第4讲 电磁波与媒质和物体的作用

1. 电磁媒质与物质方程（本构关系）

Maxwell方程组本身不涉及媒质，所以它适合任何情况。如果要在媒质中求解该方程组，则需要添加描述媒质电磁属性的方程，称为“本构”关系。

本构关系：如果对媒质施加电场强度 **E** 和磁感应强度 **B**，那么产生的电位移矢量 **D** 和磁场强度 **H** 是什么？（**E** 是单位电荷受到的力，**B** 是单位电流元受到的力，是基本力学量）。在弱场情况下，他们应该是线性关系：

$$\begin{cases} \boldsymbol{D} = \bar{\boldsymbol{a}} \cdot \boldsymbol{E} + \bar{\boldsymbol{b}} \cdot \boldsymbol{B} \\ \boldsymbol{H} = \bar{\boldsymbol{c}} \cdot \boldsymbol{E} + \bar{\boldsymbol{d}} \cdot \boldsymbol{B} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \boldsymbol{D} = \bar{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \boldsymbol{E} + \bar{\boldsymbol{\xi}} \cdot \boldsymbol{H} \\ \boldsymbol{B} = \bar{\boldsymbol{\zeta}} \cdot \boldsymbol{E} + \bar{\boldsymbol{\mu}} \cdot \boldsymbol{B} \end{cases}$$

可以根据本构参数的特点将媒质进行分类。

各向同性与各向异性： 如果本构参数矩阵 $\{\bar{\varepsilon},\bar{\xi},\bar{\zeta},\bar{\mu}\}$ 退化为单位阵形式，则称为各向同性，否则为各向异性，如若 $\bar{\varepsilon}=\varepsilon \boldsymbol{I}$，则为电各向同性。

均匀与非均匀： 如果本构参数与空间位置无关，称为均匀，否则为非均匀。

色散与非色散： 如果本构参数与频率有关（反映媒质分子的频响特性），称为色散，否则为非色散。事实上，所有媒质都是色散的，但是在某个较小的频率范围内可认为媒质电磁参数与频率无关。

- 本构参数反映物质分子结构对电磁波的响应；因此，如果知道分子/原子结构，则可以从理论推出本构参数。
- 根据物质分子的响应特性，可以将媒质进行各种分类：无耗和有耗、互易与非互易、单轴与双轴各向异性、旋性媒质、手征媒质、超导媒质、左手媒质，……。

分子模型：可以把电磁媒质归纳为各种“模型”。例如，水分子可以认为适合‘**德拜**分子模型’：

$$\mathbf{D}=\varepsilon\mathbf{E},\quad \varepsilon=\varepsilon^{\infty}+\frac{\varepsilon^{0}-\varepsilon^{\infty}}{1+j\omega\tau}=\varepsilon'-j\varepsilon'',\quad \varepsilon'=\varepsilon^{\infty}+\frac{\varepsilon^{0}-\varepsilon^{\infty}}{1+(\omega\tau)^{2}},\quad \varepsilon''=\frac{\varepsilon^{0}-\varepsilon^{\infty}}{1+(\omega\tau)^{2}}(\omega\tau)$$

其中 ε^{0} 和 ε^{∞} 分别是 $\omega=0$ （对频率变化无反应）和 $\omega=\infty$ （对频率具有无限的快速反应）时的介电常数值，τ 称为‘弛豫’时间（反映物质分子对电磁波的响应速度）。

另一种常见分子模型：**洛仑兹媒质**

$$\varepsilon(\omega)=\varepsilon^{\infty}+\sum_{p=1}^{P}\frac{(\varepsilon_{p}^{0}-\varepsilon^{\infty})\omega_{p}^{2}}{\omega_{p}^{2}+2j\omega\delta_{p}-\omega^{2}}$$

$\left(\omega_{p},\delta_{p}\right)$ 分别反映物质分子的谐振特性和振动衰减特性。

2. 平面波在特定媒质中的传播

平面波：有限尺度的波源在非常远的地方产生球面波。如果被研究的区域尺寸与到波源的距离相比非常小，则可以认为是平面波。

平面波表达式：

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{E}_0 e^{-j\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} \qquad \boldsymbol{D}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{D}_0 e^{-j\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} \quad \text{且} \quad \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{D}_0 = 0 \quad (\because \ \nabla\cdot\boldsymbol{D} = 0)$$

$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{H}_0 e^{-j\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} \qquad \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{B}_0 e^{-j\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} \quad \text{且} \quad \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{B}_0 = 0 \quad (\because \ \nabla\cdot\boldsymbol{B} = 0)$$

◆ 在各向同性均匀有耗媒质中传播

$$\begin{cases} \boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{B} = \mu_0\boldsymbol{H} \end{cases} + \begin{cases} \nabla\times\boldsymbol{E} = -j\omega\boldsymbol{B} \\ \nabla\times\boldsymbol{H} = \sigma\boldsymbol{E} + j\omega\boldsymbol{D} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} j\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E}_0 = -j\omega\boldsymbol{B}_0 = -j\omega\mu_0\boldsymbol{H}_0 \\ j\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{H}_0 = \sigma\boldsymbol{E}_0 + j\omega\boldsymbol{D}_0 = j\omega\varepsilon^*\boldsymbol{E}_0 \end{cases} \qquad \varepsilon^* = \varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega}$$

$$\Rightarrow \boldsymbol{k}\times\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E}_0 + \omega^2\mu_0\varepsilon^*\boldsymbol{E}_0 = 0 \Rightarrow \begin{cases} \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{E}_0 = 0 \quad (\because \ \nabla\cdot\boldsymbol{D}_0 = 0) \\ k^2\boldsymbol{E}_0 - \omega^2\mu_0\varepsilon^*\boldsymbol{E}_0 = 0 \quad (k = |\boldsymbol{k}|) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \boldsymbol{E}_0 = E_v\hat{v} + E_h\hat{h} \\ k^2 = \omega^2\mu_0\varepsilon^* \end{cases}$$

其中 $\hat{v}$, $\hat{h}$ 是两个与传播方向 $\hat{k}$ 垂直的电磁波极化方向矢量，E_v, E_h 是两个极化分量的波幅度。

设 $\hat{d}$ 是一个“参考方向矢量”，定义两个与传播方向 $\hat{k}$ 垂直的极化方向矢量：

$$\begin{cases} \hat{h} = \dfrac{\hat{k}\times\hat{d}}{\left|\hat{k}\times\hat{d}\right|} \\ \hat{v} = \hat{h}\times\hat{k} \end{cases}$$

