsymbol{E}} = \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}} + \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。　　$\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型：　假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

a) 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

b) 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$　$\Longrightarrow$　$\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

$a)$ 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

$b)$ 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{p}$，故：$\vec{P} = N\vec{p}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

a) 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

b) 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{p}$，故：$\vec{P} = N\vec{p}$

由原子极化率定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{else}}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。　　$\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型：　假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

$a)$ 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

$b)$ 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$　$\Longrightarrow$　$\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6　p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{p}$，故：$\vec{P} = N\vec{p}$

由原子极化率定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{else}}$　$\Longrightarrow$　$\vec{P} = N\alpha\vec{E}_{\text{else}}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

$a)$ 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

$b)$ 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{p}$，故：$\vec{P} = N\vec{p}$

由原子极化率定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{P} = N\alpha\vec{E}_{\text{else}}$

$\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} \neq \vec{\boldsymbol{E}}$。 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

a) 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}}$

b) 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{\boldsymbol{E}} = \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}} + \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{\boldsymbol{p}}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{\boldsymbol{p}}$，故：$\vec{\boldsymbol{P}} = N\vec{\boldsymbol{p}}$

由原子极化率定义：$\vec{\boldsymbol{p}} = \alpha\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{\boldsymbol{P}} = N\alpha\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$

$$\vec{\boldsymbol{E}} = \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}} + \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}} = -\frac{\vec{\boldsymbol{p}}}{4\pi\epsilon_0 a^3} + \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} \neq \vec{\boldsymbol{E}}$。 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{\boldsymbol{E}}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

a) 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}}$

b) 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{\boldsymbol{E}} = \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}} + \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{eff}} = \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{\boldsymbol{p}}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{\boldsymbol{p}}$，故：$\vec{\boldsymbol{P}} = N\vec{\boldsymbol{p}}$

由原子极化率定义：$\vec{\boldsymbol{p}} = \alpha\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{\boldsymbol{P}} = N\alpha\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$

$$\vec{\boldsymbol{E}} = \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{self}} + \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}} = -\frac{\vec{\boldsymbol{p}}}{4\pi\epsilon_0 a^3} + \vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}} = \left(1 - \frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0 a^3}\right)\vec{\boldsymbol{E}}_{\text{else}}$$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\rm eff} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\rm eff}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

$a)$ 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\rm self}$

$b)$ 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\rm else}$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \vec{E}_{\rm self} + \vec{E}_{\rm else}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\rm eff} = \vec{E}_{\rm else}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\rm self} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{p}$，故：$\vec{P} = N\vec{p}$

由原子极化率定义：$\vec{p} = \alpha\vec{E}_{\rm else}$ $\Longrightarrow$ $\vec{P} = N\alpha\vec{E}_{\rm else}$

$$\vec{E} = \vec{E}_{\rm self} + \vec{E}_{\rm else} = -\frac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3} + \vec{E}_{\rm else} = \left(1 - \frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0 a^3}\right)\vec{E}_{\rm else}$$

注意到：$N = 1/(4\pi a^3/3)$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \left(1 - \dfrac{N\alpha}{3\epsilon_0}\right)\vec{E}_{\rm else}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。 $\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型： 假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

a) 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

b) 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{p}$，故：$\vec{P} = N\vec{p}$

由原子极化率定义：$\vec{p} = \alpha \vec{E}_{\text{else}}$ $\Longrightarrow$ $\vec{P} = N\alpha\vec{E}_{\text{else}}$

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}} = -\frac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3} + \vec{E}_{\text{else}} = \left(1 - \frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0 a^3}\right)\vec{E}_{\text{else}}$$

注意到：$N = 1/(4\pi a^3/3)$ $\Longrightarrow$ $\vec{E} = \left(1 - \dfrac{N\alpha}{3\epsilon_0}\right)\vec{E}_{\text{else}}$

而：$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。　　$\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型：　假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

$a)$ 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

$b)$ 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$　$\Longrightarrow$　$\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{p}$，故：$\vec{P} = N\vec{p}$

