

## § 5.5 表面等离子激元

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

## § 5.5 表面等离激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性  
在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性  
在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态  
金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似:

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立



## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

(1) 离子不动, 只有电子在运动, 因为离子重, 电子轻, 离子速度远小于电子速度

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

- (1) 离子不动, 只有电子在运动, 因为离子重, 电子轻, 离子速度远小于电子速度
- (2) 忽略阻尼和电子间碰撞 (电子自由程很长), 认为电子自由

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

(1) 离子不动, 只有电子在运动, 因为离子重, 电子轻, 离子速度远小于电子速度

(2) 忽略阻尼和电子间碰撞 (电子自由程很长), 认为电子自由

(3) 对冷等离子体, 电子运动速度  $v \ll c \implies f_m \sim evB \sim evE/c \sim (v/c)eE \ll f_e = eE,$

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

(1) 离子不动, 只有电子在运动, 因为离子重, 电子轻, 离子速度远小于电子速度

(2) 忽略阻尼和电子间碰撞 (电子自由程很长), 认为电子自由

(3) 对冷等离子体, 电子运动速度  $v \ll c \implies f_m \sim evB \sim evE/c \sim (v/c)eE \ll f_e = eE$ ,

电磁波的磁场对电子作用力可忽略, 只考虑电磁波的电场对电子作用力。

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

(1) 离子不动, 只有电子在运动, 因为离子重, 电子轻, 离子速度远小于电子速度

(2) 忽略阻尼和电子间碰撞 (电子自由程很长), 认为电子自由

(3) 对冷等离子体, 电子运动速度  $v \ll c \implies f_m \sim evB \sim evE/c \sim (v/c)eE \ll f_e = eE$ ,

电磁波的磁场对电子作用力可忽略, 只考虑电磁波的电场对电子作用力。

电子运动方程:

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

(1) 离子不动, 只有电子在运动, 因为离子重, 电子轻, 离子速度远小于电子速度

(2) 忽略阻尼和电子间碰撞 (电子自由程很长), 认为电子自由

(3) 对冷等离子体, 电子运动速度  $v \ll c \implies f_m \sim evB \sim evE/c \sim (v/c)eE \ll f_e = eE$ ,

电磁波的磁场对电子作用力可忽略, 只考虑电磁波的电场对电子作用力。

电子运动方程:  $m\ddot{\vec{r}} = -e\vec{\mathcal{E}}$ ,

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

(1) 离子不动, 只有电子在运动, 因为离子重, 电子轻, 离子速度远小于电子速度

(2) 忽略阻尼和电子间碰撞 (电子自由程很长), 认为电子自由

(3) 对冷等离子体, 电子运动速度  $v \ll c \implies f_m \sim evB \sim evE/c \sim (v/c)eE \ll f_e = eE$ ,

电磁波的磁场对电子作用力可忽略, 只考虑电磁波的电场对电子作用力。

电子运动方程:  $m\ddot{\vec{r}} = -e\vec{\mathcal{E}}$ , 设入射波为单色平面波:  $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t}$

## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

等离子体 (plasma): 物质的第四态, 由大量正负离子 (或正离子和电子) 组成的气体, 总体电中性

在自然界, 太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层, 呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体, 采用自由电子模型 (此模型也近似适用于金属)。

采用以下近似: —— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

(1) 离子不动, 只有电子在运动, 因为离子重, 电子轻, 离子速度远小于电子速度

(2) 忽略阻尼和电子间碰撞 (电子自由程很长), 认为电子自由

(3) 对冷等离子体, 电子运动速度  $v \ll c \implies f_m \sim evB \sim evE/c \sim (v/c)eE \ll f_e = eE$ ,

电磁波的磁场对电子作用力可忽略, 只考虑电磁波的电场对电子作用力。

电子运动方程:  $m\ddot{\vec{r}} = -e\vec{\mathcal{E}}$ , 设入射波为单色平面波:  $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t}$

$$\implies \vec{v} = \dot{\vec{r}} = \frac{e\vec{\mathcal{E}}}{im\omega}$$



## § 5.5 表面等离子激元

### 一、稀薄等离子体中的电磁波

**等离子体 (plasma):** 物质的第四态，由大量正负离子（或正离子和电子）组成的气体，总体电中性

在自然界，太阳紫外线使高空大气层电离形成电离层，呈等离子状态

金属中的准自由电子气、半导体、电解质溶液具有等离子体性质

对由电子和离子组成的稀薄等离子体，采用自由电子模型（此模型也近似适用于金属）。

采用以下近似：—— 这些近似对金属中的准自由电子也成立

(1) 离子不动，只有电子在运动，因为离子重，电子轻，粒子速度远小于电子速度

(2) 忽略阻尼和电子间碰撞（电子自由程很长），认为电子自由

(3) 对冷等离子体，电子运动速度  $v \ll c \implies f_m \sim evB \sim evE/c \sim (v/c)eE \ll f_e = eE$ ,

电磁波的磁场对电子作用力可忽略，只考虑电磁波的电场对电子作用力。

电子运动方程：  $m\ddot{\vec{r}} = -e\vec{\mathcal{E}}$ ， 设入射波为单色平面波：  $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t}$

$$\implies \vec{v} = \dot{\vec{r}} = \frac{e\vec{\mathcal{E}}}{im\omega} \implies \text{电流密度: } \vec{j} = -n_e e \vec{v} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \quad n_e \text{ 为电子数密度}$$

# Let there be light

---

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}}$$

# Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \quad \Longrightarrow \quad \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

# Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \implies \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:  $\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, \quad \nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}}$

# Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \quad \Longrightarrow \quad \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{\mathcal{E}} &= -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, & \nabla \times \vec{\mathcal{H}} &= \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}} \\ \nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} &= \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, & \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} &= \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0 \end{aligned}$$

Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \implies \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:  $\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, \quad \nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}}$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0$$

$$\implies \text{Helmholtz 方程: } \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + \omega^2 \epsilon' \mu_0 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \epsilon' = \epsilon_0 + \frac{i\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \quad \Rightarrow \quad \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:  $\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, \quad \nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}}$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0$$

$$\Rightarrow \text{Helmholtz 方程: } \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + \omega^2 \epsilon' \mu_0 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \epsilon' = \epsilon_0 + \frac{i\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\epsilon_0}} \quad \text{—— 等离子体频率}$$

# Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \implies \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:  $\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, \quad \nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}}$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0$$

$$\implies \text{Helmholtz 方程: } \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + \omega^2 \epsilon' \mu_0 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \epsilon' = \epsilon_0 + \frac{i\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\epsilon_0}} \quad \text{—— 等离子体频率}$$

平面波解:  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}) = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$



## Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \implies \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{\mathcal{E}} &= -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, & \nabla \times \vec{\mathcal{H}} &= \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}} \\ \nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} &= \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, & \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} &= \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0 \end{aligned}$$

$$\implies \text{Helmholtz 方程: } \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + \omega^2 \epsilon' \mu_0 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \epsilon' = \epsilon_0 + \frac{i\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\epsilon_0}} \quad \text{—— 等离子体频率}$$

平面波解:  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}) = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$

其中波矢  $\vec{k}$  应满足:  $\vec{k} \cdot \vec{k} = \omega^2 \epsilon' \mu_0 \implies k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \implies k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$

## Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \implies \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:  $\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, \quad \nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}}$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0$$

$$\implies \text{Helmholtz 方程: } \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + \omega^2 \epsilon' \mu_0 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \epsilon' = \epsilon_0 + \frac{i\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\epsilon_0}} \quad \text{—— 等离子体频率}$$

平面波解:  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}) = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$

其中波矢  $\vec{k}$  应满足:  $\vec{k} \cdot \vec{k} = \omega^2 \epsilon' \mu_0 \implies k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \implies k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$

讨论:

## Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \implies \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{\mathcal{E}} &= -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, & \nabla \times \vec{\mathcal{H}} &= \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}} \\ \nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} &= \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, & \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} &= \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0 \end{aligned}$$

$$\implies \text{Helmholtz 方程: } \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + \omega^2 \epsilon' \mu_0 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \epsilon' = \epsilon_0 + \frac{i\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\epsilon_0}} \quad \text{—— 等离子体频率}$$

平面波解:  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}) = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$

其中波矢  $\vec{k}$  应满足:  $\vec{k} \cdot \vec{k} = \omega^2 \epsilon' \mu_0 \implies k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \implies k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$

讨论:

(1)  $\omega > \omega_p$  时  $k$  为实数数, 波可以在等离子体中传播。相速度  $v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} > c$

## Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \implies \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:  $\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, \quad \nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}}$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0$$

$$\implies \text{Helmholtz 方程: } \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + \omega^2 \epsilon' \mu_0 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \epsilon' = \epsilon_0 + \frac{i\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\epsilon_0}} \quad \text{—— 等离子体频率}$$

平面波解:  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}) = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$

其中波矢  $\vec{k}$  应满足:  $\vec{k} \cdot \vec{k} = \omega^2 \epsilon' \mu_0 \implies k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \implies k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$

## 讨论:

(1)  $\omega > \omega_p$  时  $k$  为实数数, 波可以在等离子体中传播。相速度  $v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} > c$

等离子体折射率:  $n_2 = \sqrt{\frac{\epsilon' \mu_0}{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < 1$  —— 等离子体是比真空还稀疏的介质

## Let there be light

$$\vec{j} = \frac{in_e e^2}{m\omega} \vec{\mathcal{E}} \implies \sigma_c = \frac{in_e e^2}{m\omega}$$

Maxwell 方程:  $\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{\mathcal{H}}, \quad \nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + j = -i\omega\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \sigma_c \vec{\mathcal{E}}$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \nabla \cdot \vec{\mathcal{H}} = 0$$

$$\implies \text{Helmholtz 方程: } \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + \omega^2 \epsilon' \mu_0 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad \epsilon' = \epsilon_0 + \frac{i\sigma_c}{\omega} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\epsilon_0}} \quad \text{—— 等离子体频率}$$

平面波解:  $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}) = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$

其中波矢  $\vec{k}$  应满足:  $\vec{k} \cdot \vec{k} = \omega^2 \epsilon' \mu_0 \implies k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \implies k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$

## 讨论:

(1)  $\omega > \omega_p$  时  $k$  为实数数, 波可以在等离子体中传播。相速度  $v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} > c$

等离子体折射率:  $n_2 = \sqrt{\frac{\epsilon' \mu_0}{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < 1$  —— 等离子体是比真空还稀疏的介质

当电磁波从真空入射到等离子体时, 若入射角大于临界角  $\theta_c \sin^{-1} n_2$ , 将发生全反射

## *Let there be light*

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是渐逝波 (evanescent wave)

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是渐逝波 (evanescent wave)

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。



## *Let there be light*

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是渐逝波 (evanescent wave)

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是渐逝波 (evanescent wave)

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是渐逝波 (evanescent wave)

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层

其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为：
$$\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}},$$
 在等离子体中是渐逝波 (evanescent wave)

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离激元**。

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离子激元**。

**表面等离子激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指数衰减。能量均沿表面传播。

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离激元**。

**表面等离激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指数衰减。能量均沿表面传播。

## 二、表面等离激元 (surface plasmons)

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离子激元**。

**表面等离子激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指数衰减。能量均沿表面传播。

## 二、表面等离子激元 (surface plasmons)

全反射时介质 2 中不存在 propagating wave，只有**渐逝波**，



## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离子激元**。

**表面等离子激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指数衰减。能量均沿表面传播。

## 二、表面等离子激元 (surface plasmons)

全反射时介质 2 中不存在 propagating wave，只有**渐逝波**，  
波振幅在介质 2 中指数衰减，称为表面波。

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离子激元**。

**表面等离子激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指数衰减。能量均沿表面传播。

## 二、表面等离子激元 (surface plasmons)

全反射时介质 2 中不存在 propagating wave，只有**渐逝波**，  
波振幅在介质 2 中指数衰减，称为表面波。

在介质 2 中，能量沿平行于界面的方向传播。

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离子激元**。

**表面等离子激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指数衰减。能量均沿表面传播。

## 二、表面等离子激元 (surface plasmons)

全反射时介质 2 中不存在 propagating wave，只有**渐逝波**，  
波振幅在介质 2 中指数衰减，称为表面波。

在介质 2 中，能量沿平行于界面的方向传播。

而在介质 1 中，仍然是 propagating wave。

## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离激元**。

**表面等离激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指数衰减。能量均沿表面传播。

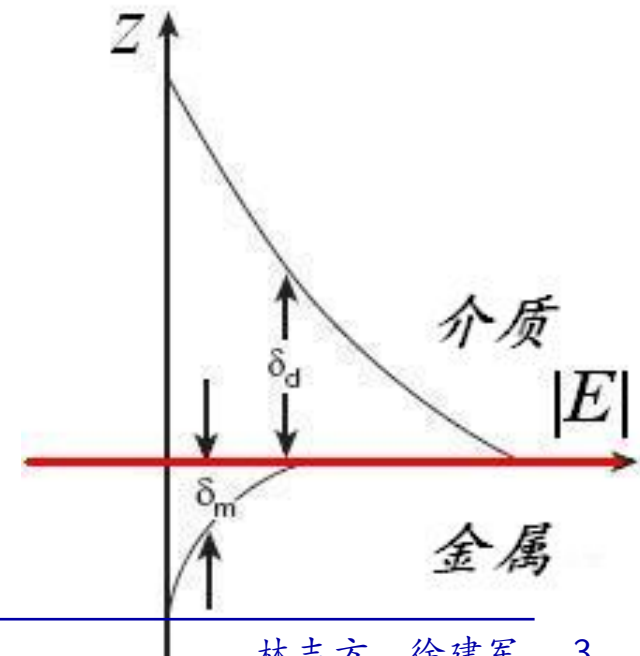
## 二、表面等离激元 (surface plasmons)