因此，只要给定一个“参考方向 $\hat{d}$ ”，那么沿 $\hat{k}$ 方向传播的平面波通式为:

$$\boldsymbol{E} = \left(E_v\hat{v} + E_h\hat{h}\right)e^{-jk\hat{k}\cdot\boldsymbol{r}}$$

例：若 $\hat{d} = \hat{x},\ \hat{k} = \hat{z}$ ，则 $\hat{h} = \hat{y},\ \hat{v} = \hat{x}$ ， $\boldsymbol{E} = \left(E_x\hat{x} + E_y\hat{y}\right)e^{-jkz}$ ，$k = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon^*}$

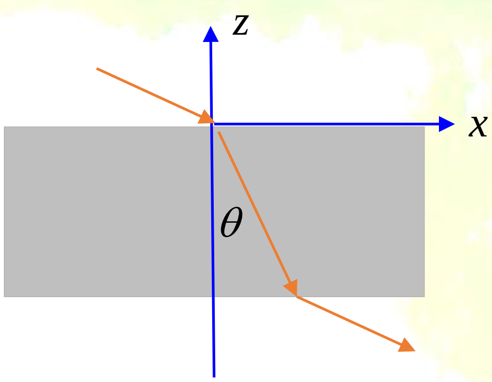
◆ 在各向异性单轴晶体媒质中的传播

$$\begin{cases} \boldsymbol{D} = \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{B} = \mu_0\boldsymbol{H} \end{cases} + \begin{cases} \nabla\times\boldsymbol{E} = -j\omega\boldsymbol{B} \\ \nabla\times\boldsymbol{H} = j\omega\boldsymbol{D} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} j\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E}_0 = -j\omega\boldsymbol{B}_0 = -j\omega\mu_0\boldsymbol{H}_0 \\ j\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{H}_0 = +j\omega\boldsymbol{D}_0 = j\omega\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\boldsymbol{E}_0 \end{cases} \qquad \bar{\boldsymbol{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_\perp & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\parallel \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow \boldsymbol{k}\times\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E}_0 + \omega^2\mu_0\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\boldsymbol{E}_0 = 0$$

假设 $\boldsymbol{k} = k(\hat{x}\sin\theta - \hat{z}\cos\theta)$

$$\Rightarrow \begin{bmatrix} \omega^2\mu_0\varepsilon_\perp - k^2\cos^2\theta & 0 & -\frac{1}{2}k^2\sin 2\theta \\ 0 & \omega^2\mu_0\varepsilon_\perp - k^2 & 0 \\ -\frac{1}{2}k^2\sin 2\theta & 0 & \omega^2\mu_0\varepsilon_\parallel - k^2\sin^2\theta \end{bmatrix}\begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{bmatrix} = 0$$



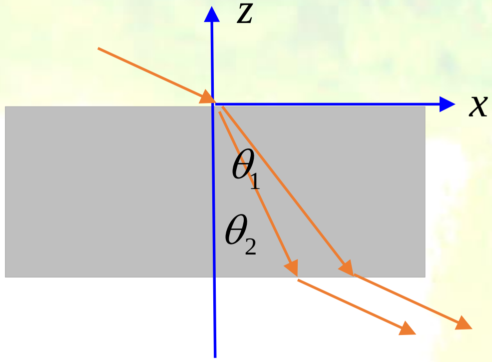
要使得方程有非零解，则系数行列式必须为零：

$$\begin{vmatrix} \omega^2\mu_0\varepsilon_\perp - k^2\cos^2\theta & 0 & -\frac{1}{2}k^2\sin 2\theta \\ 0 & \omega^2\mu_0\varepsilon_\perp - k^2 & 0 \\ -\frac{1}{2}k^2\sin 2\theta & 0 & \omega^2\mu_0\varepsilon_\parallel - k^2\sin^2\theta \end{vmatrix} = 0 \Rightarrow \begin{cases} k^2 = k_1^2 = \omega^2\mu_0\varepsilon_\perp \\ k^2 = k_2^2 = \omega^2\mu_0\left(\dfrac{\cos^2\theta}{\varepsilon_\perp} + \dfrac{\sin^2\theta}{\varepsilon_\parallel}\right)^{-1} \end{cases}$$

若 $k = k_1$ 可得 $E_{0x} = E_{0z} = 0$，因此 $\boldsymbol{E} = \hat{y}E_{0y}e^{-jk_1(x\sin\theta - z\cos\theta)}$

若 $k = k_2$ 可得 $E_{0y} = 0,\ \dfrac{E_{0z}}{E_{0x}} = \dfrac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_\parallel}\tan\theta$，因此 $\boldsymbol{E} = \left(\hat{x} + \hat{z}\dfrac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_\parallel}\tan\theta\right)E_{0x}e^{-jk_2(\theta)(x\sin\theta - z\cos\theta)}$

波在晶体中可以以两种模式传播，取决与来波的极化方式：



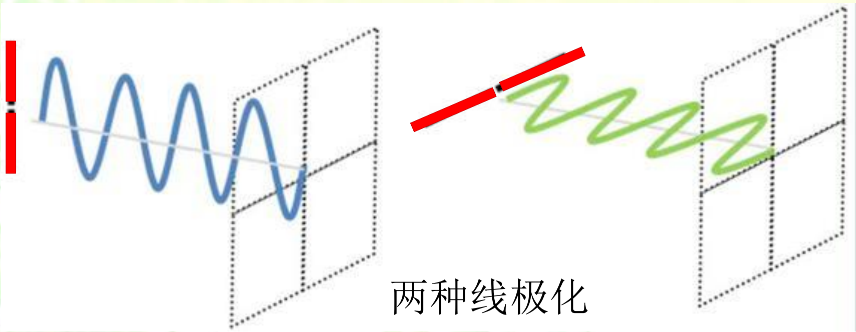
- 如果来波电场只有 y 分量，将以第一种模式传播；
- 如果来波电场没有 y 分量，将以第二种模式传播；
- 如果电场三个分量均存在，则分解成以上两种模式分别传播。
- 因为两种模式的相速度/折射率不同，所以可发生双折射现象。

两种模式的折射率：$n_1 = \dfrac{k_1}{k_0} = \sqrt{\dfrac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_0}}$　　$n_2(\theta) = \dfrac{k_2}{k_0} = \left(\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\perp}\cos^2\theta + \dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\parallel}\sin^2\theta\right)^{-1/2}$