由原子极化率定义：$\vec{p} = \alpha \vec{E}_{\text{else}}$　$\Longrightarrow$　$\vec{P} = N\alpha \vec{E}_{\text{else}}$

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}} = -\frac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3} + \vec{E}_{\text{else}} = \left(1 - \frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0 a^3}\right)\vec{E}_{\text{else}}$$

注意到：$N = 1/(4\pi a^3/3)$　$\Longrightarrow$　$\vec{E} = \left(1 - \dfrac{N\alpha}{3\epsilon_0}\right)\vec{E}_{\text{else}}$

而：$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}$　$\Longrightarrow$　$\chi_e = \dfrac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)}$　$\Longrightarrow$　$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{N\alpha}{3\epsilon_0}$

二、稠密介质中的色散

稠密介质，电子感受到的场不等于宏观平均电场：$\vec{E}_{\text{eff}} \neq \vec{E}$。　　$\vec{E}_{\text{eff}}$ 与 $\vec{E}$ 有何关系？

模型：　假定每个原子是一半径为 a 的小球，考虑某个原子的“原子球”。

介质中的宏观电场 $\vec{E}$ 看成原子球内的平均电场，由以下两部分组成

a) 原子自身的电荷分布产生的电场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{self}}$

b) 介质中的其余原子以及外源产生的场在球内的平均值 $\vec{E}_{\text{else}}$　$\Longrightarrow$　$\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}}$

原子（电子）感受到的场应该为：$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_{\text{else}}$

—— 因为原子自身的场对自身的作用已计入电磁质量和辐射阻尼

由 §3.6 p9 关于球内电荷分布在球内电场平均值的性质可得：$\vec{E}_{\text{self}} = -\dfrac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3}$

而介质单位体积原子数为 N，每个原子的偶极矩为 $\vec{p}$，故：$\vec{P} = N\vec{p}$

由原子极化率定义：$\vec{p} = \alpha \vec{E}_{\text{else}}$　$\Longrightarrow$　$\vec{P} = N\alpha\vec{E}_{\text{else}}$

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{self}} + \vec{E}_{\text{else}} = -\frac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 a^3} + \vec{E}_{\text{else}} = \left(1 - \frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0 a^3}\right)\vec{E}_{\text{else}}$$

注意到：$N = 1/(4\pi a^3/3)$　$\Longrightarrow$　$\vec{E} = \left(1 - \dfrac{N\alpha}{3\epsilon_0}\right)\vec{E}_{\text{else}}$　　$\chi_e = \epsilon_r - 1$

而：$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}$　$\Longrightarrow$　$\chi_e = \dfrac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)}$　$\Longrightarrow$　$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{N\alpha}{3\epsilon_0}$

Let there be light

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \quad \Longrightarrow \quad \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$

利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

Let there be light

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$ 利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \quad \Longrightarrow \quad \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$

利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \displaystyle\sum_s \frac{N_s \alpha_s}{3\epsilon_0}$

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \quad \Longrightarrow \quad \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$

利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s \alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$

利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega},\qquad f_s = N_s/N$

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$

利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$, $f_s = N_s/N$

若辐射阻尼可略：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2}$,

Let there be light

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$ 利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$, $f_s = N_s/N$

若辐射阻尼可略：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2}$, —— Lorentz-Lorenz 方程

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$

利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$, $f_s = N_s/N$

若辐射阻尼可略：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2}$, —— Lorentz-Lorenz 方程

稀薄介质，$\epsilon_r \sim 1 \implies \chi_e = \epsilon_r - 1 \approx N\alpha$

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$ 利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \displaystyle\sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\displaystyle\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega},$ $f_s = N_s/N$

若辐射阻尼可略：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\displaystyle\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2},$ —— Lorentz-Lorenz 方程

稀薄介质，$\epsilon_r \sim 1 \implies \chi_e = \epsilon_r - 1 \approx N\alpha$

三、金属导体中的色散

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$ 利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$, $f_s = N_s/N$