全反射时介质 2 中不存在 propagating wave，只有**渐逝波**，  
波振幅在介质 2 中指数衰减，称为表面波。

在介质 2 中，能量沿平行于界面的方向传播。

而在介质 1 中，仍然是 propagating wave。

surface plasmons 是严格意义上的局域表面波，如图



## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离子激元**。

**表面等离子激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指指数衰减。能量均沿表面传播。

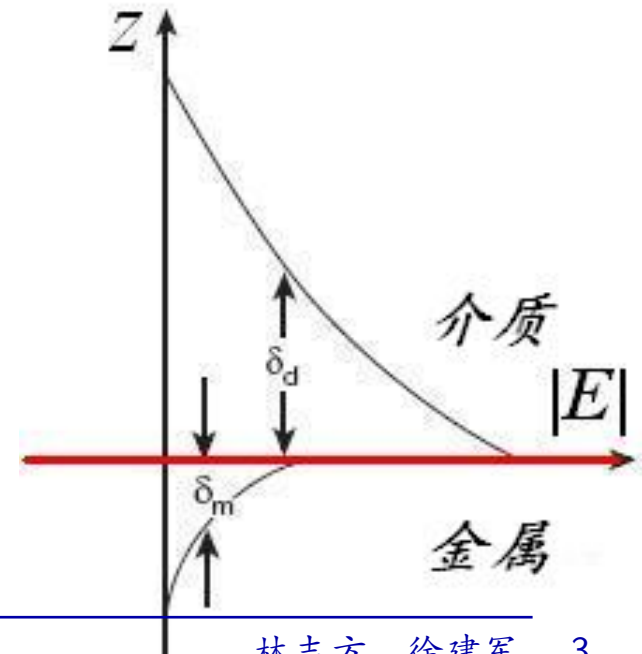
## 二、表面等离子激元 (surface plasmons)

全反射时介质 2 中不存在 propagating wave，只有**渐逝波**，  
波振幅在介质 2 中指数衰减，称为表面波。

在介质 2 中，能量沿平行于界面的方向传播。

而在介质 1 中，仍然是 propagating wave。

surface plasmons 是严格意义上的局域表面波，如图  
在两种介质中都是表面波，远离界面时均为指数衰减。



## Let there be light

(2)  $\omega < \omega_p$  时  $k$  为纯虚数，电磁场是衰减的，入射到等离子体上的电磁波将被反射回来

电磁波透入深度为： $\delta = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ ，在等离子体中是**渐逝波 (evanescent wave)**

(3) 综上，只有频率高于  $\omega_p$  的波才能在等离子体中传播，故  $\omega_p$  也称等离子体截止频率。

地球高空大气层被太阳辐射与宇宙射线的作用形成多个不同截止频率的等离子体层  
其最高截止频率为  $f_p \sim 30$  MHz，要实现地球与卫星的通讯，频率应高于 30 MHz

(4) 由于金属中的准自由电子气具有等离子体特性，关于稀薄等离子体的图像对金属也成立  
因此对金属，也有等离子体频率 (plasma frequency) 概念。频率低于金属等离子体频率的  
电磁波，除了在金属表面全被反射回来，在金属表面，还存在一种**表面等离激元**。

**表面等离激元**在两种介质中都是表面波，远离界面时均是指指数衰减。能量均沿表面传播。

## 二、表面等离激元 (surface plasmons)

全反射时介质 2 中不存在 propagating wave，只有**渐逝波**，  
波振幅在介质 2 中指数衰减，称为表面波。

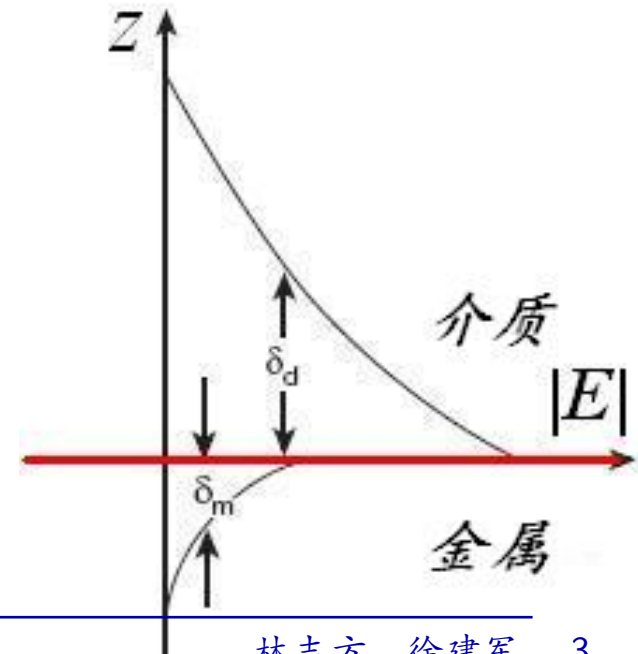
在介质 2 中，能量沿平行于界面的方向传播。

而在介质 1 中，仍然是 propagating wave。

surface plasmons 是严格意义上的局域表面波，如图

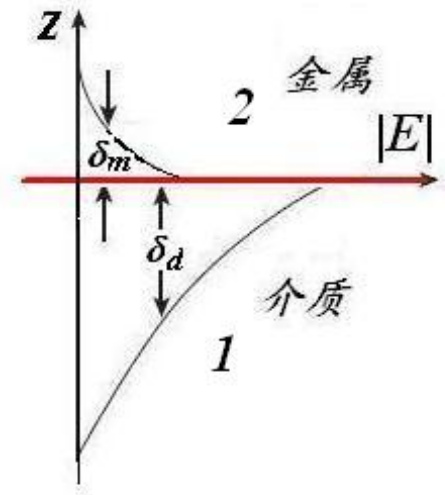
在两种介质中都是表面波，远离界面时均为指数衰减。

能量在两种介质中均沿平行于界面方向传播



# Let there be light

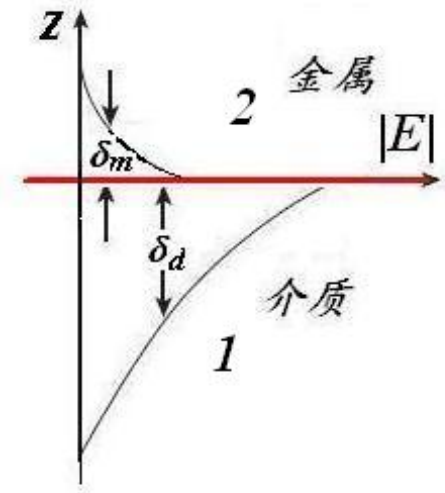
存在 surface plasmons 的条件



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

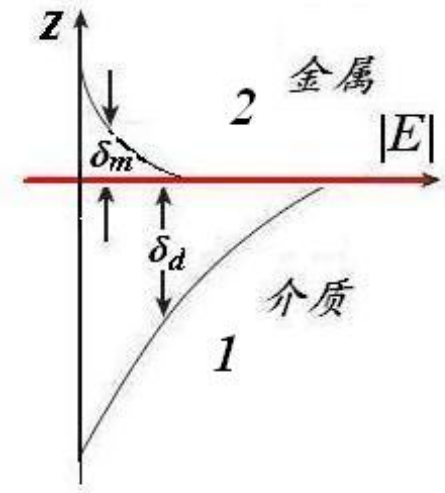




# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2，  
为简单起见，假定金属和介质的介电常数均为实数



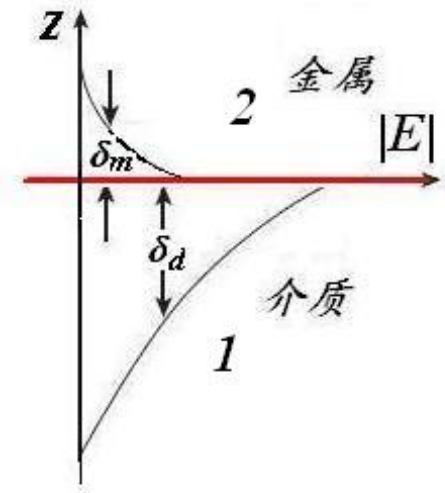
# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面



# Let there be light

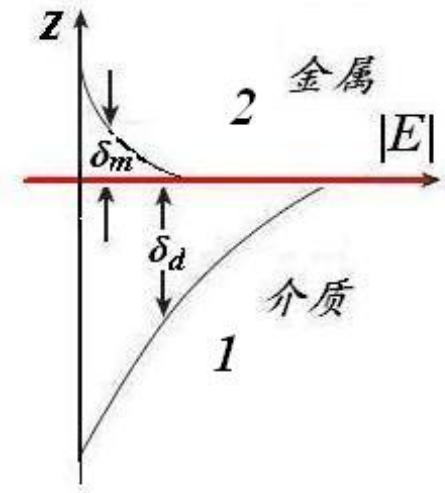
## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

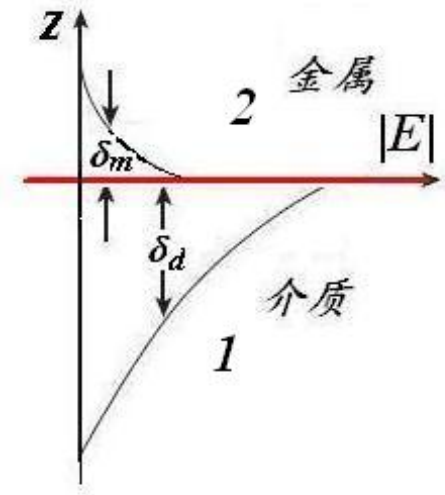
假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

介质区总场:  $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

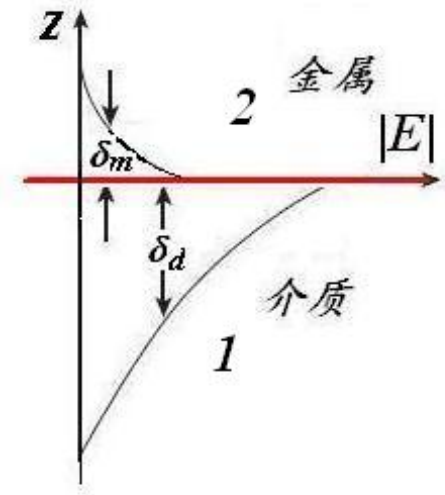
假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

介质区总场:  $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$  包括入射与反射场



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

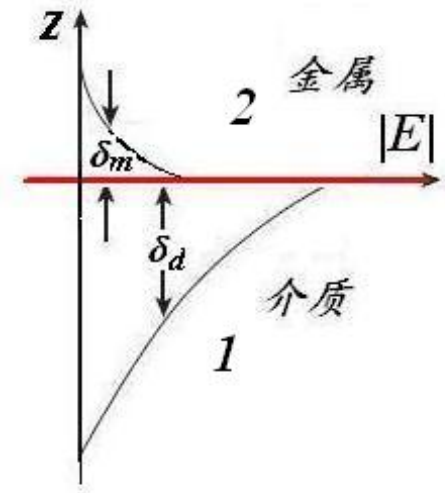
$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

介质区总场:  $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$

包括入射与反射场

$\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

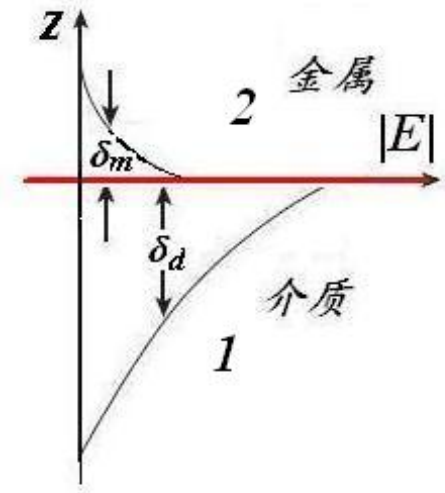
$$\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

包括入射与反射场

$$\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

$$\text{金属区总场: } \vec{\mathcal{E}}' = (\mathcal{E}'_x, 0, \mathcal{E}'_z)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$

其中利用了:  $k_x = k'_x$



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

$$\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

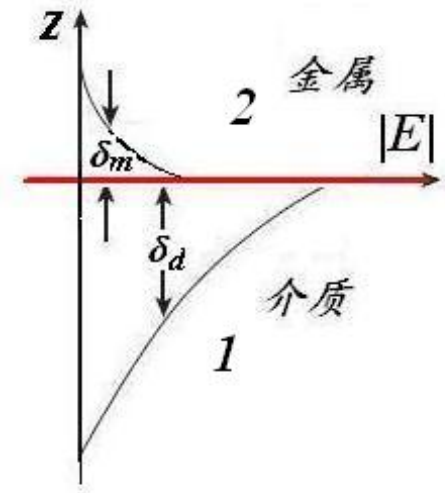
包括入射与反射场

$$\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

$$\vec{\mathcal{E}}' = (\mathcal{E}'_x, 0, \mathcal{E}'_z)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$

其中利用了:  $k_x = k'_x$

$$\vec{\mathcal{H}}' = (0, \mathcal{H}'_y, 0)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$





# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

$$\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

包括入射与反射场

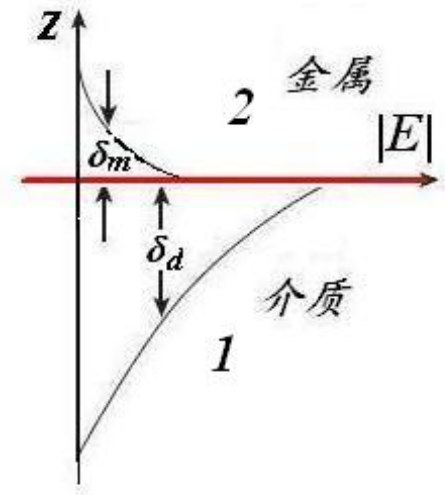
$$\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

$$\vec{\mathcal{E}}' = (\mathcal{E}'_x, 0, \mathcal{E}'_z)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$

其中利用了:  $k_x = k'_x$

$$\vec{\mathcal{H}}' = (0, \mathcal{H}'_y, 0)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$

$$\text{横波条件: } \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0 \implies \mathcal{E}_z = -\frac{k_x}{k_z} \mathcal{E}_x, \quad \mathcal{E}'_z = \frac{k_x}{k'_z} \mathcal{E}'_x$$



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

介质区总场:  $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$  包括入射与反射场

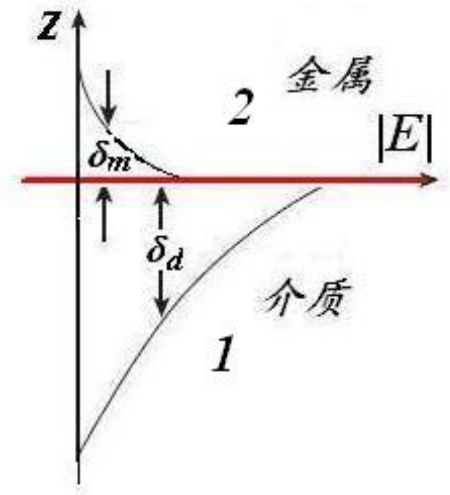
$$\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

金属区总场:  $\vec{\mathcal{E}}' = (\mathcal{E}'_x, 0, \mathcal{E}'_z)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$  其中利用了:  $k_x = k'_x$

$$\vec{\mathcal{H}}' = (0, \mathcal{H}'_y, 0)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$

