

Capítulo 1

Ondas planas

Lejos de las fuentes de campo las ecuaciones de Maxwell son

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

Podemos derivar con respecto al tiempo en cada ecuación de rotor y reemplazar con la otra de manera que

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} \\ \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}\end{aligned}$$

y esto nos lleva a

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

dos sendas ecuaciones de onda para \mathbf{E} y \mathbf{B} . Pero es sabido que la solución de

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$$

es

$$\psi = A e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} + B e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

de modo que podemos postular como soluciones para nuestras ecuaciones de onda a

$$\mathbf{E} = \vec{\mathbb{E}}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad \mathbf{B} = \vec{\mathbb{B}}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

Se tiene además que $\mathbf{k} = k\hat{n}$ da a través de \hat{n} la dirección de propagación de la onda. El número de onda k podrá ser complejo lo cual refleja atenuación. Las características del medio entran a través de

$$k = \sqrt{\mu\epsilon} \frac{\omega}{c}$$

Por su parte $\vec{\mathbb{E}}_0$ y $\vec{\mathbb{B}}_0$ son las amplitudes de los campos, que serán números complejos constantes (no varían con la posición o el tiempo) y podrán dar desfases.

Al utilizar las ecuaciones de divergencia sobre las soluciones se obtiene que

$$\hat{n} \cdot \vec{\mathbb{E}}_0 = 0 \quad \hat{n} \cdot \vec{\mathbb{B}}_0 = 0$$

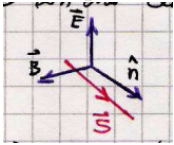
de manera que las ondas se propagan perpendicularmente a los campos, por ello las ondas electromagnéticas son transversales.

Utilizando las ecuaciones de rotor de \mathbf{E} , en indicial (hacerlas), se llega a la importante relación

$$\vec{\mathbb{B}}_0 = \sqrt{\mu\epsilon} \hat{n} \times \vec{\mathbb{E}}_0$$

de modo que los vectores $\vec{\mathbb{E}}_0$ y $\vec{\mathbb{B}}_0$ también son perpendiculares. Procediendo en forma análoga para la ley de Ampere-Maxwell se obtiene el mismo resultado. Si el vector $\mathbf{k} \in \mathbb{R}$ entonces $\vec{\mathbb{E}}_0$ y $\vec{\mathbb{B}}_0$ tienen la misma fase.

En el vacío o en un medio LIH los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} estarán en fase. Asimismo $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \hat{n}$ forman una terna derecha, lo cual se debe a que se definió en primer lugar a \mathbf{B} con una terna derecha.



Luego,

$$\mathbf{S} \parallel \hat{n}$$

si el medio es LIH pues $\mathbf{S} \propto \mathbf{E} \times \mathbf{H}$. El vector de Poynting apunta en la dirección de propagación de la onda.

En un medio anisótropo $\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0$ siendo ϵ un tensor. Allí $\vec{\mathbb{E}}_0 \cdot \hat{n} \neq 0$ salvo que ϵ esté diagonalizado y $\mathbf{E} \parallel$ al eje principal.

Entonces si bien todavía se tiene que

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$$

Acá hay que hacer las cuentas para demostrar todo esto que acá se dice sin más. Además hay que comentar sobre la introducción de números complejos en las amplitudes. Cómo son estos vectores complejos.

pero si \vec{E} ya no es perpendicular a \hat{n} no será el vector de Poynting \mathbf{S} (dirección de propagación de la energía) paralelo a la dirección \hat{n} de propagación de la onda.

1.0.1 Sobre complejos

El formalismo complejo es útil para operaciones lineales; cuando haya magnitudes no relacionadas linealmente es un problema.

$$\mathcal{R}(A) = \frac{1}{2}(A + A^*) \quad \text{con } A \in \mathbb{C}$$

Sean

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} \quad \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t}$$

siempre trabajaremos en general con dependencias temporales armónicas y metemos $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$ en el módulo \mathbf{A}_0 que pasa a depender de \mathbf{x} .