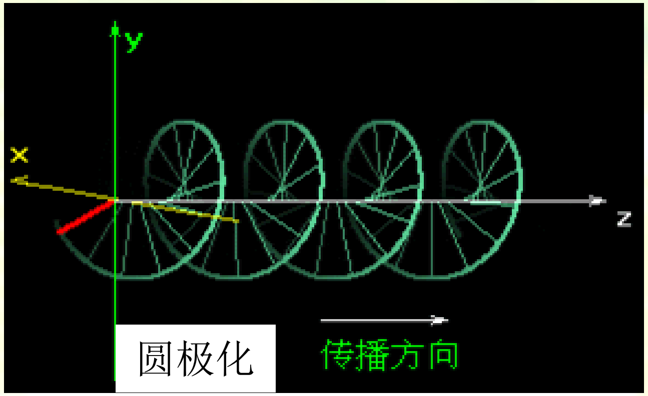
从以上晶体中的平面波传播例子可以看出，当媒质为各向异性时，波可能以多种模式传播，每种模式的波数（传播常数/波速/折射率）不同，极化方式也有特定形式。

电磁波的极化：电场矢量末端随时间的变化特性。右手拇指指向传播方向，如果电场矢量旋转方向与四指弯曲方向一致，称为右手极化；相反则为左手极化；若电场矢量方向不旋转则为线极化。

- 线极化：电场矢量方向不变，但是大小可变化；
- 圆极化：电场矢量大小不变，但是方向随时间旋转；
- 椭圆极化：电场矢量大小和方向都随时间变化。



两种线极化



圆极化

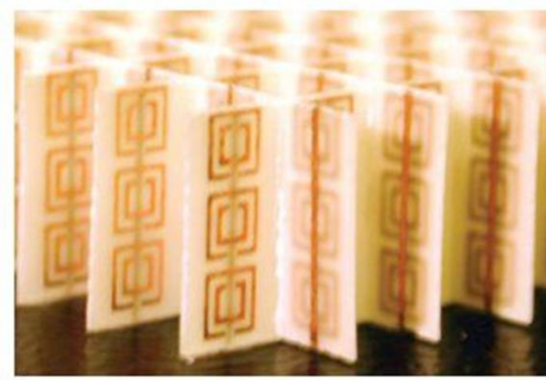
其他典型的电磁媒质：

- **磁化等离子体**：处于电离状态的物质，并且被外加磁场磁化；是一种各向异性、旋性、非互易的电磁媒质。波在其中以多种模式传播（各向异性所致），一般以圆极化或椭圆极化波传播（旋性），波沿相反方向传播过程不可逆（非互易）。

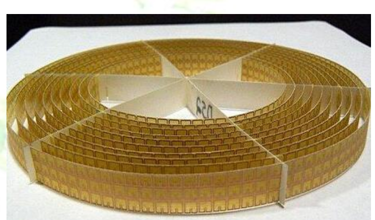
- **磁化铁氧体**：含铁磁质的材料。波在其中传播的特性与等离子体媒质相同。

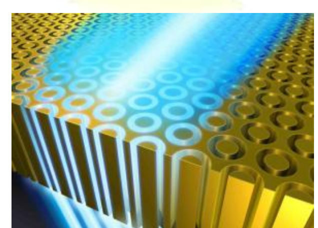
- **手征媒质**：由手性分子组成的材料。波在其中主要以圆极化方式传播，但是具有互易性。。

- **左手媒质（负折射率媒质）**：一种由人工设计的电磁媒质，介电常数和磁导率均为负数，折射率为负值。波在其中传播以及在界面上反射与投射与通常的媒质不同。**电磁超材料（包含负折射率）是当前的研究热点之一**。



负折射率人工设计材料



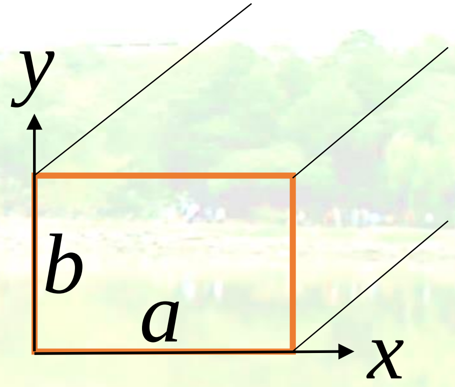


3. 电磁波通过导波结构传输

导波：电磁波被结构牵引或限制沿特定方向传输。输送电系统、有线电视、电路/微波电路芯片、电子器件 ..... 中的电磁信号/能量都要求沿设定的方向传输。

一般的导波结构：双线传输线、同轴线、微带传输线、金属/介质波导、光纤。

◆ 电磁波在金属波导内的传输



金属波导：一般的金属波导是矩形或圆形。

考虑如图矩形波导，假设电场没有 z 分量，而磁场 z 分量需要满足的波方程和边界条件为：

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right)H_z(x,y,z)=0 \qquad \left.\frac{\partial H_z}{\partial x}\right|_{x=0,a}=\left.\frac{\partial H_z}{\partial y}\right|_{y=0,b}=0$$

它的解是：$H_z(x,y,z)=A_{m,n}\sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{-j\beta_{m,n}z}$ $\quad\begin{cases} m,n=1,2,3,\cdots \\ \beta_{m,n}=\sqrt{k^2-\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2-\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}\end{cases}$

这样的一个解称为一个“导波模式”，总场是所有模式的叠加。

这种“导波模式”的传输特性为：

相速： $v_{p,m,n}=\dfrac{\omega}{\beta_{m,n}}=\dfrac{\omega}{k}\dfrac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{m\pi}{ka}\right)^2-\left(\frac{n\pi}{kb}\right)^2}}$

群速： $v_{g,m,n}=\dfrac{d\omega}{d\beta_{m,n}}=\dfrac{\omega}{k}\sqrt{1-\left(\frac{m\pi}{ka}\right)^2-\left(\frac{n\pi}{kb}\right)^2}$

截止条件： $\beta_{m,n}$ 必须为实数，不然波以指数衰减，不能实现有效传输，即

$$\beta_{m,n}>0 \quad 或 \quad k^2-\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2-\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2>0 \qquad \left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2>\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2+\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2=\left(\frac{2\pi f_{c,m,n}}{c}\right)^2$$

$$f>f_{c,m,n}=\frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2+\left(\frac{n}{b}\right)^2}$$