若辐射阻尼可略：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2}$, —— Lorentz-Lorenz 方程

稀薄介质，$\epsilon_r \sim 1 \implies \chi_e = \epsilon_r - 1 \approx N\alpha$

三、金属导体中的色散

Clausius-Mossoti 公式：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$ 利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega},$ $f_s = N_s/N$

若辐射阻尼可略：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2},$ —— Lorentz-Lorenz 方程

稀薄介质，$\epsilon_r \sim 1 \implies \chi_e = \epsilon_r - 1 \approx N\alpha$

三、金属导体中的色散

Clausius-Mossoti 公式：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ $\alpha_s = \dfrac{e^2/m}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1 - N\alpha/(3\epsilon_0)} \quad \Longrightarrow \quad \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$

利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s \alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0} \sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$, $\quad f_s = N_s/N$

若辐射阻尼可略：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0} \sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2}$, —— Lorentz-Lorenz 方程

稀薄介质，$\epsilon_r \sim 1 \quad \Longrightarrow \quad \chi_e = \epsilon_r - 1 \approx N\alpha$

三、金属导体中的色散

Clausius-Mossoti 公式：$\dfrac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \sum_s \dfrac{N_s \alpha_s}{3\epsilon_0} \qquad \alpha_s = \dfrac{e^2/m}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$

一般 $N_s\alpha_s$ 为小量：$\epsilon_r = 1 + \sum_s \dfrac{N_s \alpha_s}{\epsilon_0} \quad \Longrightarrow \quad \epsilon = \epsilon_0 + \dfrac{Ne^2}{m} \sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$

$$\chi_e = \frac{N\alpha/\epsilon_0}{1-N\alpha/(3\epsilon_0)} \implies \frac{\epsilon_r-1}{\epsilon_r+2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0},$$ 利用了：$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \chi_e + 1$

原子极化率：$\alpha = \dfrac{e^2/m}{\omega_0^2-\omega^2-i\gamma\omega}$

介质中存在多种谐振电子：$\dfrac{\epsilon_r-1}{\epsilon_r+2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}$ —— Clausius-Mossoti 公式

以原子极化率 α 代入：$\dfrac{\epsilon_r-1}{\epsilon_r+2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2-\omega^2-i\gamma_s\omega},\qquad f_s = N_s/N$

若辐射阻尼可略：$\dfrac{\epsilon_r-1}{\epsilon_r+2} = \dfrac{Ne^2}{3m\epsilon_0}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2-\omega^2},$ —— Lorentz-Lorenz 方程

稀薄介质，$\epsilon_r \sim 1 \implies \chi_e = \epsilon_r - 1 \approx N\alpha$

三、金属导体中的色散

Clausius-Mossoti 公式：$\dfrac{\epsilon_r-1}{\epsilon_r+2} = \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{3\epsilon_0}\qquad \alpha_s = \dfrac{e^2/m}{\omega_s^2-\omega^2-i\gamma\omega}$

一般 $N_s\alpha_s$ 为小量：$\epsilon_r = 1 + \sum_s \dfrac{N_s\alpha_s}{\epsilon_0} \implies \epsilon = \epsilon_0 + \dfrac{Ne^2}{m}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2-\omega^2-i\gamma_s\omega}$

对绝缘介质，最低的 $\omega_s \neq 0$，频率为 0 时介电常数为实数：$\epsilon(0) = \epsilon_0 + \dfrac{Ne^2}{m}\sum_s \dfrac{f_s}{\omega_s^2}$

Let there be light

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m} \sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s \omega}$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m} \sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s \omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0$， $\gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0, \quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0,\quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0,\quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0,\quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega}$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0$, $\gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + i\,\underbrace{\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega} \quad \Longrightarrow \quad \sigma_c = \dfrac{f_0 N e^2}{m(\gamma_0 - i\omega)}$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0,\quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega} \quad \Longrightarrow \quad \sigma_c = \dfrac{f_0 Ne^2}{m(\gamma_0 - i\omega)}$ —— Drude 电导率模型