Los campos físicos son siempre la parte real de las expresiones complejas. Así, los campos físicos serán

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{A}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} + \mathbf{A}^*(\mathbf{x}) e^{i\omega t}]$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{B}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} + \mathbf{B}^*(\mathbf{x}) e^{i\omega t}]$$

La parte real de la suma es la suma de las partes reales,

$$\mathcal{R}(\mathbf{A} + \mathbf{B}) = \mathcal{R}(\mathbf{A}) + \mathcal{R}(\mathbf{B}),$$

de modo que con operaciones lineales es lo mismo tomar parte real antes o después. Pero para el producto,

$$\mathcal{R}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \neq \mathcal{R}(\mathbf{A}) + \mathcal{R}(\mathbf{B}),$$

de modo que con operaciones no lineales no es lo mismo. Para hacer producto necesito tomar la parte real de cada factor y entonces

$$\mathcal{R}(\mathbf{A}) \cdot \mathcal{R}(\mathbf{B}) = \frac{1}{2} \mathcal{R}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^* + \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} e^{-i2\omega t}) = \frac{1}{2} \mathcal{R}(\mathbf{A}^* \cdot \mathbf{B} + \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^* e^{i2\omega t}),$$

donde el tercer término es porque a los efectos de tomar la parte real conyugar y no conyugar es lo mismo. Si \mathbf{A}, \mathbf{B} son tales que tienen la misma fase, el resultado será real.

En las aplicaciones uno estará interesado en promedios temporales. El término con $e^{i2\omega t}$ se hace nulo cuando el promedio es sobre un número entero de períodos, entonces

$$\langle \mathbf{A} \mathbf{B} \rangle = \langle \mathcal{R}(\mathbf{A}) \cdot \mathcal{R}(\mathbf{B}) \rangle = \frac{1}{2} \mathcal{R}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^*)$$

1.0.2 Poynting promedio y energías promedio

Los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} en ondas electromagnéticas toman la forma

$$\mathbf{E} = \vec{\mathbb{E}}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} \quad \mathbf{H} = \vec{\mathbb{H}}(\mathbf{x}) e^{-i\omega t}$$

de manera que

$$\mathbf{S}(\mathbf{x}, t) = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{2} \Re(\vec{\mathbb{E}} \times \vec{\mathbb{H}}^* + \vec{\mathbb{E}} \times \vec{\mathbb{H}} e^{-i2\omega t})$$

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{c}{8\pi} \Re(\vec{\mathbb{E}} \times \vec{\mathbb{H}}^*)$$

En un MLIH es

$$\vec{\mathbb{B}} = \sqrt{\mu\epsilon} \hat{n} \times \vec{\mathbb{E}} \quad \vec{\mathbb{H}} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \hat{n} \times \vec{\mathbb{E}}$$

donde usamos que $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu$, lo cual conduce a

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{c}{8\pi} \Re(\vec{\mathbb{E}} \times \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} (\hat{n} \times \vec{\mathbb{E}})^*)$$

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} (\hat{n}(\vec{\mathbb{E}} \cdot \vec{\mathbb{E}}^*) - \vec{\mathbb{E}}^*(\vec{\mathbb{E}} \cdot \hat{n}))$$

y finalmente

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |\vec{\mathbb{E}}|^2 \hat{n}$$

que es el vector de Poynting para ondas en MLIH. Se puede proceder en forma análoga para la energía. Entonces,

$$U(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{8\pi} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{D})$$

$$\langle U(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{1}{8\pi} \frac{1}{2} \Re(\vec{\mathbb{H}} \cdot \vec{\mathbb{B}}^* + \vec{\mathbb{E}} \cdot \vec{\mathbb{D}}^*)$$

$$\langle U(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{1}{16\pi} \Re\left(\frac{1}{\mu} |\vec{\mathbb{B}}|^2 + \epsilon |\vec{\mathbb{E}}|^2\right) = \frac{1}{8\pi} |\vec{\mathbb{E}}|^2$$

puesto que

$$|\vec{\mathbb{B}}|^2 = \mu\epsilon |\vec{\mathbb{E}}|^2,$$

y entonces la densidad de energía promedio es

$$\langle U(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{1}{8\pi} |\vec{\mathbb{E}}|^2.$$

1.1 Polarización de ondas

Una onda plana bien general en \hat{n} es

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = (\hat{e}_1 \vec{E}_1 + \hat{e}_2 \vec{E}_2) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

Las amplitudes \vec{E}_1, \vec{E}_2 son complejos para permitir la diferencia de fase entre componentes.

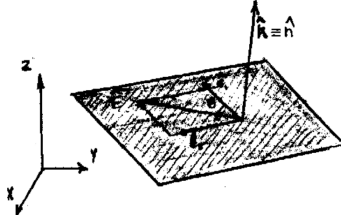
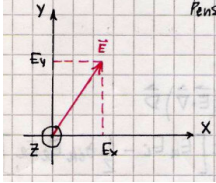


Figura 1.1

Si \vec{E}_1, \vec{E}_2 están en fase entonces $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ está linealmente polarizada con θ fijo. Es como que \mathbf{E} viaja siempre por el mismo andarivel, oscilando.

