

5.5: Dirección, frecuencia, amplitudes y energía cuando un medio es absorbente

Hasta aquí todo lo que hemos hecho en este capítulo parte de la consideración de que los dos medios en que se propaga la onda son completamente transparentes, $\kappa = 0$.

En esta sección vamos a echar un vistazo a lo que ocurre cuando uno de los medios deja de ser transparente. Veremos que el problema se complica, y, aún así, es de capital importancia, pues sabemos que el proceso de radiación-absorción en los átomos implica pérdidas de energía. Intentaremos, como en las secciones precedentes del capítulo, caracterizar las ondas producidas al atravesarse la interfase, para lo cual es necesario conocer su dirección, frecuencia y amplitud.

El primer medio queda caracterizado por un índice n real y el segundo por uno complejo, n'_c . ¿Cómo se haría?. De modo parecido al caso anterior, pero esta vez no podemos buscar soluciones al problema en el segundo medio como ondas planas con vector de ondas real. Por ejemplo

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{T} e^{i(\mathbf{k}'_c \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

Esto lo llevamos a las condiciones de frontera, de donde por independencia lineal de las exponenciales se tiene que sobre la superficie de discontinuidad ($z = 0$) se ha de verificar la igualdad

$$\mathbf{k}'_c \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$$

es decir

$$\begin{aligned} k'_{cx} &= k'_x + i a'_x = k_x \\ k'_{cy} &= k'_y + i a'_y = k_y = 0 \end{aligned}$$

(sobre el plano de incidencia $k_y = 0$). Usamos estas dos ecuaciones para precisar valores y obtenemos

$$k'_y = a'_y = 0$$

k' , a' están en el plano de incidencia.

$$k'_x = k_x = n \frac{\omega}{c} \sin \theta$$

donde θ es el ángulo de incidencia. $a'_x = 0$, y por tanto $\mathbf{a}' = a'_z \mathbf{u}_z$. En cuanto a \mathbf{k}' , tenemos

$$\mathbf{k}' = k_z \mathbf{u}_z + n \frac{\omega}{c} \sin \theta \mathbf{u}_x$$

Las ecMm aportan las relaciones

$$\begin{aligned} \mathbf{k}'^2 - \mathbf{a}'^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} (n'^2 - \kappa'^2) \\ \mathbf{k}' \cdot \mathbf{a}' &= \frac{\omega^2}{c^2} n' \kappa' \end{aligned}$$

que determinan los factores k'_z y a'_z (ver [Cabrera]). Lo que es importante es que el vector de ondas de la onda refractada queda especificado por completo y de manera única. Para resolver completamente el problema necesitaríamos calcular las amplitudes de las ondas reflejada y transmitida. Es un cálculo trabajoso del que sólo comentaremos alguna consecuencia:

- Las expresiones para los coeficientes de reflexión siguen valiendo, si donde haya k'_z ponemos k'_{cz} y donde haya n' ponemos n'_c . El resultado es

$$\begin{aligned} r_{\parallel} &= \frac{n'^2_c k_z - n^2 k'_{cz}}{n'^2_c k_z + n^2 k'_{cz}} \\ r_{\perp} &= \frac{k_z - k'_{cz}}{k_z + k'_{cz}} \end{aligned}$$

estos coeficientes de reflexión son complejos (por culpa del vector de ondas y del índice de refracción). Esto ocurre para cualquier ángulo de incidencia. Lo interesante es que podemos cambiar estados de polarización añadiendo desfases por reflexiones con medios absorbentes. De hecho hay una técnica de medida de índices de refracción que se basa en el estudio de los cambios de polarización en las reflexiones de ondas sobre medios de índice desconocido.

- Para las reflectancias (pero no para las transmitancias) también valen las relaciones que ya hemos encontrado para los medios transparentes:

$$\mathcal{R}_{\parallel} = |r_{\parallel}|^2$$

$$\mathcal{R}_{\perp} = |r_{\perp}|^2$$

Caso particular: incidencia normal ($\theta = 0$)

Para la onda incidente $\mathbf{k} = k_z \mathbf{u}_z = n \frac{\omega}{c} \mathbf{u}_z$. Con esta elección de ejes el plano de la discontinuidad es el xy . Las componentes x e y se conservan

$$k_x = k'_{cx} = 0$$

$$k_y = k'_{cy} = 0$$

Copy and Paste
Image here.
Delete this
placeholder image

Figure 5.5.1: Incidencia normal de un medio de índice $n \in \mathbb{R}$ a otro de $n'_c = n' + i\kappa'$.

| | n' | κ' |
|----|------|-----------|
| Al | 1.44 | 523 |
| Hg | 1.60 | 4.80 |

Cuadro 5.1:

Un ejemplo con dos conductores (metales) para el doblete amarillo del Na: $\lambda = 589.3$ nm

lo que implica $k'_x = k'_y = a'_x = a'_y = 0$. El vector de ondas de la onda transmitida sólo puede tener componente z : $\mathbf{k}'_c = (k'_z + ia'_z) \mathbf{u}_z$. Para obtener las partes k'_z y a'_z nos valemos de las ecMm, de las cuales se obtiene

$$\mathbf{k}'_c{}^2 = n'^2 \frac{\omega^2}{c^2}$$

de donde separando en parte real e imaginaria

$$k'_z = n' \frac{\omega}{c}$$

$$a'_z = \kappa' \frac{\omega}{c}$$

y

$$r_{\parallel} = -r_{\perp} = \frac{n' + i\kappa' - n}{n' + i\kappa' + n}$$

$$\mathcal{R}_{\parallel} = \mathcal{R}_{\perp} = \frac{(n' - n)^2 \kappa'^2}{(n' + n)^2 + \kappa'^2}$$

Si $n = 1$ la reflectancia aire-aluminio es 0.83 (83% de energía reflejada) y la airemercurio 0.78.

- Hay que observar que incluso en incidencia normal los coeficientes de reflexión son complejos.
- Los coeficientes de reflexión son muy altos. A modo de ejemplo valga un vidrio de $n = 1.5$, que tiene coeficiente de reflexión de ~ 0.2 , es decir, una reflectancia de en torno al 4%.
- Las reflectancias crecen con κ' . Es decir, los medios más absorbentes son también más reflectantes.

5.5: Dirección, frecuencia, amplitudes y energía cuando un medio es absorbente is shared under a CC BY-SA 1.0 license and was authored, remixed, and/or curated by LibreTexts.