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0, \quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega} \quad \Longrightarrow \quad \sigma_c = \dfrac{f_0 N e^2}{m(\gamma_0 - i\omega)}$ —— Drude 电导率模型

铜：$\omega = 0$ 时：$f_0 \approx 1, \quad \sigma \approx 5.8 \times 10^7 \mathrm{S/m}, \quad N = 8 \times 10^{28} \mathrm{m}^{-3}$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0, \quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + i\underbrace{\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega} \quad \Longrightarrow \quad \sigma_c = \dfrac{f_0 Ne^2}{m(\gamma_0 - i\omega)}$ —— Drude 电导率模型

铜：$\omega = 0$ 时：$f_0 \approx 1, \quad \sigma \approx 5.8\times10^7\,\mathrm{S/m}, \quad N = 8\times10^{28}\,\mathrm{m}^{-3} \quad \Longrightarrow \quad \gamma_0 = 4\times10^{13}\,\mathrm{Hz}$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0$， $\gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + i\underbrace{\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega} \quad \Longrightarrow \quad \sigma_c = \dfrac{f_0 N e^2}{m(\gamma_0 - i\omega)}$ —— Drude 电导率模型

铜：$\omega = 0$ 时：$f_0 \approx 1$， $\sigma \approx 5.8 \times 10^7\text{S/m}$， $N = 8 \times 10^{28}\text{m}^{-3} \Longrightarrow \gamma_0 = 4 \times 10^{13}$ Hz

对铜：$\omega \ll 10^{13}$ Hz 时，σ 基本为实数；$\omega \sim 10^{13}$ Hz，电导率为复数

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0,\quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + i\,\underbrace{\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega} \quad\Longrightarrow\quad \sigma_c = \dfrac{f_0 Ne^2}{m(\gamma_0 - i\omega)}$ —— Drude 电导率模型

铜：$\omega = 0$ 时：$f_0 \approx 1,\quad \sigma \approx 5.8\times 10^7\,\mathrm{S/m},\quad N = 8\times 10^{28}\,\mathrm{m}^{-3} \quad\Longrightarrow\quad \gamma_0 = 4\times 10^{13}\ \mathrm{Hz}$

对铜：$\omega \ll 10^{13}$ Hz 时，σ 基本为实数；$\omega \sim 10^{13}$ Hz，电导率为复数

高频特性

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0, \quad \gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega} \quad \Longrightarrow \quad \sigma_c = \dfrac{f_0 N e^2}{m(\gamma_0 - i\omega)}$ —— Drude 电导率模型

铜：$\omega = 0$ 时：$f_0 \approx 1, \quad \sigma \approx 5.8 \times 10^7 \mathrm{S/m}, \quad N = 8 \times 10^{28} \mathrm{m}^{-3} \quad \Longrightarrow \quad \gamma_0 = 4 \times 10^{13}\ \mathrm{Hz}$

对铜：$\omega \ll 10^{13}$ Hz 时，σ 基本为实数；$\omega \sim 10^{13}$ Hz，电导率为复数

高频特性

$\omega \gg \gamma_0$ 金属电导率为纯虚数：$\sigma_c = \dfrac{iNf_0e^2}{m\omega}, \quad \epsilon = \epsilon_c - \dfrac{\omega_p^{*\,2}}{\omega^2}\epsilon_0$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}$$

金属导体中存在准自由电子，即部分电子不受回复力作用，$\omega_s = 0$

这些电子在晶格中自由移动，由于与晶格粒子碰撞损失动量，相当于有阻尼

—— 金属导体中存在 $\omega_s = 0$，$\gamma_s = \gamma_0 \neq 0$ 的一项，把它分出来

$$\epsilon = \underbrace{\epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega}}_{\epsilon_c} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + i\underbrace{\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