EJEMPLO 1.1 Polarización lineal

Consideremos una onda que se propaga en \hat{z}



$$E_x = E_{0x} \cos(\omega t + \delta) \quad E_y = E_{0y} \cos(\omega t)$$

que son los valores que determinan la punta del vector en el tiempo. Entonces

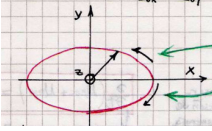
$$\frac{x^2}{E_{0x}^2} + \frac{y^2}{E_{0y}^2} - \frac{xy}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta$$

Si las dos componentes están en fase, $\delta = 0$ y de la ecuación anterior se deduce

$$y = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} x.$$

Onda linealmente polarizada.

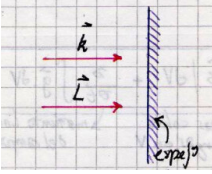
Si \vec{E}_1, \vec{E}_2 tienen fase arbitraria entonces $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ está elípticamente polarizada.

EJEMPLO 1.2 Polarización elíptica

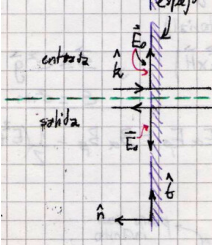
Si $\delta = \pi/2$ entonces la ecuación resulta

$$\frac{x^2}{E_{0x}^2} + \frac{y^2}{E_{0y}^2} = 1$$

la punta del vector está sobre una elipse. Puede ser sentido horario o antihorario. Esto degenerará en una polarización circular; horaria (que lleva \mathbf{L} en la dirección de $-\hat{k}$) o antihoraria (que lleva \mathbf{L} en la dirección de \hat{k}). Aquí la dirección \hat{k} de la onda es \hat{z} .



Pasará lo mismo con el momento angular \mathbf{L} si incide una onda polarizada circularmente. Aquí la superficie azul es un espejo. Incide una onda plana que le transfiere impulso lineal: hay presión de radiación.



Supongamos que al llegar al espejo (rebote) el campo \mathbf{E} sea en la dirección \hat{t} . Como $\hat{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$ se desfase π . Los contornos en los casos dinámicos son iguales a los estáticos.

Estamos reflejando la onda y no se altera el \mathbf{L} porque reflejamos el sistema y al ser \mathbf{L} vector axial no debe sufrir cambios.

Como está circularmente polarizada, la onda lleva momento angular \mathbf{L} .

Si $|\vec{E}_1| = |\vec{E}_2|$ y la fase es $\pi/2$ entonces $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ está circularmente polarizada.

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_1 e^{i\pi/2} = \vec{E}_1 i$$

entonces

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \vec{E}_1 (\hat{e}_1 \pm \hat{e}_2) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

Revisar porque en la carpeta no coincide. Se tiene en cambio lo que pongo en el ejemplo par dinamitar.

EJEMPLO 1.3 Para dinamitar

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \vec{\mathbb{E}}_1(\hat{\epsilon}_1 \pm i \hat{\epsilon}_2) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

donde el $+$ es horario y el $-$ antihorario (momento angular en el sentido de propagación).

donde el $+$ corresponde a \mathcal{C}^+ antihoraria y el $-$ a horaria. Nos definimos por comodidad,

$$\hat{\epsilon}_+ \equiv \frac{\hat{\epsilon}_1 + i\hat{\epsilon}_2}{\sqrt{2}} \quad \hat{\epsilon}_- = \frac{\hat{\epsilon}_1 - i\hat{\epsilon}_2}{\sqrt{2}}$$

una base de polarizaciones. Se cumplen

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon}_\pm \cdot \hat{\epsilon}_\mp^* &= 0 & \hat{\epsilon}_\pm \cdot \hat{\epsilon}_\pm^* &= 1 \\ \hat{\epsilon}_1 &= \sqrt{2}(\hat{\epsilon}_+ + i\hat{\epsilon}_-) & \hat{\epsilon}_2 &= \sqrt{2}(\hat{\epsilon}_+ - i\hat{\epsilon}_-) \end{aligned}$$

luego cualquier polarización se puede escribir como combinación lineal de \mathcal{C}^+ y \mathcal{C}^- . Entonces una onda plana general es

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = (\hat{\epsilon}_+ \vec{\mathbb{E}}_+ + \hat{\epsilon}_- \vec{\mathbb{E}}_-) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

Una onda que rebota en un espejo transfiere impulso lineal. Una onda \mathcal{C} lleva \mathbf{L} pero no lo transfiere en un rebote perfecto. Por ser \mathbf{L} un vectorial axial (pseudovector) el reflejo es equivalente a una simetría del sistema.