横波条件:  $\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0 \implies \mathcal{E}_z = -\frac{k_x}{k_z} \mathcal{E}_x, \quad \mathcal{E}'_z = \frac{k_x}{k'_z} \mathcal{E}'_x$

$\nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \epsilon \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} = -i\omega \epsilon \vec{\mathcal{E}} \implies \mathcal{E}_x = \frac{k_z}{\omega \epsilon_1} \mathcal{H}_y, \quad \mathcal{E}'_x = \frac{k'_z}{\omega \epsilon_2} \mathcal{H}'_y,$



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

介质区总场:  $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$  包括入射与反射场

$$\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

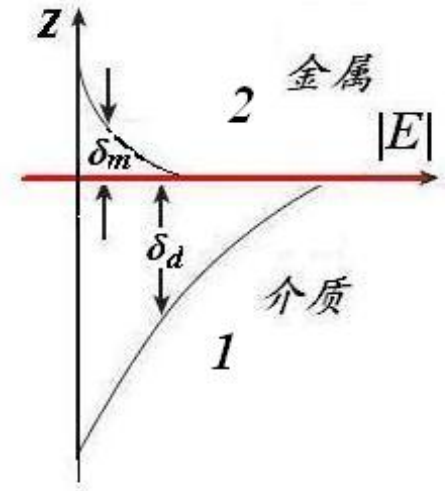
金属区总场:  $\vec{\mathcal{E}}' = (\mathcal{E}'_x, 0, \mathcal{E}'_z)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$  其中利用了:  $k_x = k'_x$

$$\vec{\mathcal{H}}' = (0, \mathcal{H}'_y, 0)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$

横波条件:  $\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0 \implies \mathcal{E}_z = -\frac{k_x}{k_z} \mathcal{E}_x, \quad \mathcal{E}'_z = \frac{k_x}{k'_z} \mathcal{E}'_x$

$$\nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \epsilon \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} = -i\omega \epsilon \vec{\mathcal{E}} \implies \mathcal{E}_x = \frac{k_z}{\omega \epsilon_1} \mathcal{H}_y, \quad \mathcal{E}'_x = \frac{k'_z}{\omega \epsilon_2} \mathcal{H}'_y,$$

边界条件:  $\mathcal{E}_x = \mathcal{E}'_x, \quad \mathcal{H}_y = \mathcal{H}'_y \implies$



$$\boxed{k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2}$$

(1)

# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

介质区总场:  $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$  包括入射与反射场

$$\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

金属区总场:  $\vec{\mathcal{E}}' = (\mathcal{E}'_x, 0, \mathcal{E}'_z)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$  其中利用了:  $k_x = k'_x$

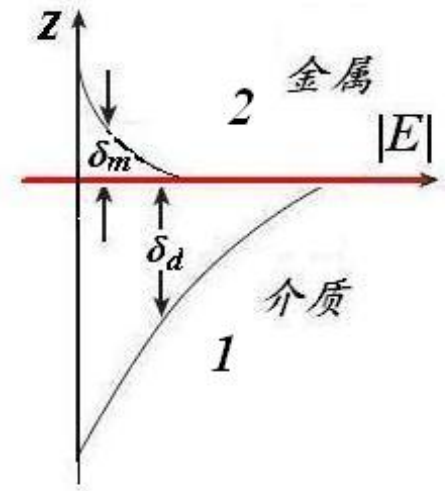
$$\vec{\mathcal{H}}' = (0, \mathcal{H}'_y, 0)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$

横波条件:  $\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0 \implies \mathcal{E}_z = -\frac{k_x}{k_z} \mathcal{E}_x, \quad \mathcal{E}'_z = \frac{k_x}{k'_z} \mathcal{E}'_x$

$$\nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \epsilon \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} = -i\omega \epsilon \vec{\mathcal{E}} \implies \mathcal{E}_x = \frac{k_z}{\omega \epsilon_1} \mathcal{H}_y, \quad \mathcal{E}'_x = \frac{k'_z}{\omega \epsilon_2} \mathcal{H}'_y,$$

$$\text{边界条件: } \mathcal{E}_x = \mathcal{E}'_x, \quad \mathcal{H}_y = \mathcal{H}'_y \implies \boxed{k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2} \quad (1)$$

$$\text{为求指数衰减的表面波, 要求: } k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad \boxed{k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0} \quad (2a)$$



# Let there be light

## 存在 surface plasmons 的条件

假设有  $p$  波由某绝缘介质 1 入射到金属 2,

为简单起见, 假定金属和介质的介电常数均为实数

$z > 0$  为金属,  $z < 0$  为介质, 界面为  $z = 0$ , 入射面为  $y = 0$  面

因为要求如图所示场结构, 可设

介质区总场:  $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$  包括入射与反射场

$$\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)e^{ik_x x + ik_z z - i\omega t}$$

金属区总场:  $\vec{\mathcal{E}}' = (\mathcal{E}'_x, 0, \mathcal{E}'_z)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$  其中利用了:  $k_x = k'_x$

$$\vec{\mathcal{H}}' = (0, \mathcal{H}'_y, 0)e^{ik_x x + ik'_z z - i\omega t}$$

横波条件:  $\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0 \implies \mathcal{E}_z = -\frac{k_x}{k_z} \mathcal{E}_x, \quad \mathcal{E}'_z = \frac{k_x}{k'_z} \mathcal{E}'_x$

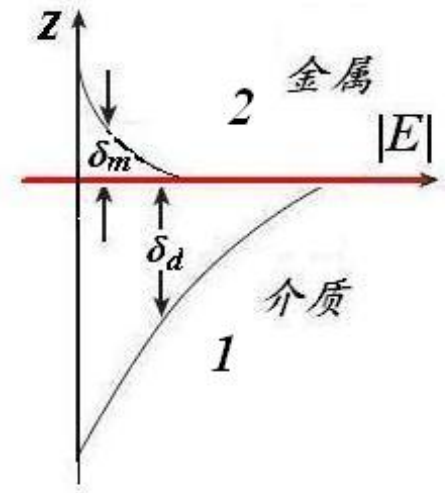
$$\nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \epsilon \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} = -i\omega \epsilon \vec{\mathcal{E}} \implies \mathcal{E}_x = \frac{k_z}{\omega \epsilon_1} \mathcal{H}_y, \quad \mathcal{E}'_x = \frac{k'_z}{\omega \epsilon_2} \mathcal{H}'_y,$$

$$\text{边界条件: } \mathcal{E}_x = \mathcal{E}'_x, \quad \mathcal{H}_y = \mathcal{H}'_y \implies \boxed{k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2} \quad (1)$$

为求指数衰减的表面波, 要求:  $k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2},$

$$\boxed{k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0} \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad \boxed{k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0} \quad (2b)$$



$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

# Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

# Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b)$$



Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

(2a)/(2b) 且利用 (1) 得:

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

# Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

另外, 为保证  $k_x$  为实, 还需:  $|\epsilon_2| > \epsilon_1$

# Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

另外, 为保证  $k_x$  为实, 还需:

$$|\epsilon_2| > \epsilon_1 \implies \boxed{\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0, |\epsilon_2| > \epsilon_1}$$



Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

另外, 为保证  $k_x$  为实, 还需:

$$|\epsilon_2| > \epsilon_1 \implies \boxed{\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0, |\epsilon_2| > \epsilon_1}$$

金属中的自由电子具有等离子体特性,  $\epsilon_2 \sim \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$

# Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

另外, 为保证  $k_x$  为实, 还需:

$$|\epsilon_2| > \epsilon_1 \implies \boxed{\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0, |\epsilon_2| > \epsilon_1}$$

金属中的自由电子具有等离子体特性,  $\epsilon_2 \sim \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)$  当  $\omega < \omega_p$  时,  $\epsilon_2 < 0$

Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

另外, 为保证  $k_x$  为实, 还需:

$$|\epsilon_2| > \epsilon_1 \implies \boxed{\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0, |\epsilon_2| > \epsilon_1}$$

金属中的自由电子具有等离子体特性,  $\epsilon_2 \sim \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)$  当  $\omega < \omega_p$  时,  $\epsilon_2 < 0$

在金属和介质界面, 对频率小于金属等离子频率的电磁波, 可能存在局域于界面的表面等离子激元

# Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

另外, 为保证  $k_x$  为实, 还需:

$$|\epsilon_2| > \epsilon_1 \implies \boxed{\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0, |\epsilon_2| > \epsilon_1}$$

金属中的自由电子具有等离子体特性,  $\epsilon_2 \sim \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)$  当  $\omega < \omega_p$  时,  $\epsilon_2 < 0$

在金属和介质界面, 对频率小于金属等离子频率的电磁波, 可能存在局域于界面的表面等离子激元

讨论:

Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

另外, 为保证  $k_x$  为实, 还需:

$$|\epsilon_2| > \epsilon_1 \implies \boxed{\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0, |\epsilon_2| > \epsilon_1}$$

金属中的自由电子具有等离子体特性,  $\epsilon_2 \sim \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)$  当  $\omega < \omega_p$  时,  $\epsilon_2 < 0$

在金属和介质界面, 对频率小于金属等离子频率的电磁波, 可能存在局域于界面的表面等离激元

### 讨论:

$$(1) \text{ 实际金属存在损耗, } \epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i} \implies k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$$

Let there be light

$$k_z/k'_z = \epsilon_1/\epsilon_2 \quad (1)$$

$$k_z = -i(k_x^2 - k_1^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_1^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_1 \quad (2a)$$

$$k'_z = +i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}, \quad k_x^2 > k_2^2 = \omega^2 \epsilon_2 \mu_0 = k_0^2 \epsilon'_2 \quad (2b) \quad k_0 = \omega/c$$

$$(2a)/(2b) \text{ 且利用 (1) 得: } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}, \quad (3)$$

$\epsilon'_i = \epsilon_i/\epsilon_0$  为相对介电常数,  $c$  为真空光速

对介质,  $\epsilon'_1 > 0$ , 若  $\epsilon'_2 > 0$ , 则不可能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$

只有当  $\epsilon'_2 < 0$  时, 才能同时满足  $k_x^2 > k_0^2 \epsilon'_1$  和  $k_x^2 > \epsilon'_2 k_0^2$ , 存在 surface plasmon

因此, 存在 surface plasmon 的必要条件是:  $\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0$

另外, 为保证  $k_x$  为实, 还需:

$$|\epsilon_2| > \epsilon_1 \implies \boxed{\epsilon_1 > 0, \epsilon_2 < 0, |\epsilon_2| > \epsilon_1}$$

金属中的自由电子具有等离子体特性,  $\epsilon_2 \sim \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)$  当  $\omega < \omega_p$  时,  $\epsilon_2 < 0$

在金属和介质界面, 对频率小于金属等离子频率的电磁波, 可能存在局域于界面的表面等离激元

### 讨论:

$$(1) \text{ 实际金属存在损耗, } \epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i} \implies k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$$

$$\text{若 } |\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1, |\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i} \implies |k_{xi}| \ll k_{xr} \text{ 其中: } k_x = k_{xr} + ik_{xi}$$

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$



(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left( 1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}} \right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left( 1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}} \right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

Let there be light

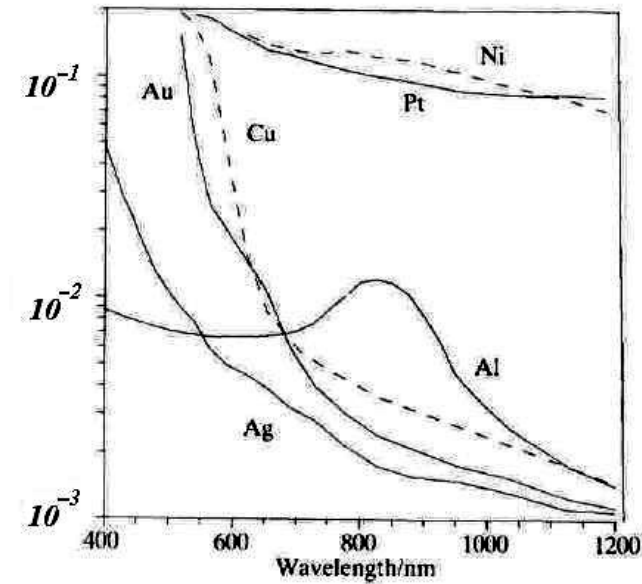
(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,



# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

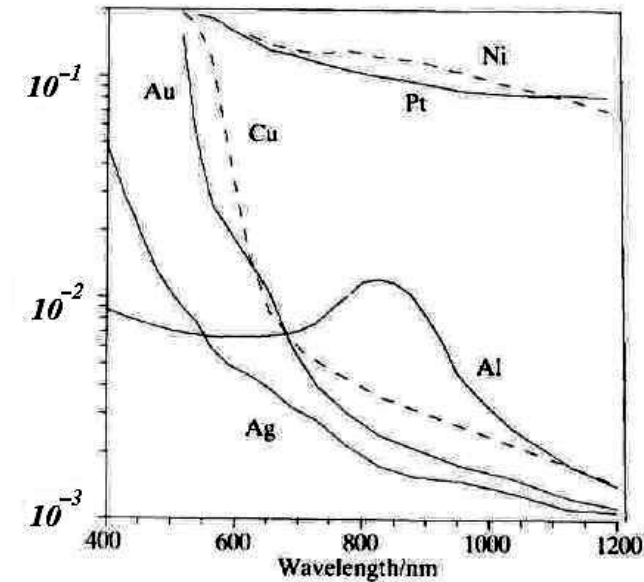
若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu



# Let there be light

$$(1) \text{ 实际金属 } \epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i} \quad k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}},$$

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

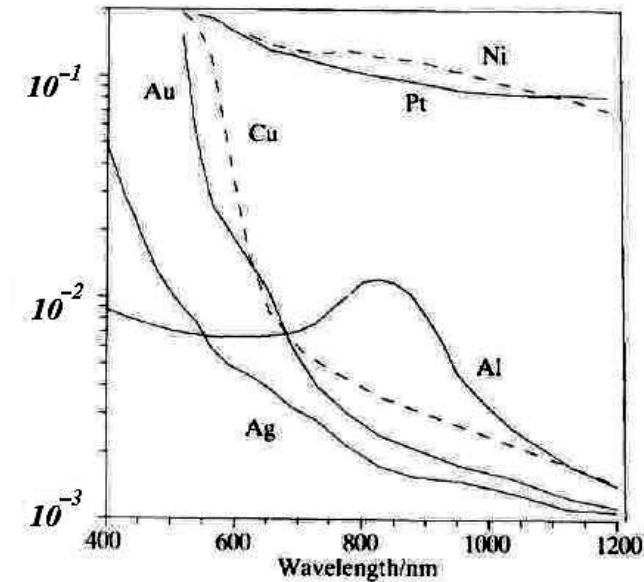
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$



# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

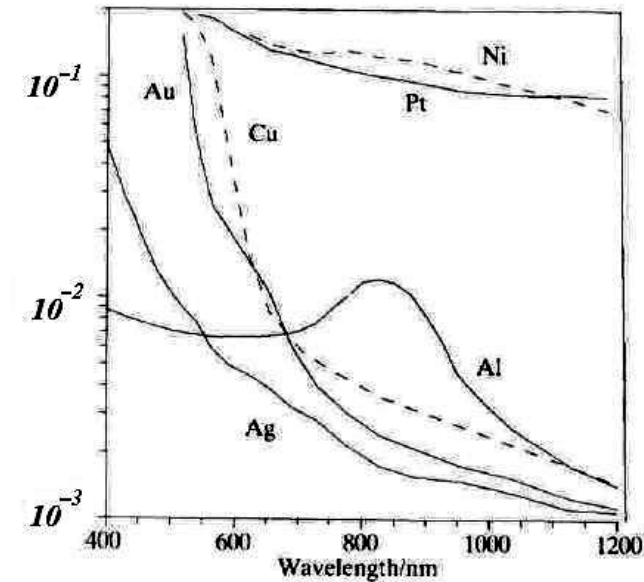
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$



(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

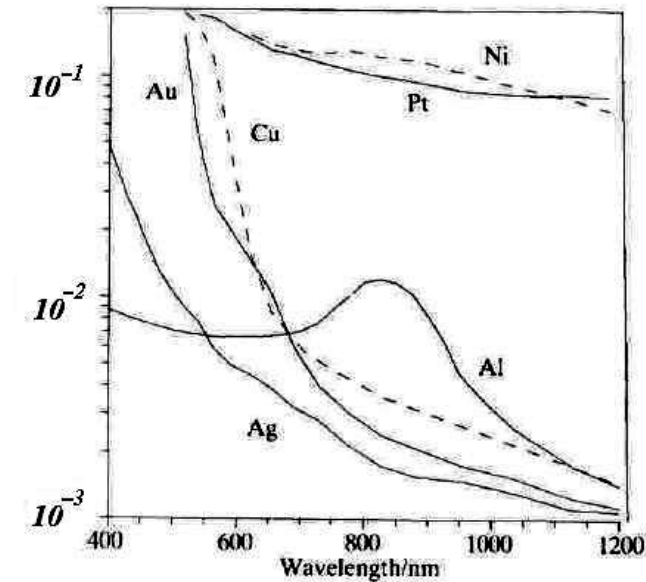
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$



(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

数学证明: 思考

# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

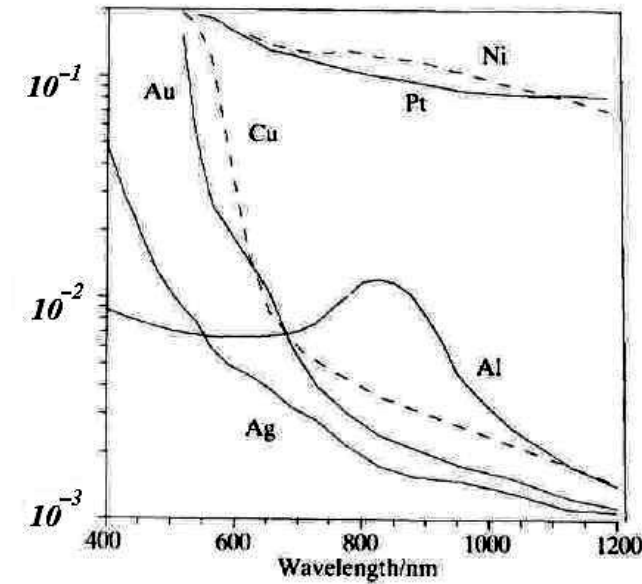
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

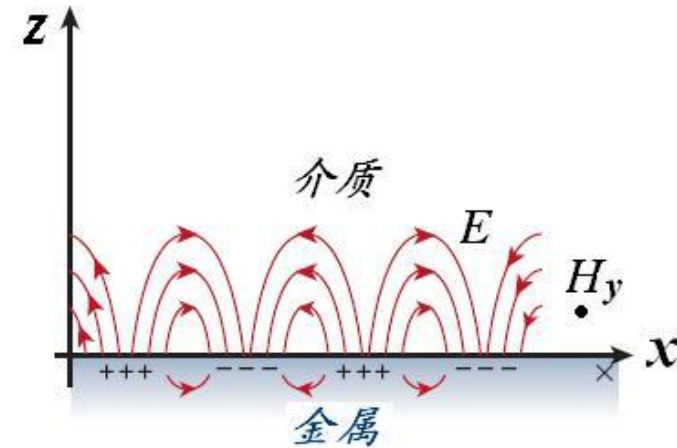
surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$



(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

数学证明: 思考





# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

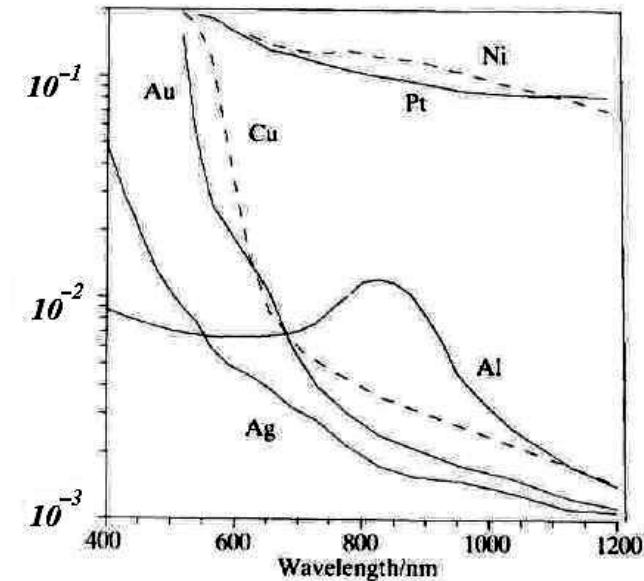
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

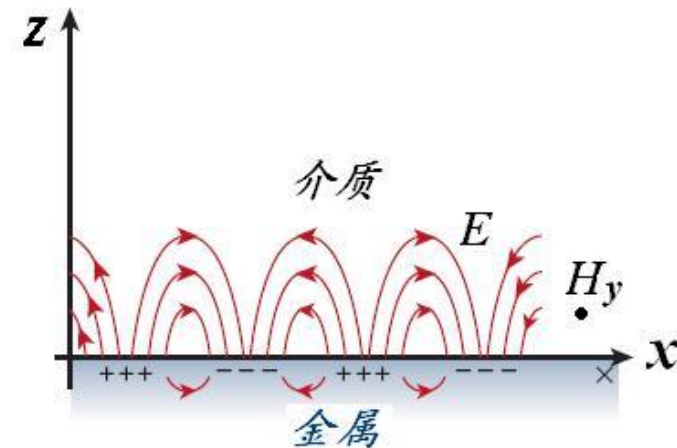
由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$



(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

数学证明: 思考

物理图像: 对  $s$  波, 电场总垂直于入射面, 平行于界面



# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

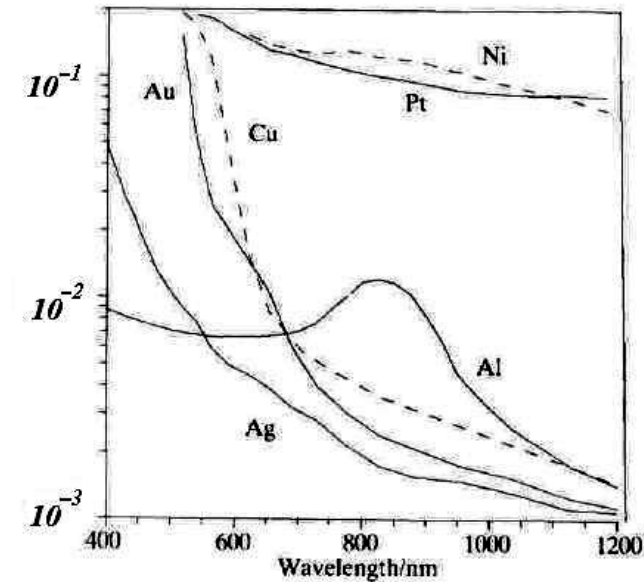
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

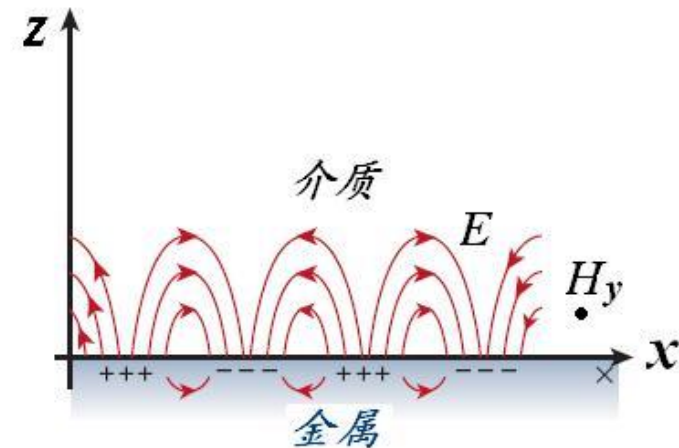
由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$



(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

数学证明: 思考

物理图像: 对  $s$  波, 电场总垂直于入射面, 平行于界面  
故极化强度总平行于界面, 界面极化电荷为 0



# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

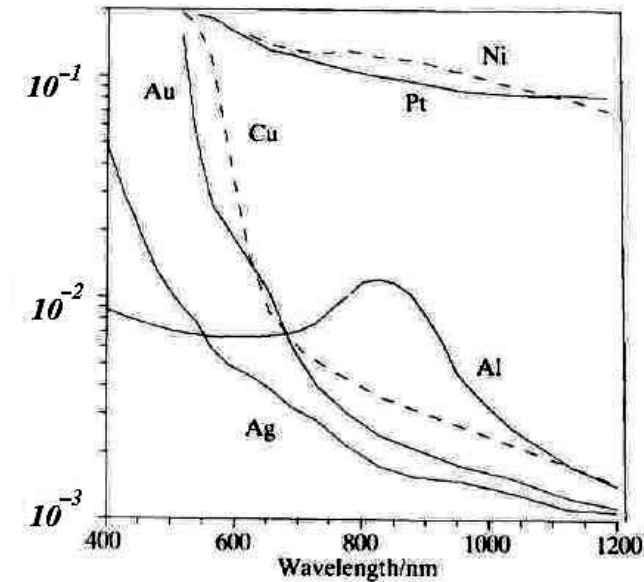
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

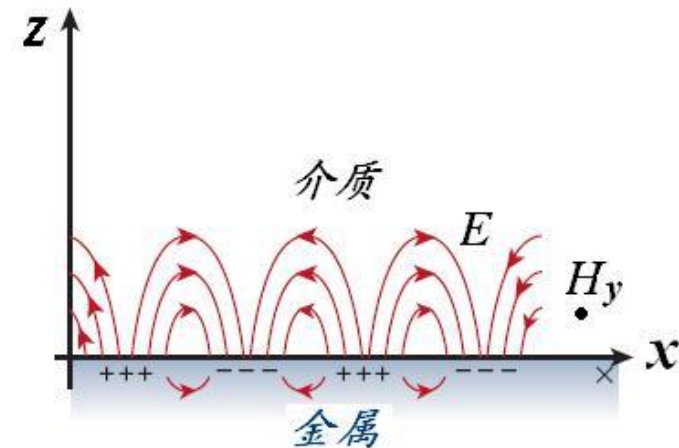
由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$



(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

数学证明: 思考

物理图像: 对  $s$  波, 电场总垂直于入射面, 平行于界面  
故极化强度总平行于界面, 界面极化电荷为 0  
不像  $p$  波能在界面激发随时间变化的极化电荷



# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

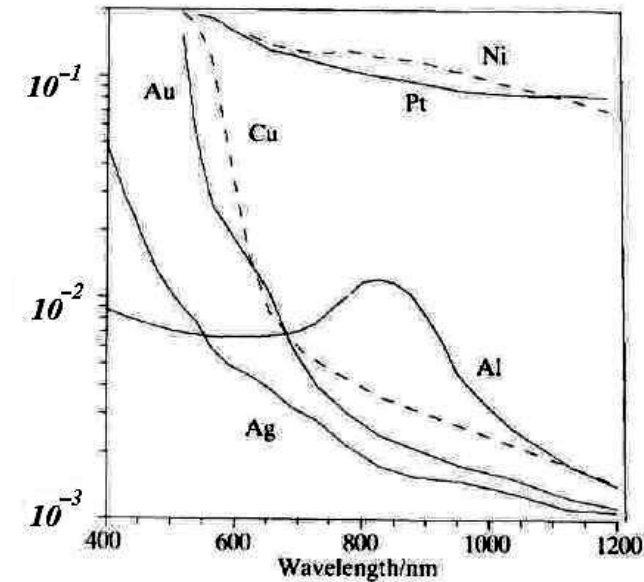
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

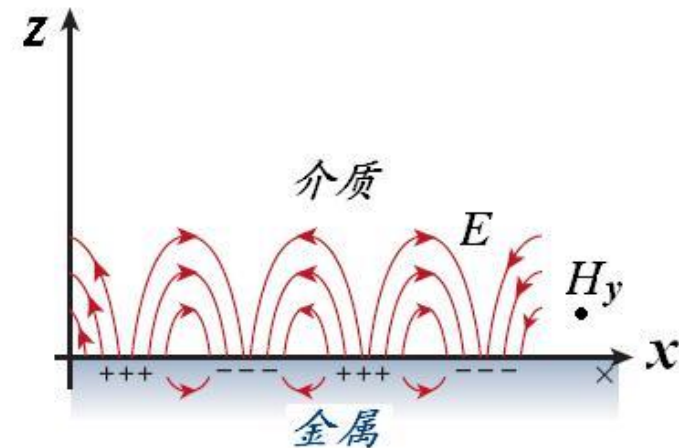
由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$



(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

数学证明: 思考

物理图像: 对  $s$  波, 电场总垂直于入射面, 平行于界面  
故极化强度总平行于界面, 界面极化电荷为 0  
不像  $p$  波能在界面激发随时间变化的极化电荷  
因此,  $s$  波不存在 surface plasmon



# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

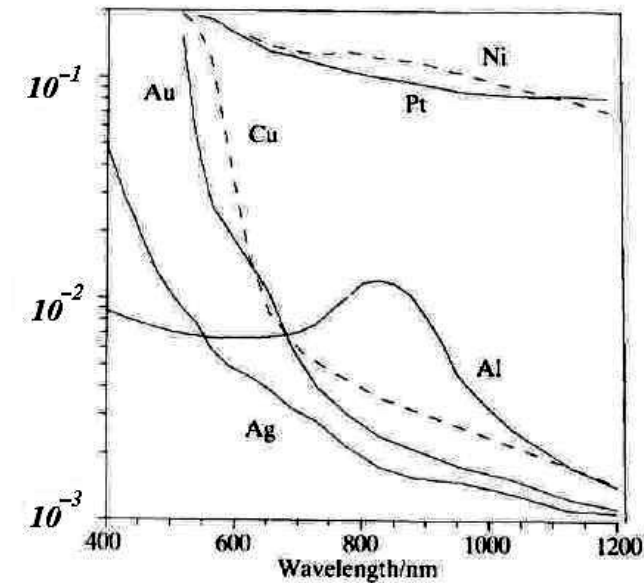
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$

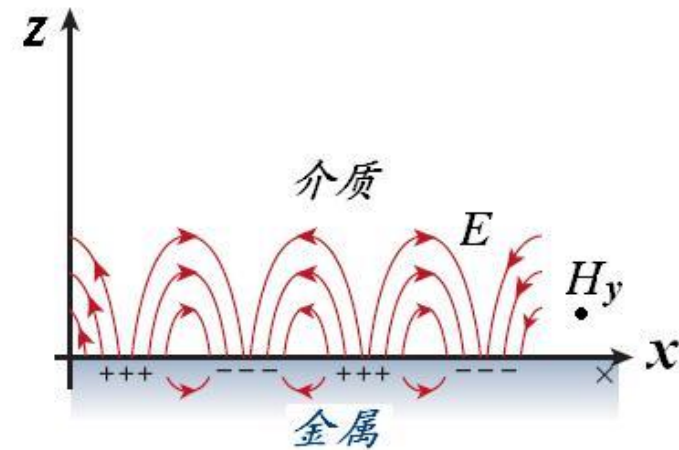


(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

数学证明: 思考

物理图像: 对  $s$  波, 电场总垂直于入射面, 平行于界面  
故极化强度总平行于界面, 界面极化电荷为 0  
不像  $p$  波能在界面激发随时间变化的极化电荷  
因此,  $s$  波不存在 surface plasmon

—— 对非磁性材料界面, 要有 surface plasmon



# Let there be light

(1) 实际金属  $\epsilon'_2 = \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}$   $k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1(\epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i})}{\epsilon'_1 + \epsilon'_{2r} + i\epsilon'_{2i}}}$ ,

若  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_1$ ,  $|\epsilon'_{2r}| \gg \epsilon'_{2i}$

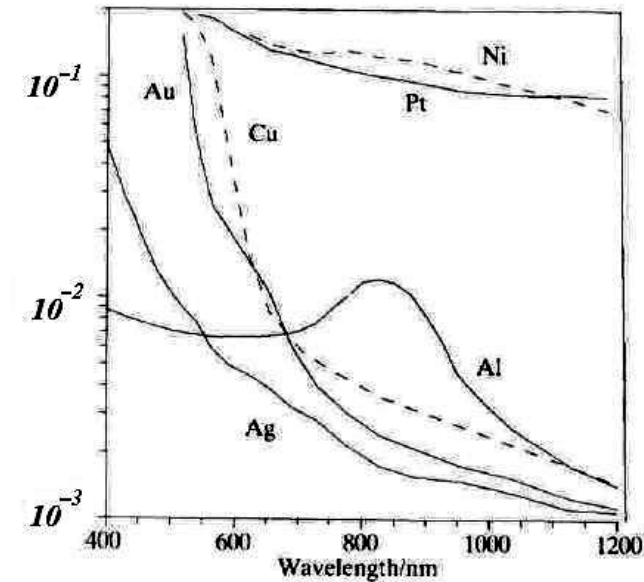
$$k_{xr} \sim k \sqrt{\epsilon'_1} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_{2r}}\right), \quad k_{xi} \sim \frac{k}{2} \frac{\epsilon_{2i}}{\epsilon_{2r}^2} \epsilon_1^{3/2}$$

实际应用和观察中要求  $k_{xi}$  尽量小, 而  $k_{xi}$  正比于  $\epsilon_{2i}/\epsilon_{2r}^2$

图为几种金属的  $\epsilon_i/\epsilon_r^2$ ,

surface plasmons 实验中常用: Au, Ag, Al, Cu

由于  $k_{xi} \neq 0$ , surface plasmons 会衰减, 对 Ag, 传播长度约为  $100 \mu\text{m}$

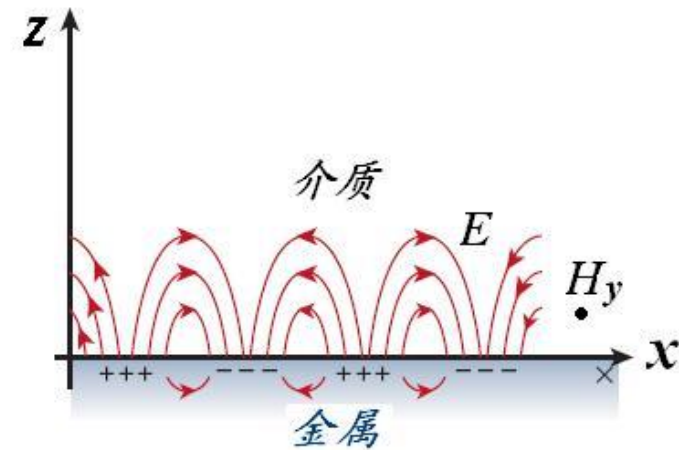


(2) 对非磁性介质 ( $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ),  $s$  波在平面界面不存在 surface plasmons

数学证明: 思考

物理图像: 对  $s$  波, 电场总垂直于入射面, 平行于界面  
故极化强度总平行于界面, 界面极化电荷为 0  
不像  $p$  波能在界面激发随时间变化的极化电荷  
因此,  $s$  波不存在 surface plasmon

—— 对非磁性材料界面, 要有 surface plasmon  
必须有垂直于界面的电场分量



### (3) 色散关系 (dispersion relation)

### (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

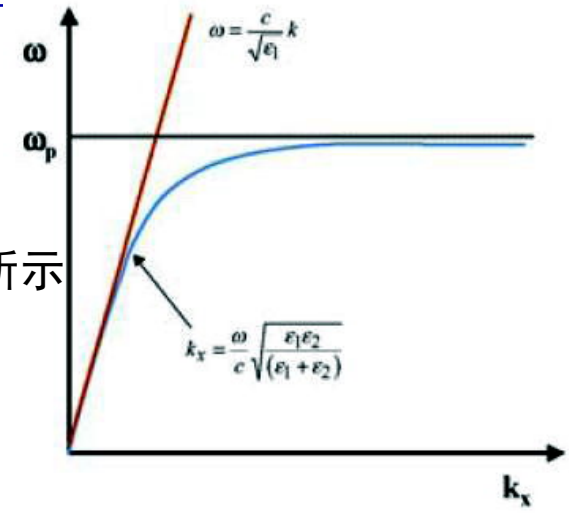


# Let there be light

## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示



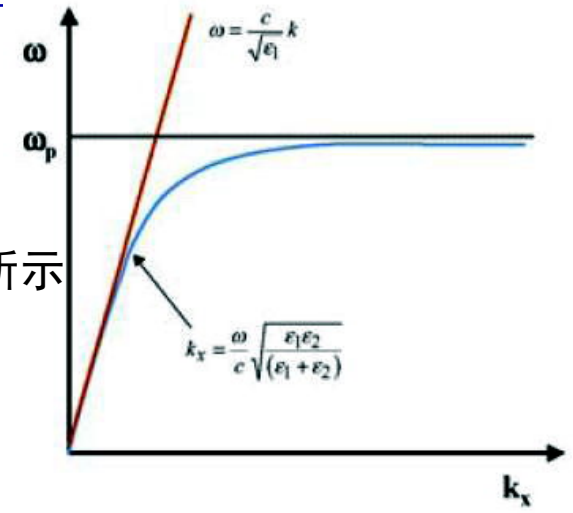
# Let there be light

## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$



# Let there be light

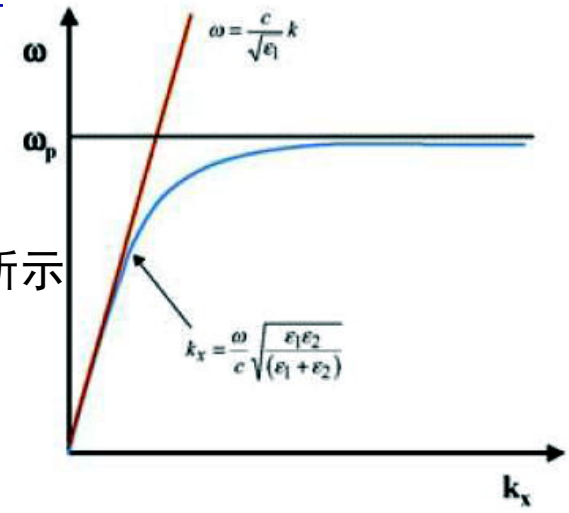
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



# Let there be light

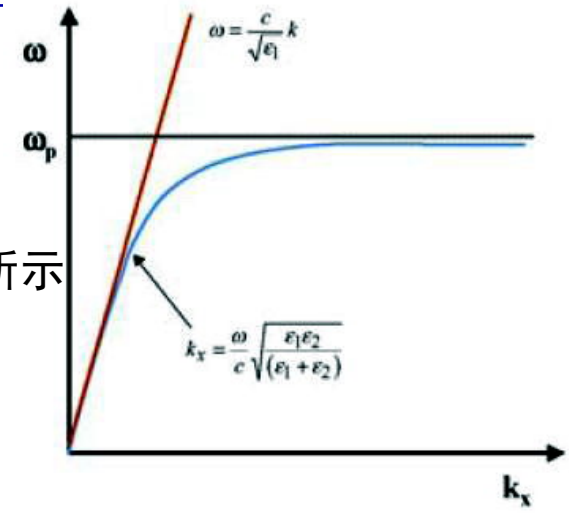
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

# Let there be light

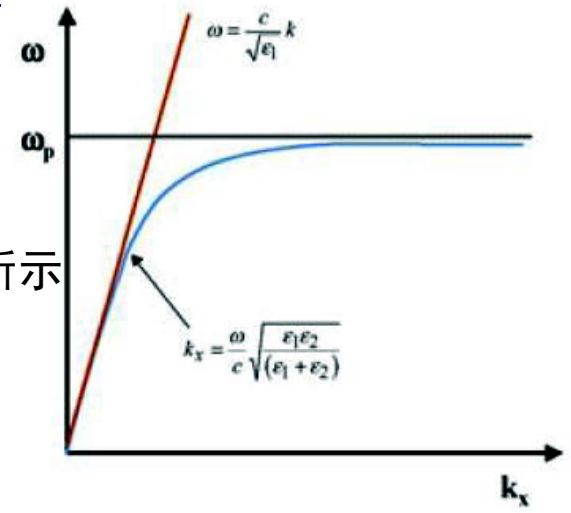
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

# Let there be light

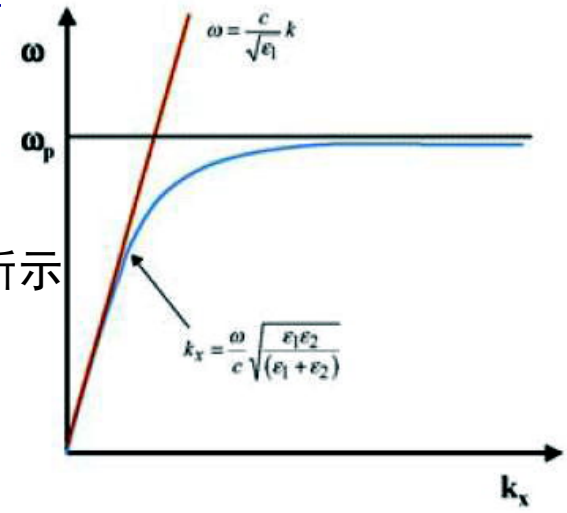
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

# Let there be light

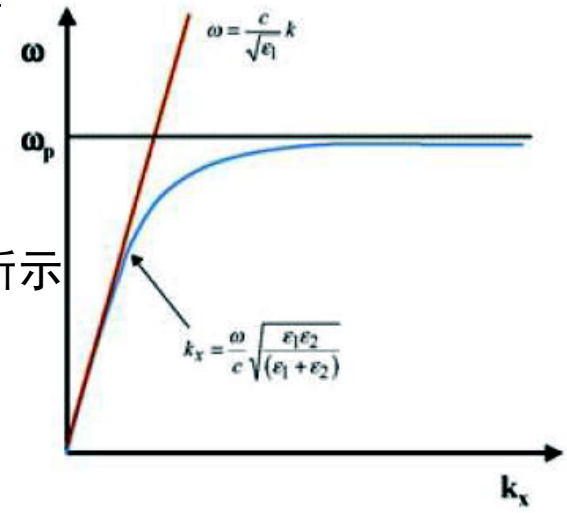
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

如何使得介质区中有足够大的波矢的切向分量  $k_x > k_1$ ?

# Let there be light

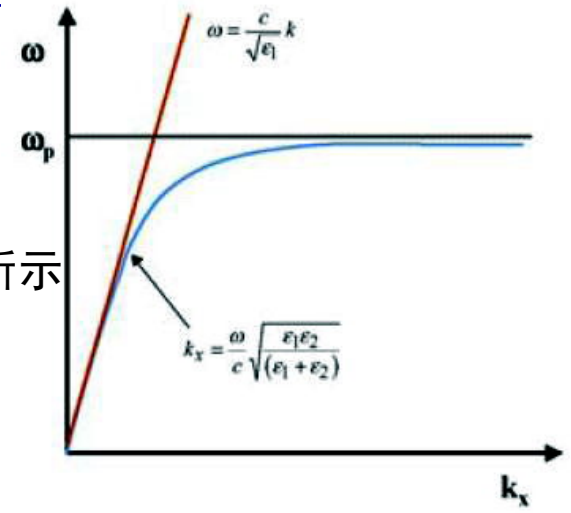
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

如何使得介质区中有足够大的波矢的切向分量  $k_x > k_1$ ?