低频特性

比较：$\epsilon = \epsilon_c + i\dfrac{\sigma_c}{\omega} \implies \sigma_c = \dfrac{f_0 N e^2}{m(\gamma_0 - i\omega)}$ —— Drude 电导率模型

铜：$\omega = 0$ 时：$f_0 \approx 1$，$\sigma \approx 5.8 \times 10^7 \mathrm{S/m}$，$N = 8 \times 10^{28} \mathrm{m}^{-3} \implies \gamma_0 = 4 \times 10^{13}$ Hz

对铜：$\omega \ll 10^{13}$ Hz 时，σ 基本为实数；$\omega \sim 10^{13}$ Hz，电导率为复数

高频特性

$\omega \gg \gamma_0$ 金属电导率为纯虚数：$\sigma_c = \dfrac{iNf_0e^2}{m\omega}$，$\epsilon = \epsilon_c - \dfrac{{\omega_p^*}^2}{\omega^2}\epsilon_0$

$$\omega_p^* = \sqrt{\frac{Ne^2}{m/f_0}}$$ 为传导电子的等离子体频率

Let there be light

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

高频特性

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2-\omega^2-i\gamma_s\omega} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0-i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0-i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

高频特性

当 $\omega \gg \omega_{s\,\max}$ 时，所有电子均可视为自由的 $\epsilon = \epsilon_0 - \dfrac{Ne^2}{m\omega^2}\sum_s f_s = \epsilon_0 - \dfrac{NZe^2}{m\omega^2}$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

高频特性

当 $\omega \gg \omega_{s\,\max}$ 时，所有电子均可视为自由的 $\epsilon = \epsilon_0 - \frac{Ne^2}{m\omega^2}\sum_s f_s = \epsilon_0 - \frac{NZe^2}{m\omega^2}$

$$\Longrightarrow \quad \epsilon = \epsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right),$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

高频特性

当 $\omega \gg \omega_{s\,\max}$ 时，所有电子均可视为自由的 $\epsilon = \epsilon_0 - \frac{Ne^2}{m\omega^2}\sum_s f_s = \epsilon_0 - \frac{NZe^2}{m\omega^2}$

$$\Longrightarrow \quad \epsilon = \epsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \qquad \omega_p = \sqrt{\frac{NZe^2}{m\epsilon_0}}$$

称为电子的等离子体频率。

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega} + i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

高频特性

当 $\omega \gg \omega_{s\,\max}$ 时，所有电子均可视为自由的 $\epsilon = \epsilon_0 - \frac{Ne^2}{m\omega^2}\sum_s f_s = \epsilon_0 - \frac{NZe^2}{m\omega^2}$

$$\Longrightarrow \quad \epsilon = \epsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \qquad \omega_p = \sqrt{\frac{NZe^2}{m\epsilon_0}}$$ 称为电子的等离子体频率。

当电磁波频率足够高时，金属介电常数变为实数，电磁波能透射 —— “金属紫外透明”

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{Ne^2}{m}\sum_s \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\gamma_s\omega} + i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega} = \underbrace{\epsilon_c}_{\text{束缚电子的贡献}} + \underbrace{i\,\frac{Ne^2}{m\omega}\frac{f_0}{\gamma_0 - i\omega}}_{\text{准自由电子的贡献}}$$

高频特性

当 $\omega \gg \omega_{s\,\max}$ 时，所有电子均可视为自由的 $\epsilon = \epsilon_0 - \frac{Ne^2}{m\omega^2}\sum_s f_s = \epsilon_0 - \frac{NZe^2}{m\omega^2}$

$$\Longrightarrow \quad \epsilon = \epsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \qquad \omega_p = \sqrt{\frac{NZe^2}{m\epsilon_0}}$$ 称为电子的等离子体频率。

当电磁波频率足够高时，金属介电常数变为实数，电磁波能透射 —— “金属紫外透明”

对紫外线、X 射线、γ 射线，一般的金属将失去屏蔽作用。