Tenemos dos base entonces $\{\hat{\epsilon}_1, \hat{\epsilon}_2\}$ y $\{\hat{\epsilon}_+, \hat{\epsilon}_-\}$. Además,

$$\frac{\vec{\mathbb{E}}_-}{\vec{\mathbb{E}}_+} = r e^{i\alpha}$$

si $r = \pm 1, \alpha = 0$ entonces estamos frente a linealmente polarizada.

1.1.1 El tensor de Maxwell para las ondas

Para la onda plana hay direcciones privilegiadas. Fijemos

$$x : \text{campo } \mathbf{E} \quad y : \text{campo } \mathbf{B} \quad z : \text{propagación}$$

El tensor será

$$T = \frac{1}{4\pi} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\epsilon |\mathbf{E}_0|^2 \end{pmatrix}$$

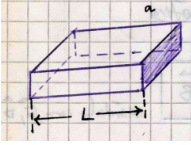
donde los ceros en los dos elementos diagonales superiores se deben a que no transmite impulso en una dirección que no es la de propagación. Luego, el valor promedio temporal será

$$\langle T \rangle = \langle T_E \rangle + \langle T_M \rangle$$

que lleva a

$$-\epsilon|\mathbf{E}_0|^2 - \frac{1}{\mu}|\mathbf{B}_0|^2 = -2\epsilon|\mathbf{E}_0|^2$$

En el ejemplito que ilustra esta figura [Chequear esto que es super sketchi!]



$$E = \langle \mu \rangle aL = \langle S \rangle at$$

puesto que $t = L/v$ y donde $v = \langle S \rangle / \langle \mu \rangle = c/\sqrt{\mu\epsilon}$. Se ve que

$$\langle S \rangle = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |\epsilon|^2 \langle \mu \rangle = \frac{\epsilon}{8\pi} |\epsilon|^2$$

1.2 Reflexión y refracción de ondas en medios

Partimos de una onda

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \vec{\mathbb{E}}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

donde

$$k = \sqrt{\mu\epsilon} \frac{\omega}{c} = \frac{\omega}{v}$$

siendo v la velocidad en el medio. Los índices de refracción serán

$$n = \sqrt{\mu\epsilon} \quad n' = \sqrt{\mu'\epsilon'}$$

de tal suerte que los campos son

$$\mathbf{B} = \frac{\sqrt{\mu\epsilon}}{k} \mathbf{k} \times \mathbf{E} \quad \mathbf{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{1}{k} \mathbf{k} \times \mathbf{E}$$

y tenemos

$$|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}''| \quad \text{pues} \quad \mu'' = \mu, \quad \epsilon'' = \epsilon$$

Utilizando las condiciones de contorno llegamos a

$$\omega t = \omega' t = \omega'' t$$

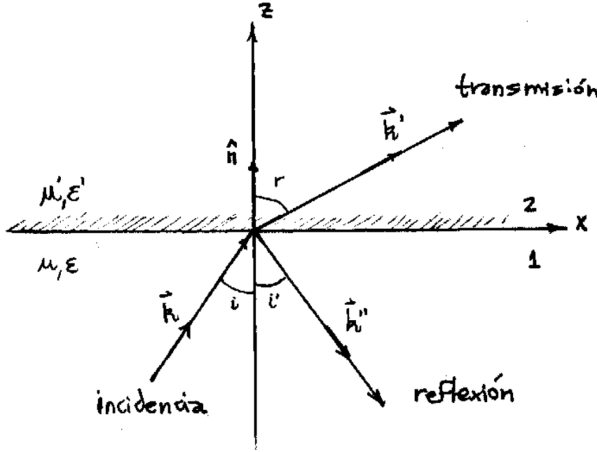


Figura 2.2

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} \big|_{z=0} = \mathbf{k}' \cdot \mathbf{x} \big|_{z=0} = \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{x} \big|_{z=0}$$

La existencia de condiciones de contorno en $z = 0$ que deben ser satisfechas en todo t en todo punto (x, y) lleva a todos los factores de fase iguales en $z = 0$. Se debe tener \mathbf{B} normal continuo y \mathbf{D} normal continuo también, lo cual viene de $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ y $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$.