利用全反射 —— Otto method，如图



# Let there be light

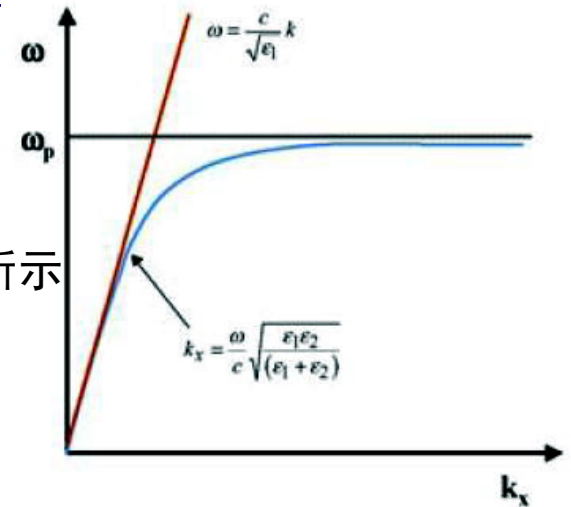
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



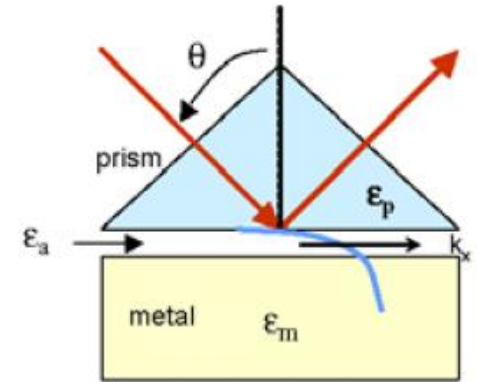
## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

如何使得介质区中有足够大的波矢的切向分量  $k_x > k_1$ ?

利用全反射 —— Otto method, 如图



# Let there be light

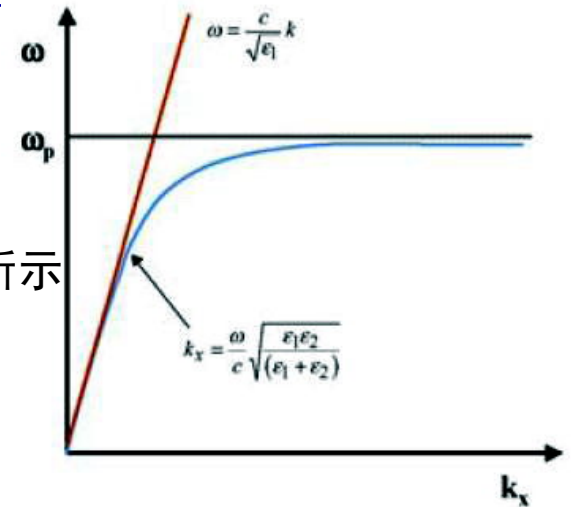
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

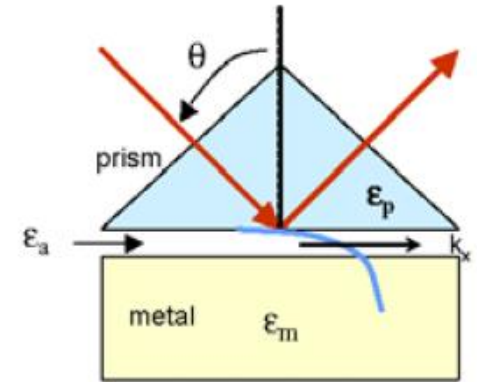
为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

如何使得介质区中有足够大的波矢的切向分量  $k_x > k_1$ ?

利用全反射 —— Otto method, 如图

由于菱镜和空气层间发生全反射，使得在空气层中  $k_x > k_a$ ,



# Let there be light

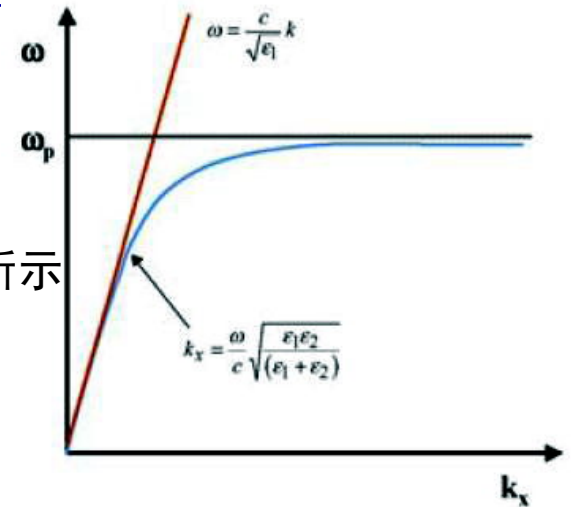
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

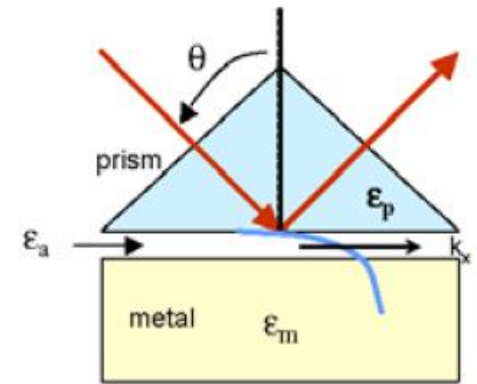
然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

如何使得介质区中有足够大的波矢的切向分量  $k_x > k_1$ ?

利用全反射 —— Otto method，如图

由于菱镜和空气层间发生全反射，使得在空气层中  $k_x > k_a$ ，

可激发空气金属界面的SP



# Let there be light

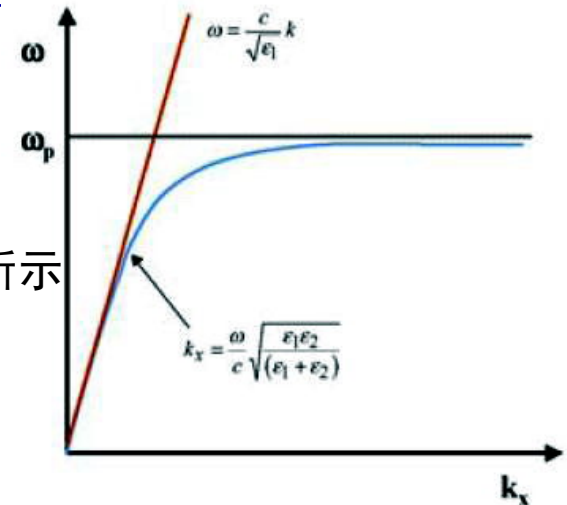
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

如何使得介质区中有足够大的波矢的切向分量  $k_x > k_1$ ?

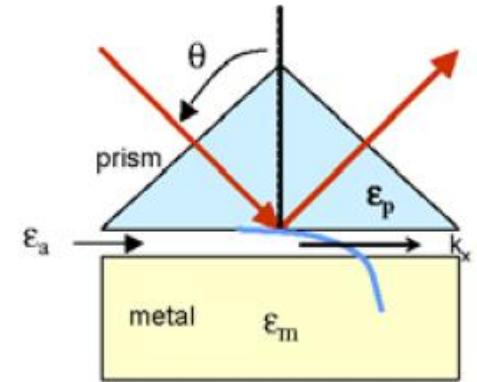
利用全反射 —— Otto method，如图

由于菱镜和空气层间发生全反射，使得在空气层中  $k_x > k_a$ ，

可激发空气金属界面的SP

**Kretschmann method**: 直接在菱镜上镀金属薄层，足够薄使得

波能透射到金属另一面的金属空气界面，如图



# Let there be light

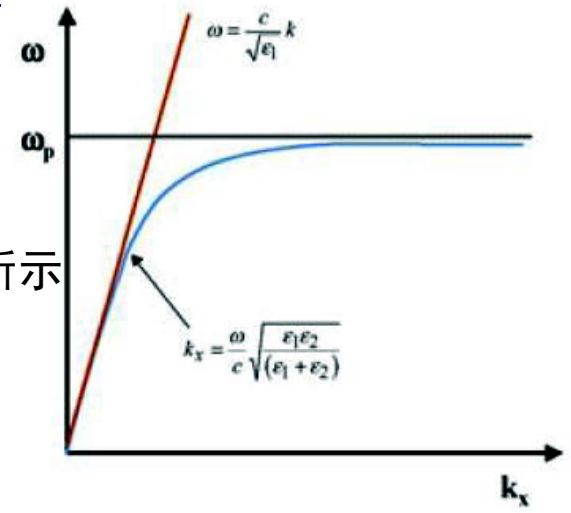
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

如何使得介质区中有足够大的波矢的切向分量  $k_x > k_1$ ?

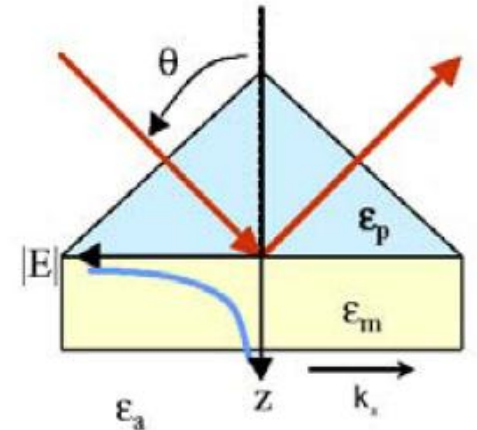
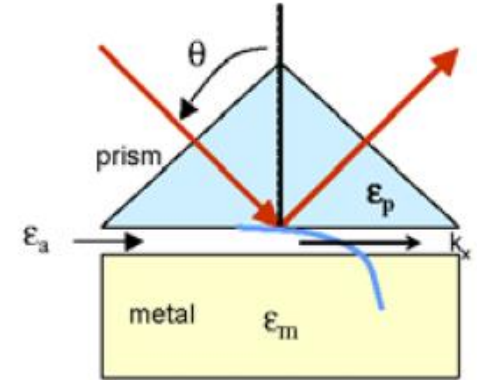
利用全反射 —— Otto method，如图

由于菱镜和空气层间发生全反射，使得在空气层中  $k_x > k_a$ ，

可激发空气金属界面的SP

**Kretschmann method**: 直接在菱镜上镀金属薄层，足够薄使得

波能透射到金属另一面的金属空气界面，如图



# Let there be light

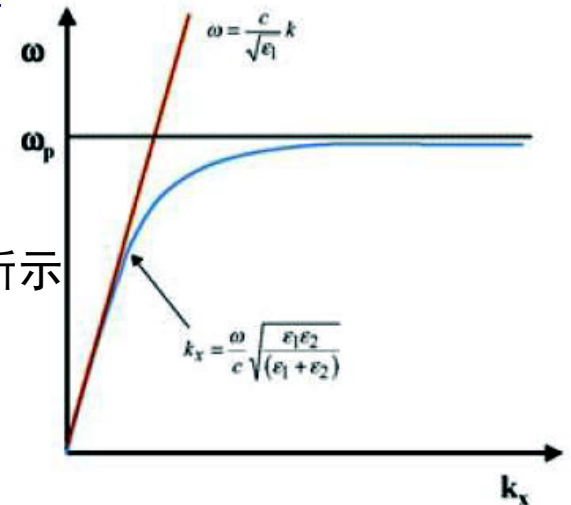
## (3) 色散关系 (dispersion relation)

频率  $\omega$  与波矢量  $k$  的关系称为色散关系

对真空或均匀非磁性绝缘介质，有  $\omega = ck/\sqrt{\epsilon'_1}$ ，如图红直线所示

对 surface plasmons,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

若取  $\epsilon'_2 = \epsilon'_1(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ ，则如图中绿色曲线



## (4) surface plasmons (SP) 的激发

为激发 SP，要求在介质区： $k_x = k \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}} > k \sqrt{\epsilon'_1}$

然而介质区中 propagating wave 的最大  $k_x = k \sqrt{\epsilon'_1} = k_1$

如何使得介质区中有足够大的波矢的切向分量  $k_x > k_1$ ?

利用全反射 —— Otto method，如图

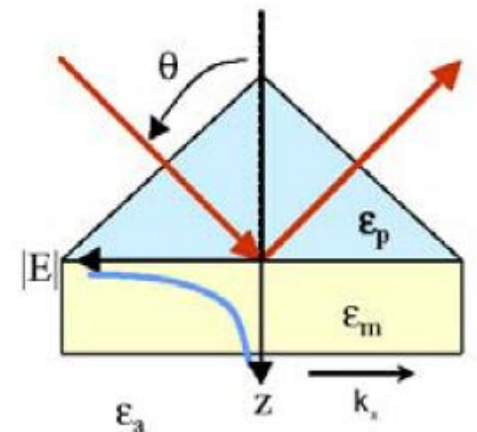
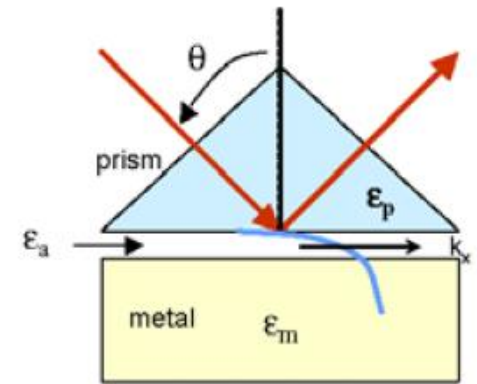
由于菱镜和空气层间发生全反射，使得在空气层中  $k_x > k_a$ ，

可激发空气金属界面的SP

**Kretschmann method**: 直接在菱镜上镀金属薄层，足够薄使得

波能透射到金属另一面的金属空气界面，如图

在金属空气界面，空气的  $k_x$  等于菱镜  $k_x > k_a$ ，可激发SP



#### (4) surface plasmons (SP) 的激发

#### (4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法: [Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

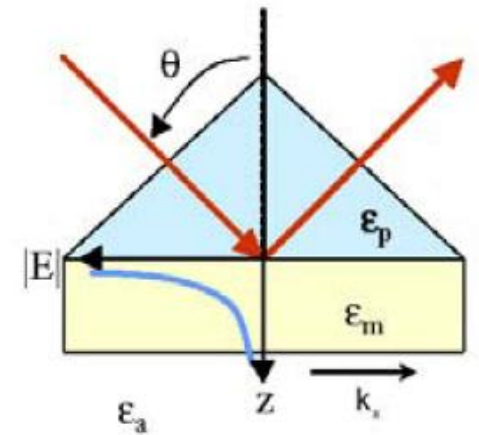
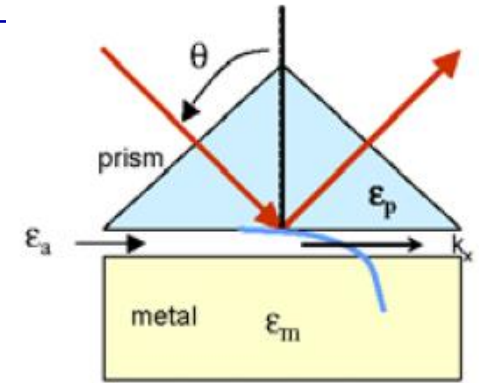