所以，只有频率大于 $f_{c,m,n}$ 的电磁波才能以该种模式传输，或者说能以该模式传输的电磁波最低频率是 $f_{c,m,n}$。

总 结：在导波结构中，电磁波以各种离散的“导波模式”进行传播，每种模式的传输速度不同，能够传输的电磁波最低频率也不同。对实际应用来说，需要选取特定的模式作为“工作模式”。

例子：矩形波导的最低模式是TE_{10}模（$m=1, n=0$），假设波导尺寸是 a=4cm, b=2cm，那么能传输的电磁波最低频率是多少？ [答]

$$f>f_{c,1,0}=\frac{c}{2a}=\frac{3\times10^8}{2\times0.04}=3.75\times10^9\ \text{Hz}$$

4. 电磁波散射

- 散射：电磁波在传播/传输过程中如果遇到阻碍，会发生反射、折射、绕射、衍射、透射等行为，把它们统称为“散射”。
- 入射场：把阻碍物或研究对象不存在时的空间电磁场分布称为“入射场”。
- 散射场：把阻碍物存在时空间场分布发生的变化量称为“散射场”。

电磁散射研究是电波传播（如信道建模）、电磁探测和成像（如微波遥感、雷达目标探测）、微波与射频器件分析（如介质加载和多端口连接）等的重要基础。

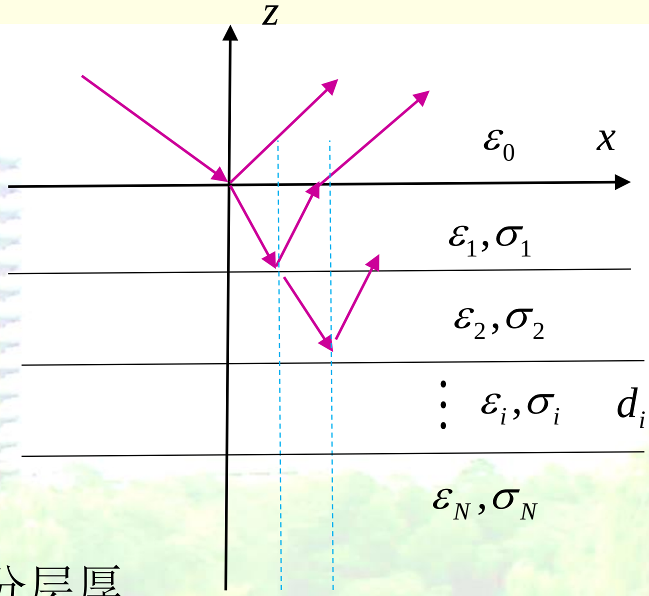
- 平面波从分层介质中的反射与透射

平面分层介质在地层探测（地质/资源）、多层微波电路分析设计、电离层探测 等领域具有广泛应用背景。

考虑如图多层介质的反射与透射问题。

设入射波为水平极化波：

$$E_y^i = E_0 e^{jk_{0z}z} e^{-jk_0 x\sin\theta_0},\quad k_{0z} = \sqrt{k_0^2 - (k_0\sin\theta_0)^2}$$



从地面上的反射波：

$$E_y^r = \Gamma_0 E_0 e^{-jk_{0z}z} e^{-jk_0 x\sin\theta_0}$$

目 的： 通过在多个频率下测量地面反射系数 $\Gamma_0(f)$ 推测分层厚度和电参数（进一步推测物质成分）。为此，我们可推导出：

$$\Gamma_0 = \frac{\tilde{Z}_1^{\mathrm{TE}} - Z_0^{\mathrm{TE}}}{\tilde{Z}_1^{\mathrm{TE}} + Z_0^{\mathrm{TE}}}$$

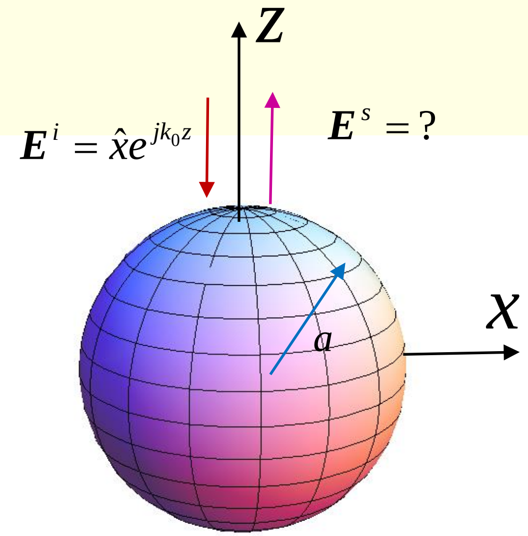
$$\tilde{Z}_i^{TE} = Z_i^{TE}\frac{\tilde{Z}_{i+1}^{TE} + Z_i^{TE}\tan(k_{iz}d_i)}{Z_i^{TE} + \tilde{Z}_{i+1}^{TE}\tan(k_{iz}d_i)},\quad i = N-1, N-2, \cdots, 1$$

with

$$\begin{cases} k_i^2 = \omega^2\mu_0\varepsilon_i - j\omega\mu_0\sigma_i \\ k_{iz} = \sqrt{k_i^2 - (k_0\sin\theta_0)^2} \\ Z_i^{TE} = \dfrac{\omega\mu_0}{k_{iz}},\ \tilde{Z}_N^{TE} = Z_N^{TE} \end{cases}$$

我们看到，所有的地层信息（分层厚度和电参数）都已加载到反射系数 Γ_0，通过某种优化算法可以解出这些参数（可能不唯一），实现地层探测/反演。

◆ 金属球的散射



金属球是最简单的三维物体，它的解析解具有极为重要的意义：因为我们不能得到一般的三维物体的理论解，势必要用数值求解或直接测量，它们是否准确就需要验证，金属球的解析解就扮演这样的“定标”角色：

$$\mathrm{RCS}_{\text{目标, 理论}} = \mathrm{RCS}_{\text{目标, 测量}} + (\mathrm{RCS}_{\text{球, 理论}} - \mathrm{RCS}_{\text{球,测量}})$$