La frecuencia ω es la misma para el medio 1 y el medio 2 pues $\lambda_1 \neq \lambda_2$.

Los tres vectores $\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{k}''$ están en un mismo plano, entonces

$$k \sin(i) = k' \sin(r) = k'' \sin(i'),$$

y se deducen las consecuencias

$$n \sin(i) = n' \sin(i') \quad \text{Ley de Snell,}$$

$$i = i' \quad \text{Ley de reflexión}$$

Luego se plantean los contornos

$$D_{\hat{n}}: \quad [\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1] \cdot \hat{n} = 0 \quad \rightarrow \quad [\epsilon' \mathbf{E}'_0 - \epsilon(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}''_0)] \cdot \hat{n} = 0$$

$$E_{\hat{t}}: \quad \hat{n} \times [\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1] = 0 \quad \rightarrow \quad \hat{n} \times [\mathbf{E}'_0 - (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}''_0)] = 0$$

$$B_{\hat{n}}: \quad [\mathbf{k}' \times \mathbf{E}'_0 - (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 + \mathbf{k}'' \times \mathbf{E}''_0)] \cdot \hat{n}$$

Igual a cero esto?

$$H_{\hat{t}}: \quad \hat{n} \times \left[\frac{1}{\mu'} \mathbf{k}' \times \mathbf{E}'_0 - \frac{1}{\mu} (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 + \mathbf{k}'' \times \mathbf{E}''_0) \right] = 0$$

de manera que

$$\mathbf{B} = \frac{\sqrt{\mu\epsilon}}{k} \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{c}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E} \quad \mathbf{H} = \frac{c}{\mu\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}$$

donde c/ω es el mismo para ambos medios.

Aplicando diligentemente los contornos se llega a las *relaciones de Fresnel* que son los cocientes de las amplitudes relativas.

Usando $\mu \sim 1$ (válido para medios transparentes) tenemos

$$\begin{array}{cc} TE & TM \\ \frac{E_0''}{E_0} = -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} & \frac{E_0''}{E_0} = \frac{\tan(i-r)}{\tan(i+r)} \\ \frac{E_0''}{E_0} = 1 + \frac{\sin(r-i)}{\sin(i+r)} & \frac{E_0''}{E_0} = \frac{2\sin(r)\cos(i)}{\sin(i+r)\cos(i-r)} \end{array}$$



Figura 2.3

frecuencias ópticas
 $\mu'/\mu = 1$

Si $i \sim 0$ entonces TE y TM son similares a menos de un signo.

Polarization (Brewster angle)

Es un i_B tal que no hay onda \mathbf{E} reflejada (en TM),

$$E_0'' = 0,$$

pues $\tan(i+r) \rightarrow \infty$

$$i_b = \text{atan}\left(\frac{n'}{n}\right),$$

pues $i_B + r = \pi/2$ entonces

$$\frac{n}{n'} \sin(i_B) = \cos(i_B) \rightarrow i_b = \text{atan}\left(\frac{n'}{n}\right),$$

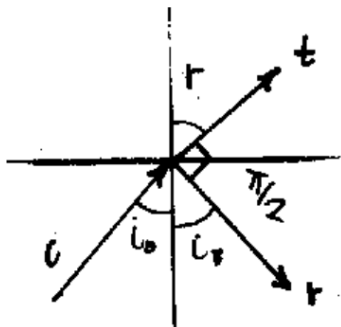


Figura 2.4

Sirve para producir luz polarizada linealmente.

Atención, pero

$$\mathbf{S}_i \neq \mathbf{S}_r + \mathbf{S}_t,$$

pues \mathbf{S} no está relacionado linealmente con \mathbf{E} , \mathbf{B} , y lo que sí vale es

$$\mathbf{S}_i \cdot \hat{n} = \mathbf{S}_r \cdot \hat{n} + \mathbf{S}_t \cdot \hat{n}$$

Reflexión interna total

Sea $n_{inc} > n_{trans}$. Entonces se da que

$$n \sin(i) = n' \sin(r),$$

$$\frac{n}{n'} \sin(i) = \sin(r),$$

y el LHS es mayor igual a 1 para algunos i . Existe un ángulo límite

$$\sin(r) = 1 = \frac{n}{n'} \sin(i)$$

$$i_0 = \text{asin}\left(\frac{n'}{n}\right)$$

de manera que si $i \geq i_0$ entonces $\sin(r) > 1$ y se debe tener un $r \in \mathbb{C}$.