# Let there be light

(4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法: Nature **391**, 667 (1998); Nature **424**, 824 (2003)

(5) 测量



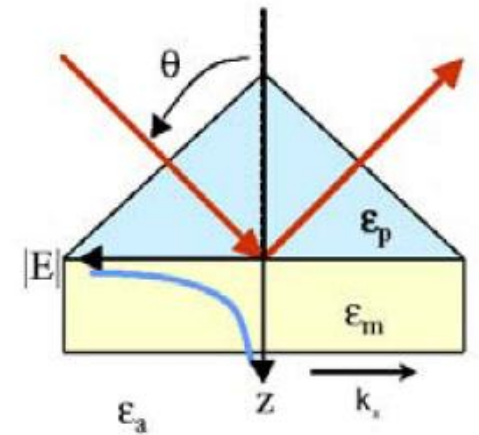
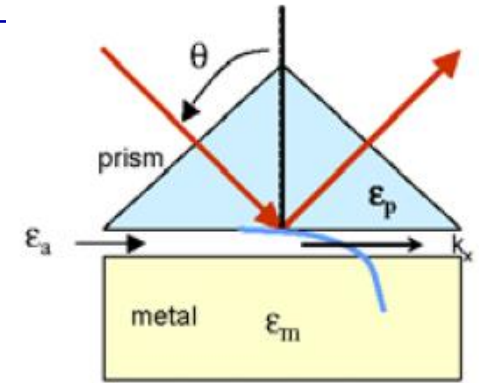
# Let there be light

(4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法: [Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

(5) 测量

确定波长, 改变入射角  $\theta$ , 测量反射系数



# Let there be light

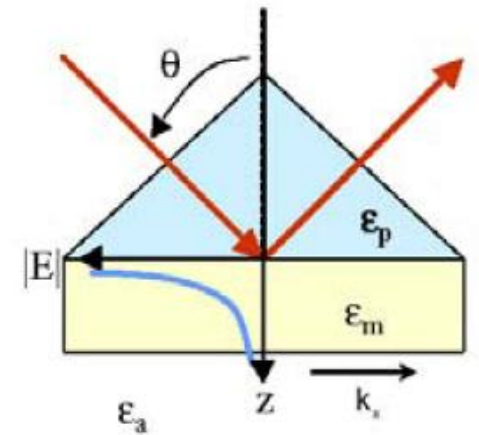
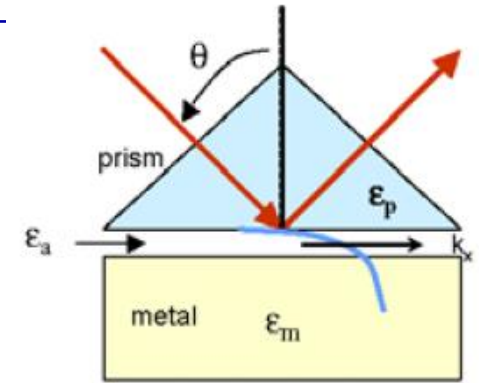
(4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法: Nature **391**, 667 (1998); Nature **424**, 824 (2003)

(5) 测量

确定波长, 改变入射角  $\theta$ , 测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

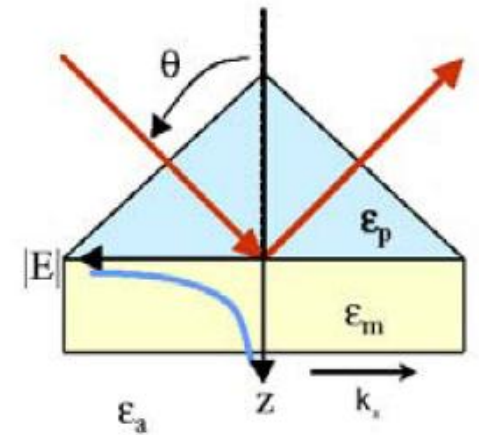
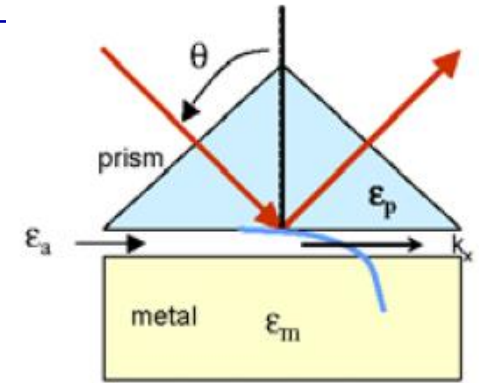
其它激发方法: Nature **391**, 667 (1998); Nature **424**, 824 (2003)

## (5) 测量

确定波长, 改变入射角  $\theta$ , 测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP), 部分能量沿界面传播,



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

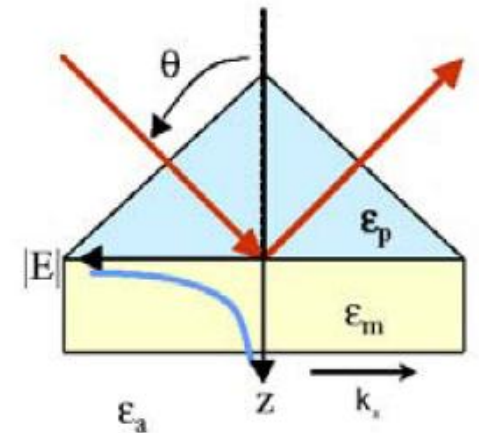
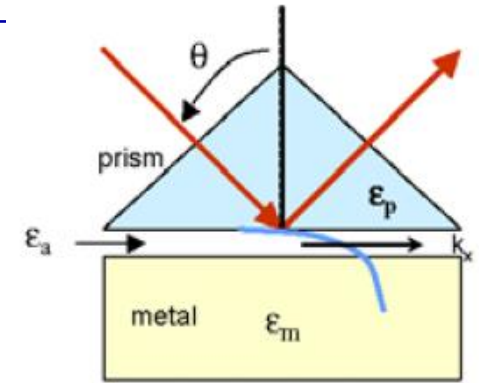
其它激发方法: [Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

## (5) 测量

确定波长, 改变入射角  $\theta$ , 测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP), 部分能量沿界面传播, 反射系数将出现明显的 dip, 如图示



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

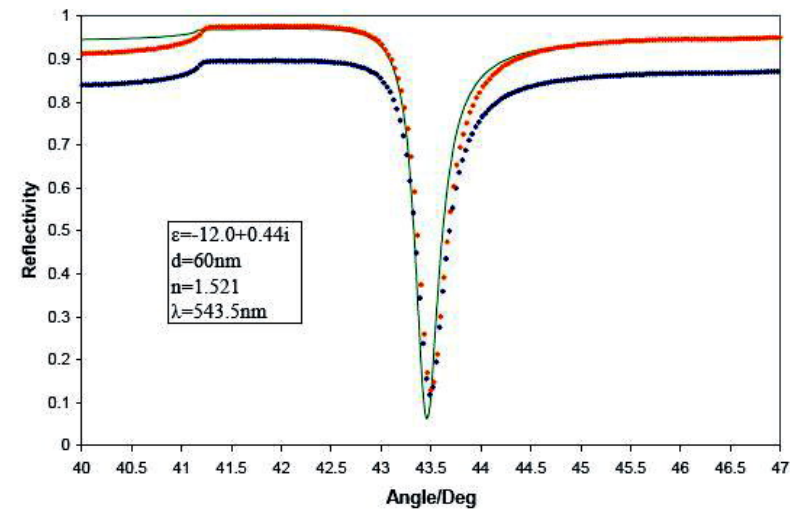
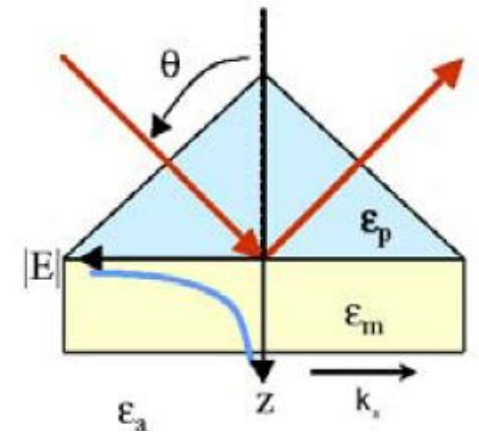
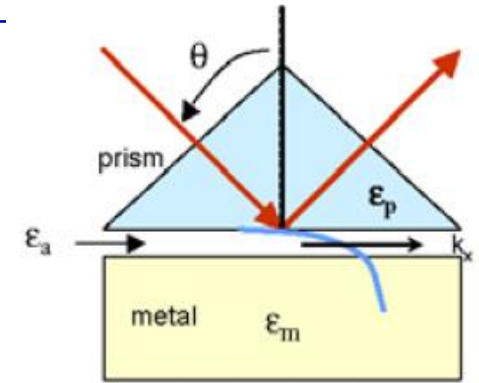
其它激发方法: Nature **391**, 667 (1998); Nature **424**, 824 (2003)

## (5) 测量

确定波长, 改变入射角  $\theta$ , 测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP), 部分能量沿界面传播, 反射系数将出现明显的 dip, 如图示



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法: [Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

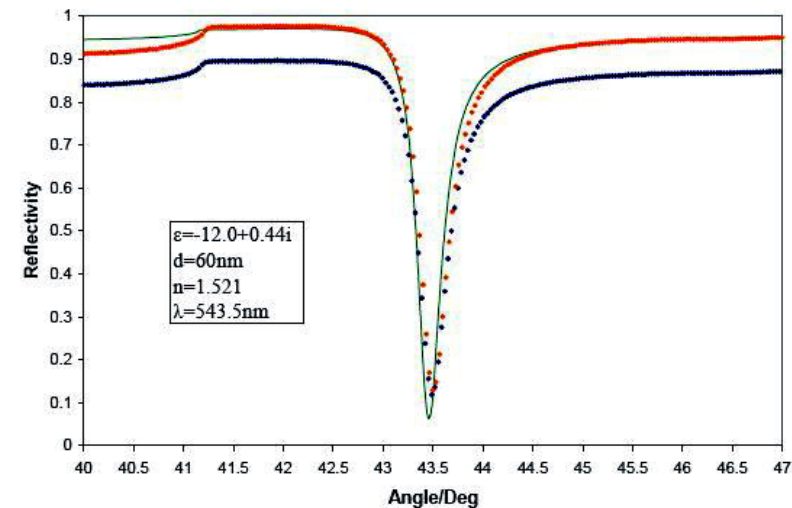
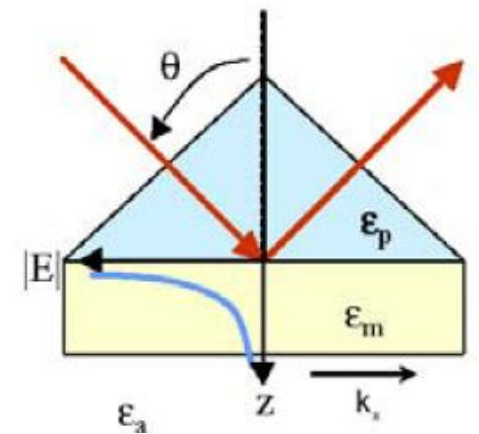
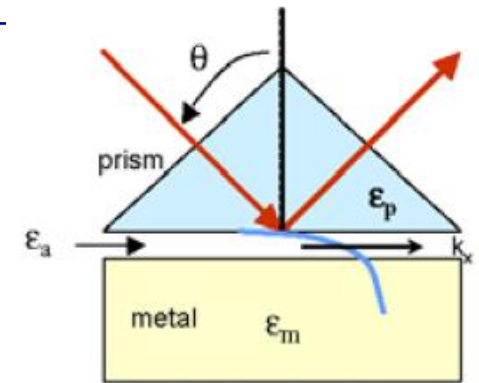
## (5) 测量

确定波长, 改变入射角  $\theta$ , 测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP), 部分能量沿界面传播, 反射系数将出现明显的 dip, 如图示

一个基于 [Kretschmann method](#) 的完整计算: [Am. J. Phys. 43, 630](#)



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法: [Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

## (5) 测量

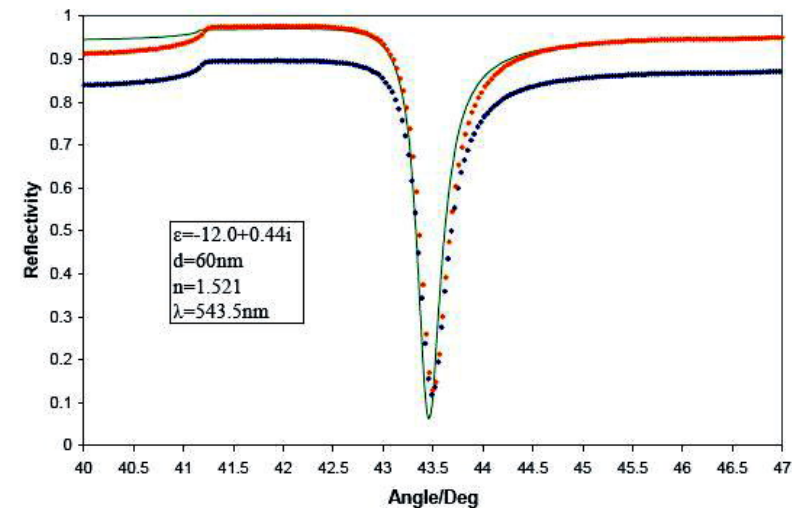
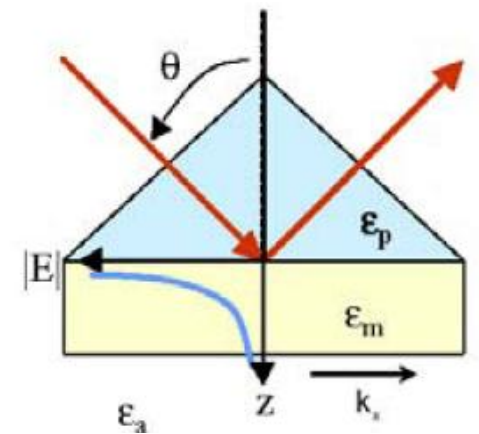
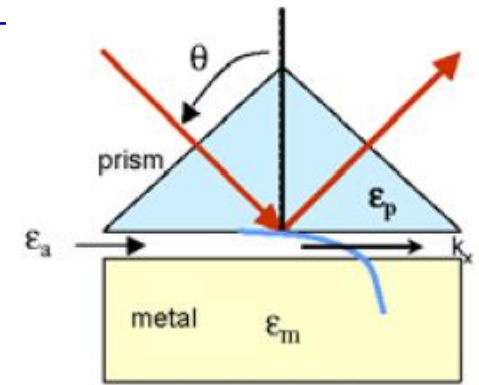
确定波长, 改变入射角  $\theta$ , 测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP), 部分能量沿界面传播, 反射系数将出现明显的 dip, 如图示