$j_n(k_0r), h_n^{(2)}(k_0r)$ = 球贝塞尔、球汉克尔函数

设入射波为 $\boldsymbol{E}^i = \hat{x}E_0e^{jk_0z}$，散射波为 (意外地复杂啊！)：

$$\mathbf{E}^s = E_0\sum_{n=1}^{\infty}(-\mathrm{j})^n\frac{2n+1}{n(n+1)}\left(A_n\mathbf{M}_n + \mathrm{j}B_n\mathbf{N}_n\right)$$

$$\begin{cases} A_n = -\dfrac{j_n(k_0a)}{h_n^{(2)}(k_0a)} \\[2ex] B_n = -\dfrac{\dfrac{d}{d(k_0a)}[(k_0a)\,j_n(k_0a)]}{\dfrac{d}{d(k_0a)}[(k_0a)\,h_n^{(2)}(k_0a)]} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathbf{M}_n = \hat{\theta}\dfrac{m}{\sin\theta}h_n^{(2)}(k_0r)P_n^1(\cos\theta)\cos\phi - \hat{\phi}h_n^{(2)}(k_0r)\dfrac{\partial P_n^1(\cos\theta)}{\partial\theta}\sin\phi \\[2ex] \mathbf{N}_{emn} = \hat{r}\dfrac{n(n+1)}{k_0r}h_n^{(2)}(k_0r)P_n^m(\cos\theta)\cos\phi - \hat{\theta}\dfrac{1}{k_0r}\dfrac{\partial}{\partial r}[rh_n^{(2)}(k_0r)]\dfrac{\partial P_n^1(\cos\theta)}{\partial\theta}\cos\phi \;-\hat{\phi}\dfrac{1}{k_0r\sin\theta}\dfrac{\partial}{\partial r}[rh_n^{(2)}(k_0r)]P_n^1(\cos\theta)\sin m\phi \end{cases}$$

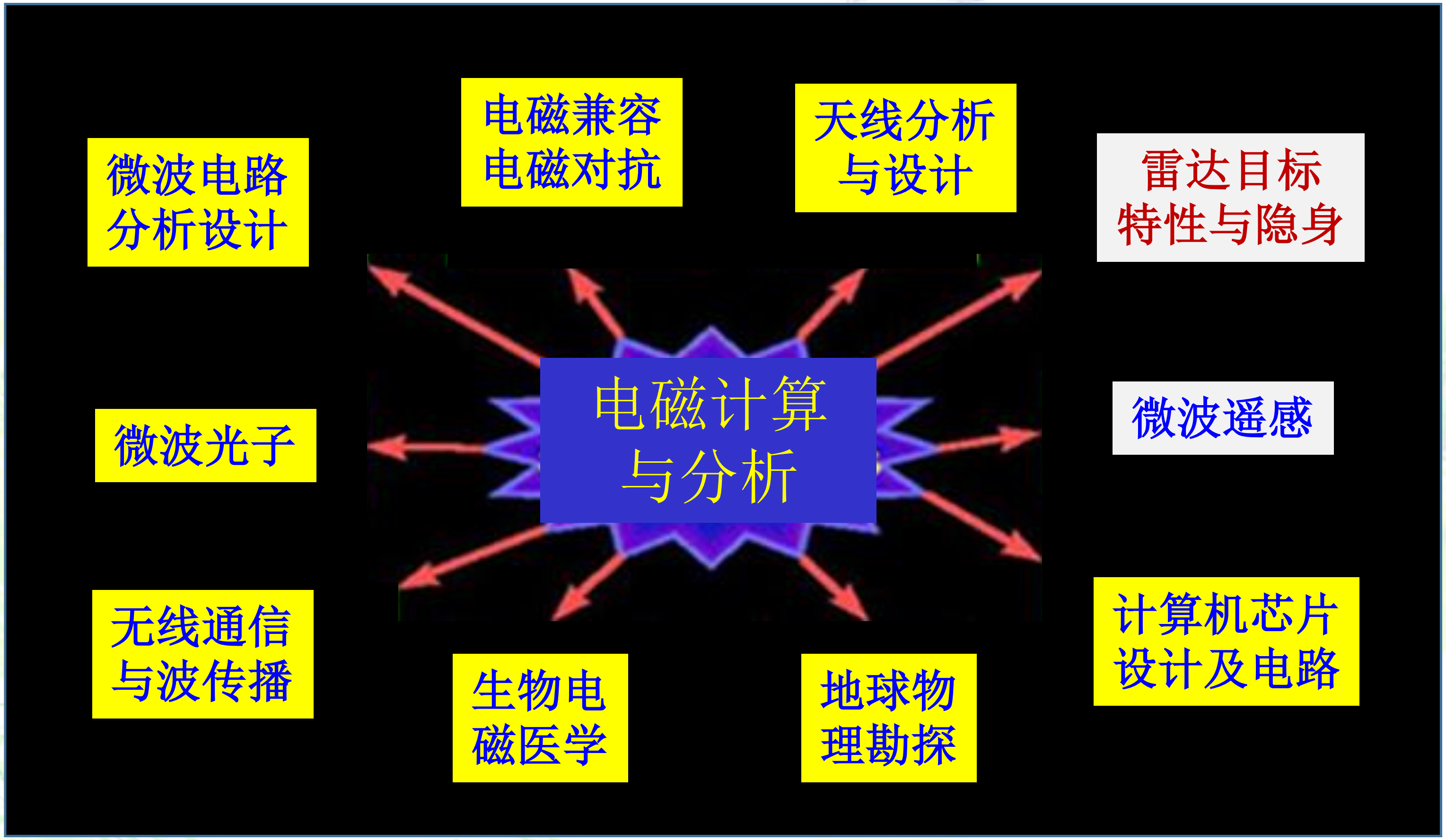
总结：一般结构物体的电磁场边值问题没有解析解，必须开发 数值求解方法。

5. 计算电磁学

◆ 什么是计算电磁学？

"实验"电磁学 (1864年之前)	实验为主要手段 → → 发现电磁学"定律"
⇩	
"数理"电磁学 (1960年代之前)	数理推演 为主要方式 → → 获得电磁场"原理、方法"
⇩	
"计算"电磁学 (1960年代之后)	计算机 为主要工具 → → 解决实际"工程应用问题"

- 计算电磁学有什么用？



计算电磁学在一切宏观电磁工程应用中处于中心地位

雷达截面(RCS)：衡量一个目标对雷达波散射能力的物理量，与入射波频率、入射和散射方向、极化方式有关。

$$\sigma_{pq}(f,\hat{k}^i,\hat{k}^s)=\lim_{R\to\infty}\left[(4\pi R^2)\frac{\left|E_p^s\right|^2}{\left|E_q^i\right|^2}\right]$$