Si $\sin(r) > 1$ se tiene $\sin(r)^2 > 1$ y como por teorema de Pitágoras es

$$\cos(r)^2 = 1 - \sin(r)^2 \rightarrow \cos(r) = i\sqrt{\sin(r)^2 - 1}$$

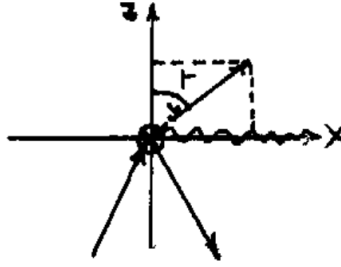


Figura 2.5

donde notemos espialmente que hemos sacado fuera un $\sqrt{-1} = i$ para que el argumento de la raíz sea positivo en este caso especial. Luego

$$\cos(r) = i\sqrt{\frac{n}{n'} \sin(i)^2 - 1} = ia$$

y si $\sin(r) = 1$ entonces $r = \pi/2$. Entonces

$$e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} = e^{i(k \cos(r)z + k \sin(r)x)} = \underbrace{e^{-kaz}}_{\text{atenuación}} \underbrace{e^{ik \sin(r)x}}_{\text{propagación}}$$

1.3 Corrientes en conductores

La continuidad de la carga y la divergencia de \mathbf{D} ,

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho,$$

nos llevan a

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \left(\mathbf{J} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) &= 0 \end{aligned}$$

y esto lo puedo pensar como una densidad de corriente estacionaria,

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_e = 0 \quad (3.1)$$

siendo \mathbf{J}_e proveniente de un \mathbf{E}' tal que $\nabla \times \mathbf{E}' \neq 0$.

Recordando la ley de Ohm microscópica, $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$,

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \frac{\epsilon}{\sigma} \mathbf{J}$$

Un campo irrotacional no puede mantener una corriente estacionaria, necesito una FEM para ella. La FEM es una fuente de \mathbf{E} no conservativo.

y esto nos conduce a una ecuación diferencial para \mathbf{J} ,

$$\mathbf{J}_e = \mathbf{J} + \frac{\epsilon}{4\pi\sigma} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = \left(1 + \frac{\epsilon}{4\pi\sigma} \frac{\partial}{\partial t}\right)$$

y entonces

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_0 e^{-4\pi\sigma/\epsilon t}$$

siendo el segundo término del RHS la parte no estacionaria de la corriente. Evidentemente, si $t \rightarrow \infty$ esta tiende a cero.

Dado que se verifica (3.1) se tiene

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{J}_0 e^{-4\pi\sigma/\epsilon t}$$

y definimos un tiempo de relajación

$$\tau = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma}$$

que es un tiempo característico en el cual se alcanzarían condiciones estacionarias.

Podemos distinguir dos comportamientos entonces en términos de este tiempo de relajación τ , si $t < \tau$

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_0 e^{-t/\tau}$$

y en cambio cuando $t \gg \tau$ se tendrá $\mathbf{J} \approx \mathbf{J}_e$ de manera que

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \mathbf{J}_e.$$

Por otra parte con respecto a los conductores, si se da que ($\sigma \ll 1$) estamos en presencia de un conductor malo y no se alcanza *nunca* la condición de $\mathbf{E} = 0$ en el interior. Tienen un τ grande. Si estamos ante un conductor perfecto ($\sigma \rightarrow \infty$) la corriente es estacionaria y se tiene un $\mathbf{E} = 0$ en el interior, el tiempo τ es pequeño, tendiendo a cero.

Podemos desarrollar un enfoque similar en términos de la densidad de carga ρ .