一个基于 [Kretschmann method](#) 的完整计算: [Am. J. Phys. 43, 630](#)

## (8) 应用





# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法：[Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

## (5) 测量

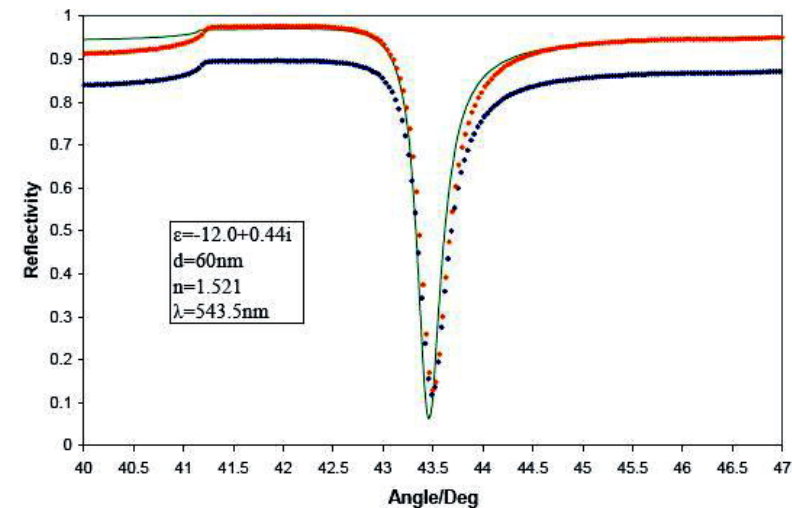
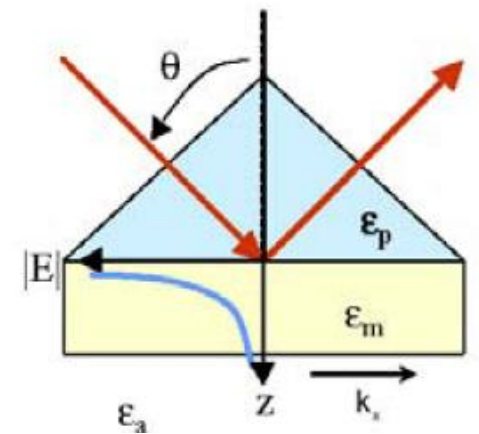
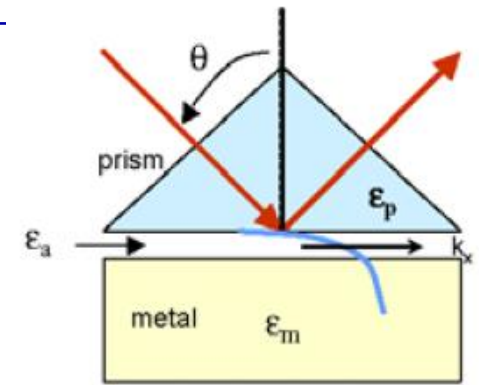
确定波长，改变入射角  $\theta$ ，测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时， $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP)，部分能量沿界面传播，反射系数将出现明显的 dip，如图示

一个基于 [Kretschmann method](#) 的完整计算：[Am. J. Phys. 43, 630](#)

## (8) 应用 — [Nature 424, 824\(2003\)](#)



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法：[Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

## (5) 测量

确定波长，改变入射角  $\theta$ ，测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时， $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

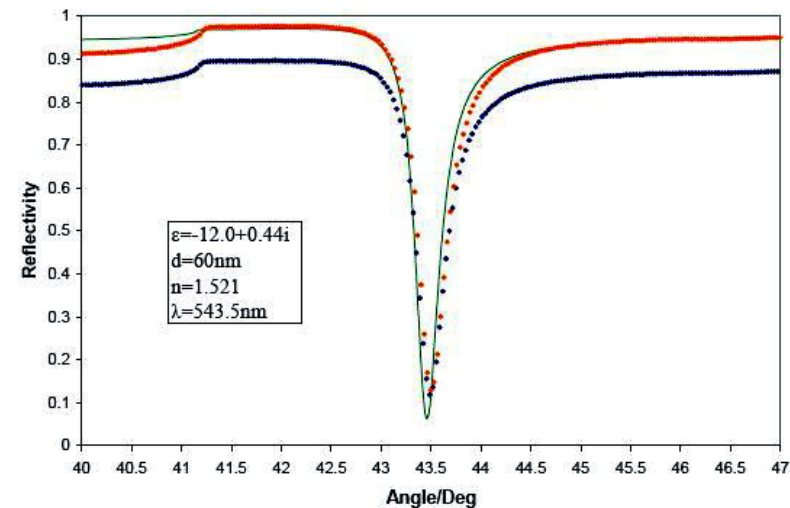
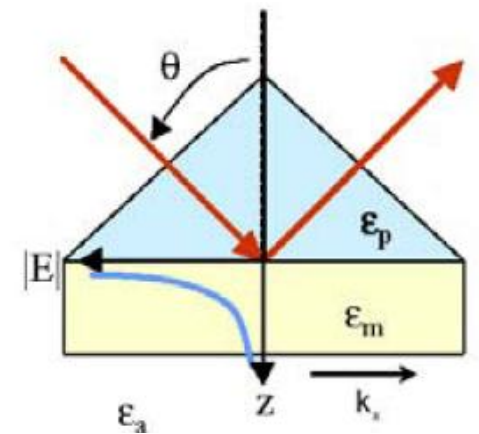
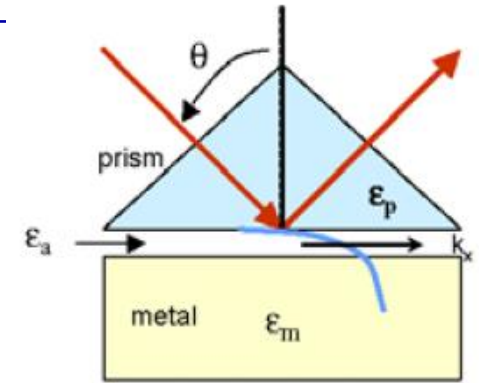
由于激发了 surface plasmons (SP)，部分能量沿界面传播，反射系数将出现明显的 dip，如图示

一个基于 [Kretschmann method](#) 的完整计算：[Am. J. Phys. 43, 630](#)

## (8) 应用 —— [Nature 424, 824\(2003\)](#)

SP 使得金属不仅仅是作为好的反射器

开拓了金属在光学中的应用。



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法: [Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

## (5) 测量

确定波长, 改变入射角  $\theta$ , 测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时,  $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP), 部分能量沿界面传播, 反射系数将出现明显的 dip, 如图示

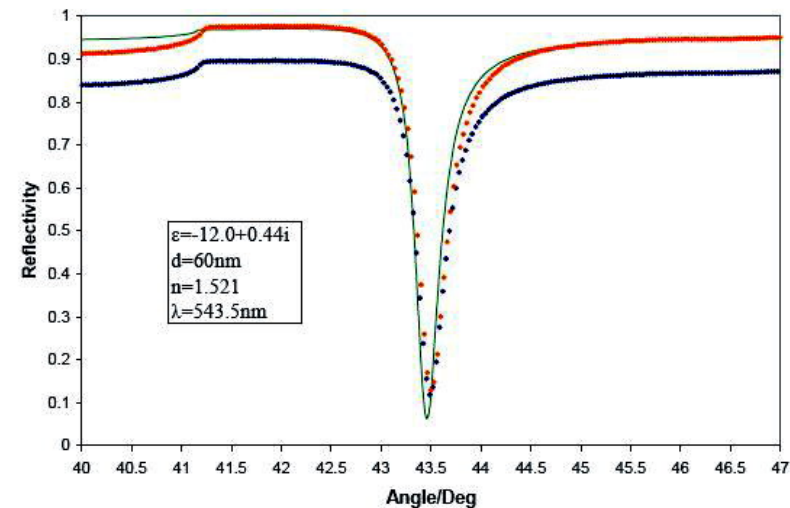
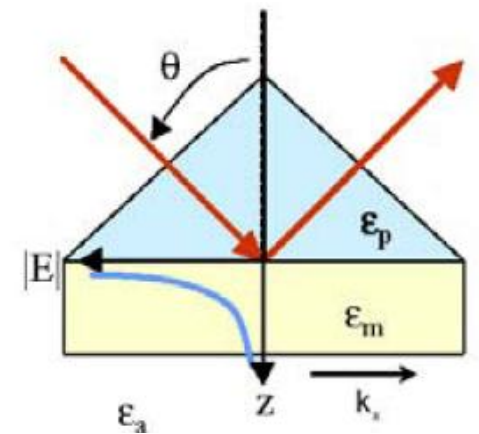
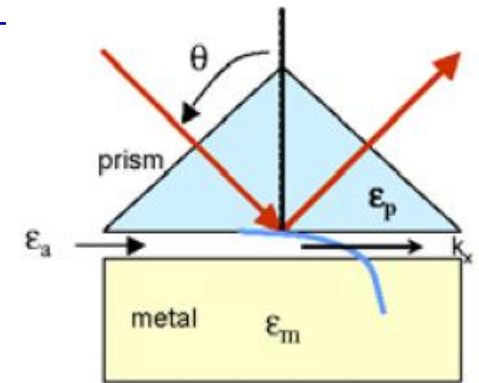
一个基于 [Kretschmann method](#) 的完整计算: [Am. J. Phys. 43, 630](#)

## (8) 应用 — [Nature 424, 824\(2003\)](#)

SP 使得金属不仅仅是作为好的反射器

开拓了金属在光学中的应用。

最炙手可热的是亚波长光学 (subwavelength optics)。



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法：[Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

## (5) 测量

确定波长，改变入射角  $\theta$ ，测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时， $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP)，部分能量沿界面传播，反射系数将出现明显的 dip，如图示

一个基于 [Kretschmann method](#) 的完整计算：[Am. J. Phys. 43, 630](#)

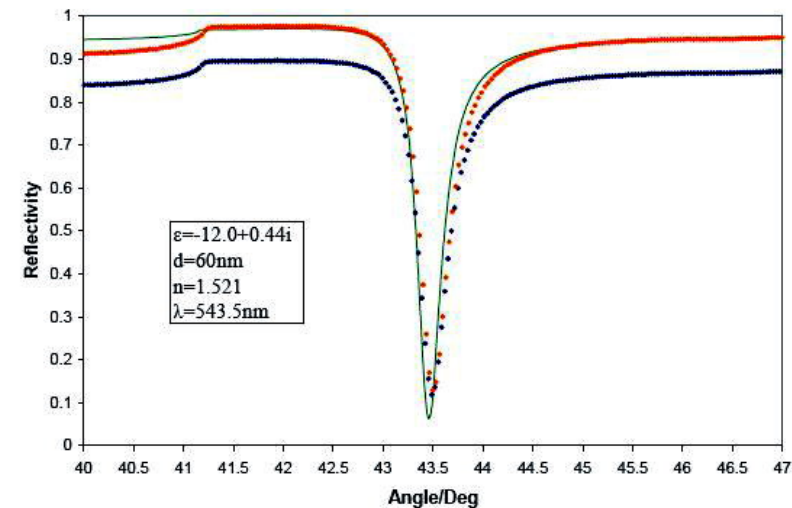
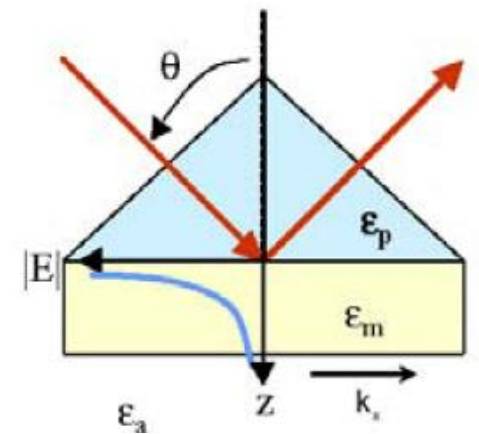
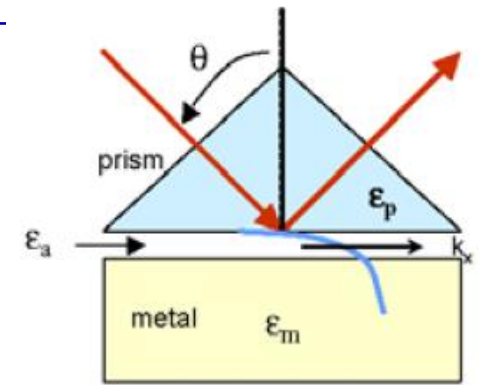
## (8) 应用 —— [Nature 424, 824\(2003\)](#)

SP 使得金属不仅仅是作为好的反射器

开拓了金属在光学中的应用。

最炙手可热的是亚波长光学 (subwavelength optics)。

隐身？光学天线？集成光路？



# Let there be light

## (4) surface plasmons (SP) 的激发

其它激发方法：[Nature 391, 667 \(1998\)](#); [Nature 424, 824 \(2003\)](#)

## (5) 测量

确定波长，改变入射角  $\theta$ ，测量反射系数

当恰当的入射角使得  $k_x$  满足右式时， $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon'_2}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}$

由于激发了 surface plasmons (SP)，部分能量沿界面传播，反射系数将出现明显的 dip，如图示

一个基于 [Kretschmann method](#) 的完整计算：[Am. J. Phys. 43, 630](#)

## (8) 应用 —— [Nature 424, 824\(2003\)](#)

SP 使得金属不仅仅是作为好的反射器

开拓了金属在光学中的应用。

最炙手可热的是亚波长光学 (subwavelength optics)。

隐身？光学天线？集成光路？

搜索关键词：surface plasmons polariton