散射波电场

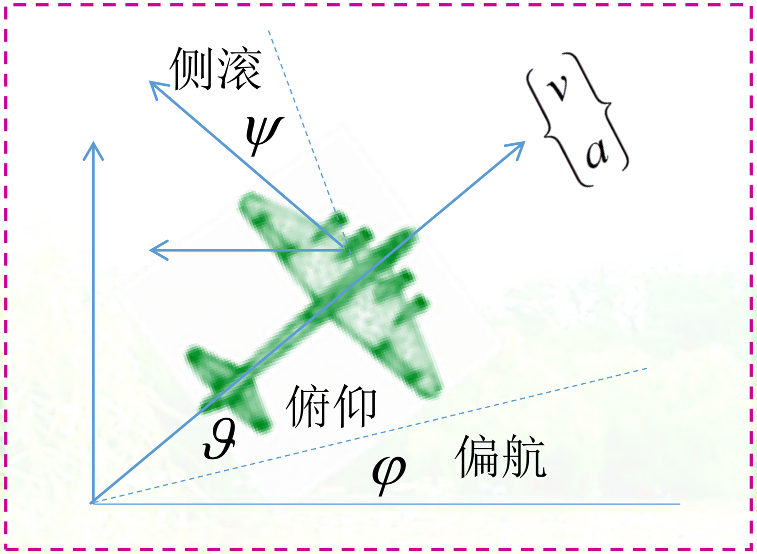
入射波电场

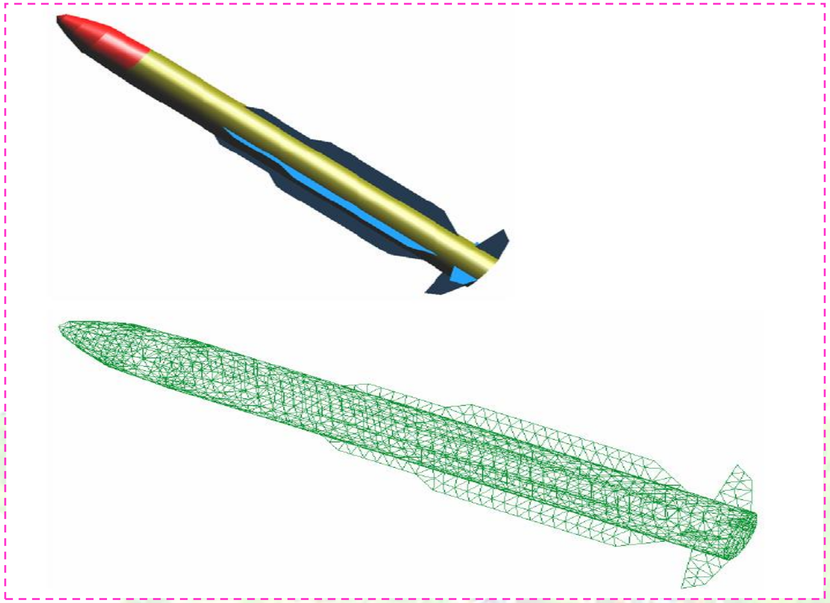
典型目标的后向雷达散射截面为：

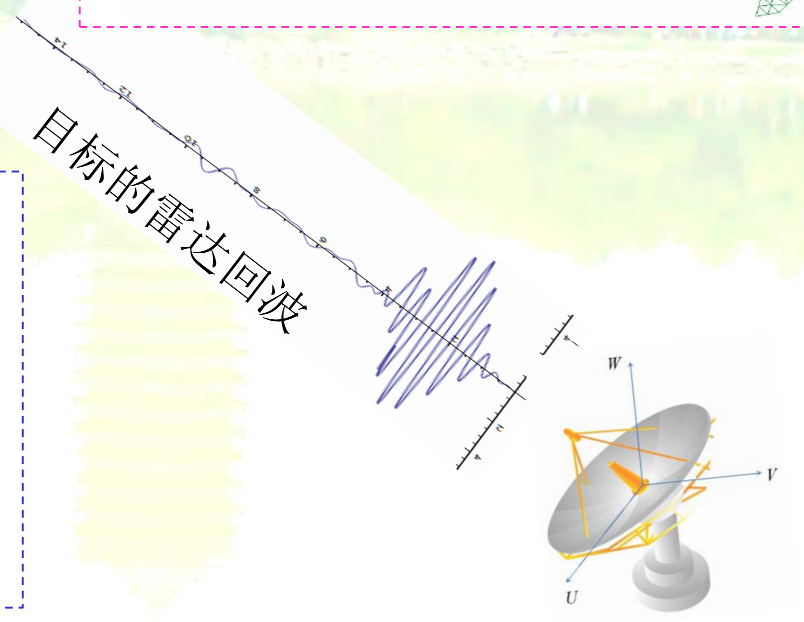
大型喷气客机	~ 100 m²
大型战机	~ 10 m²
成人	~ 1 m²
传统导弹	~ 0.5 m²
鸟	~ 0.01 m²
昆虫	~ 0.00001 m²

隐身战机：F117=0.065 m²，F22=0.0065 m²，B-2=0.0014 m²

◆ 雷达目标电磁响应特性分析







通过计算获得目标雷达回波, 用于:

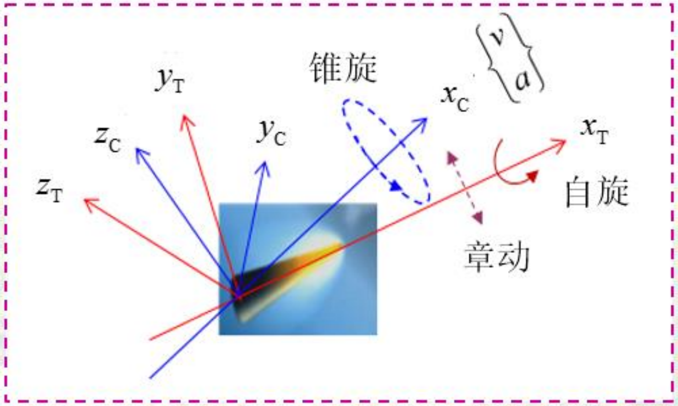
1）优化目标设计实现隐身效果

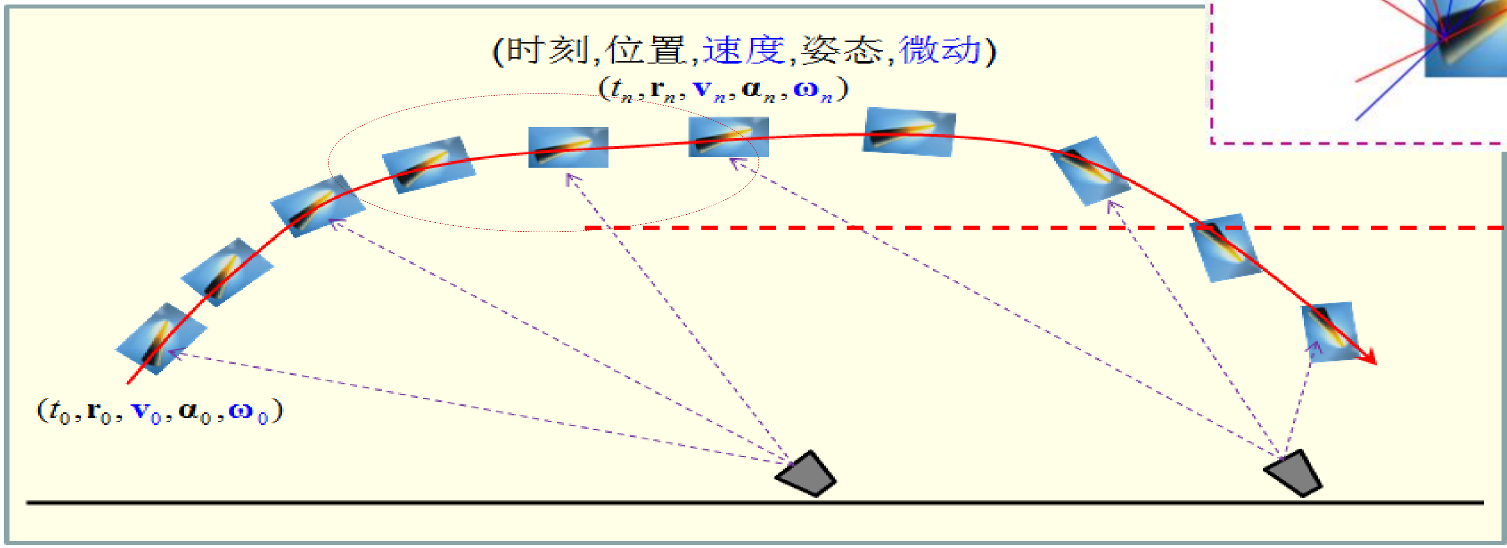
2）使用回波数据进行目标成像

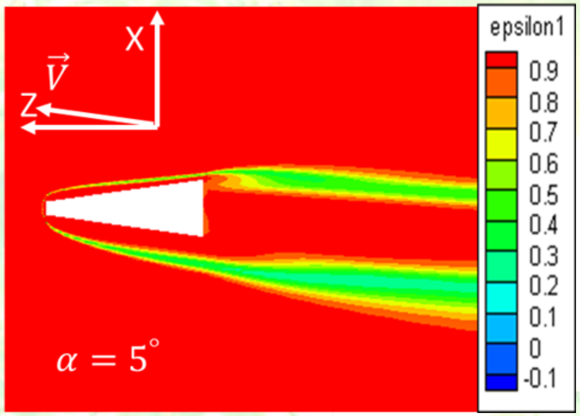
3）提取特征参数用于目标鉴别

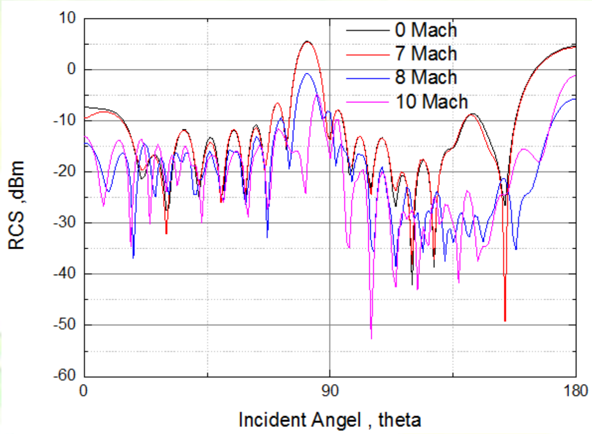
4）提取运动信息用于目标区分

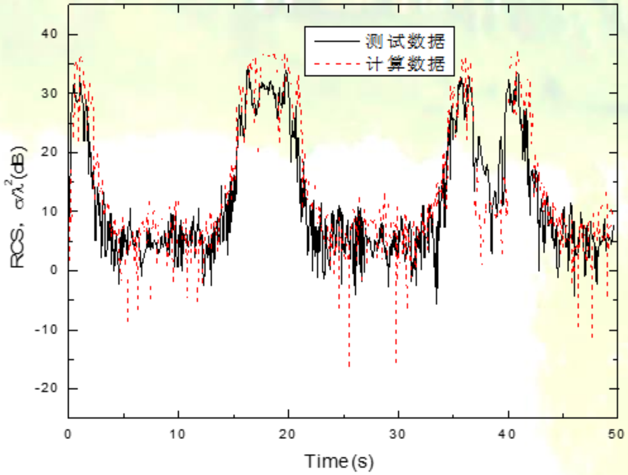
◆ 超高声速目标的雷达散射特性分析











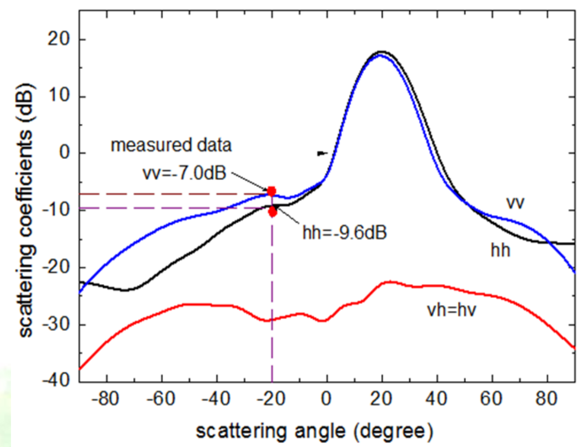
等离子体鞘套/黑障 对探测、通信和控制的影响分析