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J} &= -\frac{\partial \rho}{\partial t} & \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E} = \frac{\sigma}{\epsilon} \mathbf{D} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \rho &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{J} &= \frac{\sigma}{\epsilon} \nabla \cdot \mathbf{D} = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \rho \end{aligned}$$

Entonces

$$\rho = \rho_0 e^{-t/\tau} \quad \tau \equiv \frac{\epsilon}{4\pi\sigma},$$

y una vez que $t \gg \tau$ y se estabiliza el sistema es $\rho = \rho_0$ entonces

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

1.4 Campo electromagnético en un medio conductor

Tenemos un campo EM de fuentes lejanas y queremos ver qué sucede en un medio conductor. Se verifican

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\end{aligned}$$

siendo $\rho_L = 0$ y μ, ϵ homogéneos. Modelando de acuerdo

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{E} \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

y siendo la ley de Ohm microscópica

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E},$$

y reemplazando en la ecuación del rotor para \mathbf{H} se tiene

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \sigma \mathbf{E} + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{1}{c} \nabla \times \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right),$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B})$$

y ahora podemos introducir la expresión que tenemos para el rotor de \mathbf{H} y usar que la divergencia de \mathbf{E} es nula de manera que

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[4\pi \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right]$$

y entonces

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0.$$

que no es otra cosa que una ecuación de ondas general. Un par de casos particulares interesantes son el caso $\sigma = 0$ que corresponde a un dieléctrico, para el que se tiene

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0,$$

una ecuación de ondas usual. Para el caso general $\sigma > 0$ (conductor) podemos pensar en una solución general del tipo onda plana armónica,

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)},$$

cuyas derivadas temporales son fáciles de hallar y resultan proporcionales a \mathbf{E} de manera que reemplazando este *ansatz* en la ecuación arribamos a

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{4\pi}{c^2} i \mu \sigma \omega \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \mu \varepsilon \omega^2 \mathbf{E} = 0,$$

que se puede agrupar de manera más inteligente como

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\mu \varepsilon \omega^2}{c^2} \left(1 + i 4\pi \frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \right) \mathbf{E} = 0$$

Podemos definir una especie de número de onda efectivo

$$K^2 \equiv k^2 \left(1 + i 4\pi \frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \right)$$

y considerar la ecuación de onda homogénea

$$\nabla^2 \mathbf{E} + K^2 \mathbf{E} = 0,$$

con los diferentes casos particulares ocurriendo dentro de K^2 . Así para el caso de un excelente conductor,

$$4\pi \frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \gg 1$$

se tiene

$$\nabla^2 \mathbf{E} + i \frac{4\pi \sigma \mu \omega}{c^2} \mathbf{E} = 0$$

que es una ecuación de difusión para la corriente de conducción (?). Por el contrario en el caso de un conductor pobre

$$4\pi \frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \ll 1$$

resulta en

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\mu \varepsilon \omega^2}{c^2} \mathbf{E} = 0$$

que es una ecuación de ondas usual dando como resultado una propagación. Tiende a la ecuación de ondas con $\sigma = 0$.

En general podemos escribir

$$K^2 = k^2 \left(1 + \frac{i}{\tau \omega} \right)$$

donde τ es la relajación del medio y ω es la vibración del campo. Se puede poner en términos del período,

$$K^2 = k^2 \left(1 + \frac{iT}{2\pi\tau} \right)$$

y si $\tau \gg T$ se tiene propagación.

Para metales $\tau \approx 10^{-14}$ segundos y entonces es válida la ecuación de difusión hasta la región de radiofrecuencias. Por ejemplo, si

$$\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon\omega} \gg 1 \quad \rightarrow \quad \frac{1}{\tau\omega} \gg 1 \quad \rightarrow \quad \frac{1}{\tau} \gg \omega$$

y para metales se cumple que $1.10^{14} \gg 6.10^6$ siendo este último un valor razonable para ondas de radio.

**Estos ejemplitos hay que
revisarlos y reescribirlos.**

Si consideramos los campos funciones de la distancia ξ de una plano al origen O, tendremos

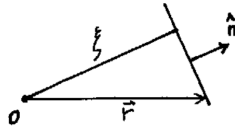


Figura 4.6

los campos son constantes en los planos de normal \hat{n} (ver ilustración).

$$\nabla = \hat{n} \frac{\partial}{\partial \xi}$$

y de acuerdo a Maxwell,

$$\hat{n} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial \xi} = 0 \quad \hat{n} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \xi} = 0$$

$$\hat{n} \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \hat{n} \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \xi} = \frac{4\pi}{c} \sigma \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

y si tomamos producto escalar de la última ecuación con la normal resulta

$$\hat{n} \cdot \left(\hat{n} \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \xi} \right) = \frac{4\pi}{c} \sigma E_n + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_n}{\partial t} = 0$$

de manera que

$$E_n = E_n^0 e^{-\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} t}.$$

El $E_{\hat{n}}$ (electrostático) se apaga exponencialmente con el tiempo de relajación del conductor.

$$\hat{n} \cdot \left(\hat{n} \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} \right) = \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0$$

H_n solo es constante en el tiempo y uniforme en el espacio.