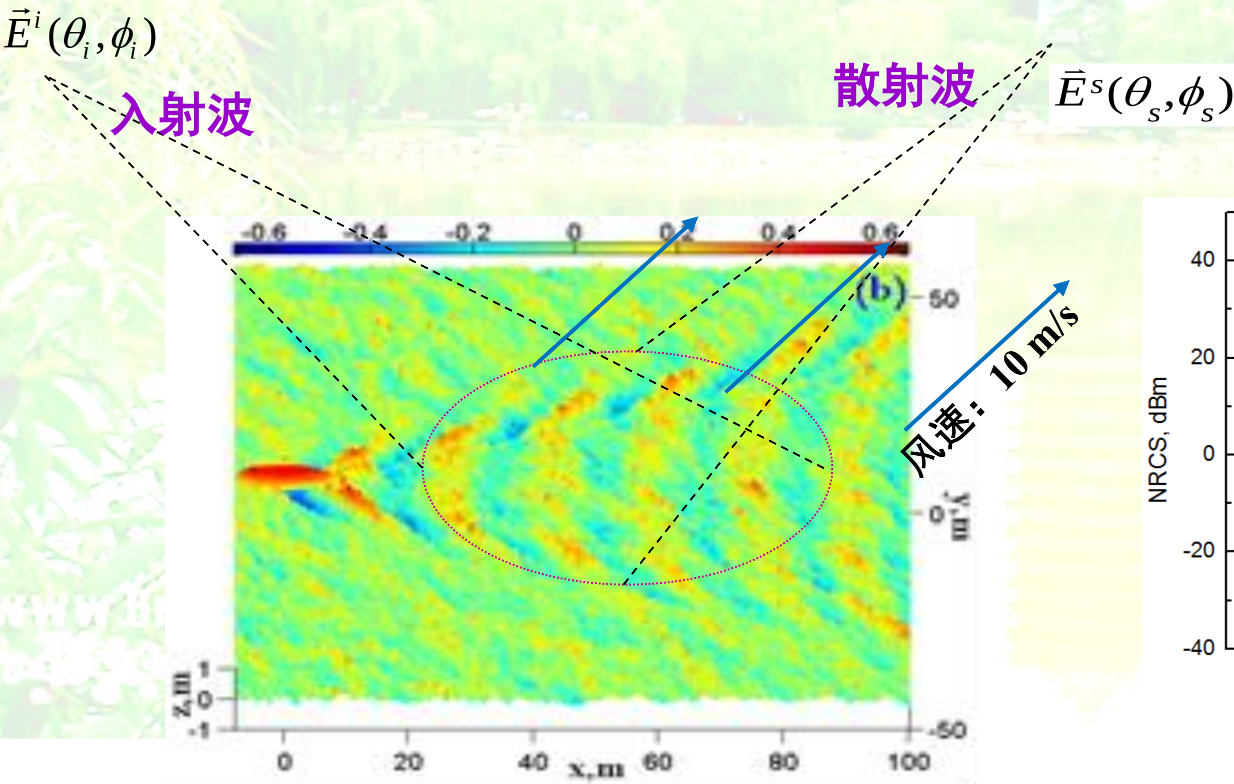
◆ 计算电磁学与微波散射遥感

通过计算获得遥感区域的散射波，经处理获得：

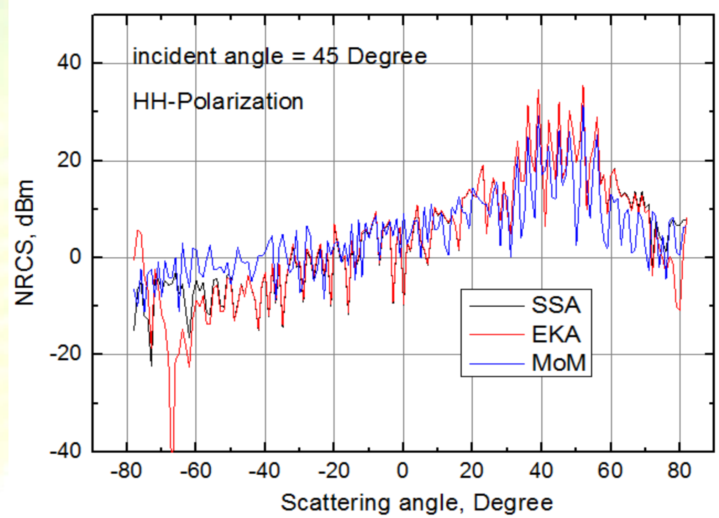
- 海洋风速、风向、盐度、油污 等信息
- 海面目标、船只 /潜艇 尾迹信息获取
- 土壤湿度、植被类型、冰雪厚度及年份等
- 模拟SAR图像，系统设计 /定标 /矫准等

土壤湿度遥感仿真

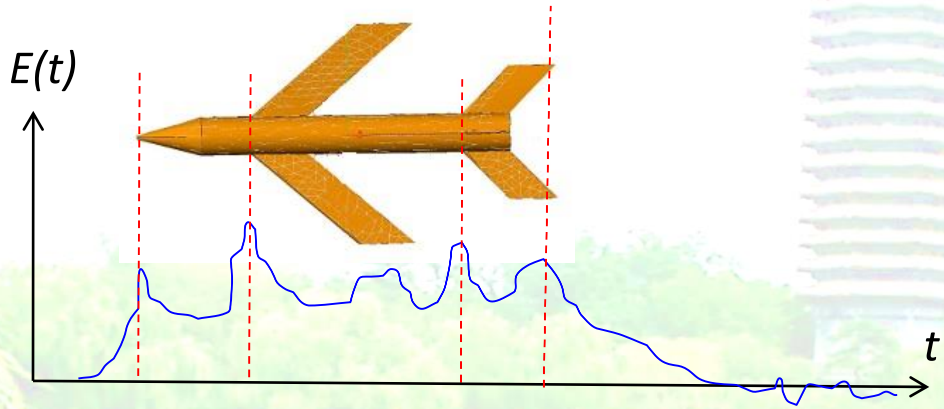




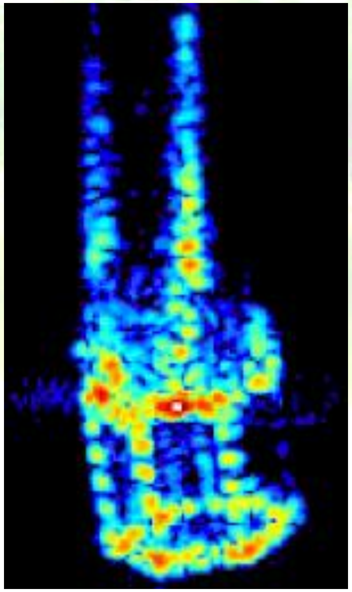
舰艇尾迹的电磁散射特性



◆ 雷达目标成像仿真模拟



飞机目标一维距离像



卫星目标三维像

F35 的模拟合成孔径雷达 二维像