No se ve influenciado por el conductor. Asimismo la energía está medida casi por completo en el campo magnético cuando es un muy buen conductor.

$$K^2 = \mu\epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 + i \frac{4\pi\sigma}{\epsilon\omega} \right]$$

de manera que podemos escribir

$$K = \beta + i \frac{\alpha}{2}$$

siendo β el término responsable de la propagación, α el término que se atenúa. Esta escritura es sólo conveniente puesto que resulta que

$$\beta = \sqrt{\mu\epsilon} \frac{\omega}{c} \left[\frac{1 + \sqrt{1 + (\omega\tau)^{-2}}}{2} \right]^{1/2} = k$$

$$\frac{\alpha}{2} = \sqrt{\mu\epsilon} \frac{\omega}{c} \left[\frac{1 + \sqrt{-1 + (\omega\tau)^{-2}}}{2} \right]^{1/2} = k$$

y ahí vemos la simetría.

Entonces resulta que para el caso de un mal conductor $\frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon} \ll 1$ o bien $\frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \ll \omega$ o bien $1/\tau \ll \omega$ se tiene

$$K = \sqrt{\mu\epsilon} \frac{\omega}{c} + i \frac{2\pi\sqrt{\mu}\sigma}{c\sqrt{\epsilon}}$$

y en cambio por el mismo razonamiento pero para un excelente conductor, $1/\tau \gg \omega$

$$K = \frac{\sqrt{2\pi\omega\mu\sigma}}{c} (1 + i)$$

y aquí la parte de atenuación $\alpha/2 = \alpha(\omega)/2$ de modo que hay distorsión. En general tendremos

$$\mathbf{E} = \vec{\mathbb{E}}_0 e^{-\alpha/2 \hat{n} \cdot \mathbf{x}} e^{i[\beta \hat{n} \cdot \mathbf{x} - \omega t]}$$

que nos muestra una primera exponencial real que es el factor de atenuación. Entre más conductor un medio más rápida es la atenuación.

$$\mathbf{H} = \frac{c}{\mu\omega} \left[\beta + i\frac{\alpha}{2} \right] \hat{k} \times \mathbf{E}$$

de modo que si $\mathbf{k} \in \mathbb{R}^3$ entonces $\mathbf{E}_0, \mathbf{B}_0$ tienen la misma fase. Si en cambio \mathbf{k} pertenece a \mathbb{C}^3 hay crecimiento o decaimiento exponencial en algunas direcciones. Vemos en una onda plana el caso de la atenuación se vería así

$$e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} = e^{i(k\hat{n}_R \cdot \mathbf{x} + k\hat{n}_I \cdot \mathbf{x} - \omega t)} = e^{i(k\hat{n}_R \cdot \mathbf{x} - \omega t)} + e^{k\hat{n}_I \cdot \mathbf{x}}$$

1.4.1 Algunos ejemplos y casos

Recordemos

$$\omega = 2\pi\nu \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\epsilon} = \frac{\omega}{v}$$

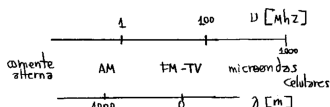


Figura 4.7

Noción de algunos numeritos a partir de la tabla

	ν	λ
celular	1.10^9 Hz	0.3 m
radio AM	1.10^6 Hz	300 m
radio FM	1.10^8 Hz	3 m

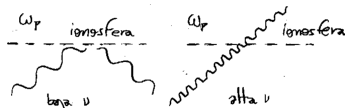


Figura 4.8

Para una malla metálica de interespaciado ℓ tenemos los casos $\lambda \gg \ell$ significa que es macizo para la onda. La penetración no dependerá de la $\sigma(\omega)$, es un conductor macizo.

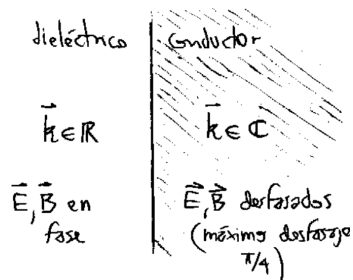


Figura 4.9

$\lambda \ll \ell$ es transparente para la onda. No ve el conductor.

En un buen conductor $\mu_M > \mu_E$ el material se comporta inductivamente. En un mal conductor $\mu_E > \mu_M$ el material se comporta capacitivamente.