

Capítulo 3

Fundamentos de la prospección con radar de subsuelo.

Resumen.

La prospección con radar de subsuelo consiste en la emisión y propagación por un medio dado de ondas electromagnéticas, con la posterior recepción de las señales reflejadas en discontinuidades del medio. En este capítulo se han comentado aquellos conceptos que nos sirven para entender este proceso. Los campos electromagnéticos quedan definidos mediante las ecuaciones de Maxwell. Estas ecuaciones ligan los campos eléctrico y magnético con las fuentes que los producen, a partir de una serie de parámetros constantes para cada medio determinado. Estas constantes definen electromagnéticamente el medio. En prospección con radar de subsuelo tres de estos parámetros son básicos para comprender qué se está registrando. Se trata de la conductividad, la permitividad dieléctrica y la permeabilidad magnética. Estos tres parámetros son valores complejos. Cuando efectuamos una medida con radar, los parámetros que se obtienen son los que se denominan valores efectivos, es decir, combinaciones entre las partes reales e imaginarias de cada uno de los tres. Por ejemplo, la parte real de la permitividad relativa de un medio genera una corriente en fase con el campo eléctrico aplicado, mientras que su parte imaginaria genera una corriente desfasada. Con la conductividad ocurre al revés: su parte real determina la amplitud de la corriente desfasada y la imaginaria la de la corriente en fase con el campo eléctrico aplicado. La conductividad efectiva se obtiene como la suma de la componente real de la conductividad del medio y de la imaginaria de su permitividad relativa. La permitividad efectiva está formada por la componente real de la permitividad relativa y la parte imaginaria de la conductividad del medio, que junto con la pulsación de la radiación, ω , indica el efecto de las cargas libres. A lo largo de esta memoria, cuando se habla en

general de permitividad y de conductividad se hace referencia a estos valores efectivos, a no ser que indique explícitamente que se trata de los valores relativos del medio.

A partir de la ecuaciones de propagación de una onda plana y armónica y de las relaciones de Maxwell se llega a expresiones para la velocidad de propagación y para la longitud de onda en función de estos parámetros del medio y de las características de la radiación (frecuencia utilizada). Estas expresiones dependen del tipo de medio por el que se produce la propagación: espacio libre, dieléctrico perfecto, dieléctrico, dieléctrico de bajas pérdidas o conductor.

La atenuación que se produce durante la propagación de una onda por un medio material puede obtenerse considerando los factores de expansión geométrica del frente de ondas y el denominado factor de atenuación. Este último es una función también de los parámetros electromagnéticos del medio y de la frecuencia de la radiación. La atenuación debida a los efectos del medio es una función exponencial que determina la disminución de energía (y por lo tanto de amplitud) de la onda conforme nos alejamos del foco donde se ha generado.

La amplitud de la onda que se recibe en la antena es también dependiente del porcentaje de energía que se ha reflejado en cada una de las discontinuidades del medio. Se definen los coeficientes de transmisión y reflexión como los porcentajes de energía refractada y reflejada respecto a la energía incidente en una superficie determinada. Estos coeficientes dependen de las impedancias electromagnéticas de los campos incidente y refractado o incidente y reflejado, juntamente con los ángulos de incidencia y refracción. En el caso particular de un radar de subsuelo la incidencia puede considerarse normal, es decir, que el ángulo de incidencia y el ángulo de refracción son cero (aproximadamente). Con esta condición la expresión de estos coeficientes se simplifica, quedando únicamente en función de las permitividades de los dos medios en contacto.

3.1 Introducción.

La prospección con georradar consiste en la emisión y recepción de ondas electromagnéticas. A lo largo de este capítulo se presentan brevemente los conceptos teóricos más importantes, referidos a campos electromagnéticos, en los que se basa la prospección con georradar. Podemos diferenciar tres partes: la primera se refiere a los parámetros electromagnéticos de los medios materiales y a la propagación de las ondas electromagnéticas (capítulo 3). La segunda explica los fenómenos que se producen durante la propagación de una onda electromagnética

en un medio material (capítulo 4): difracción, dispersión de la energía y atenuación de la onda electromagnética. La tercera (capítulo 5) se centra en las características de la emisión de un radar, en el funcionamiento de los equipos de radar y en los distintos métodos de trabajo que se utilizan. En ella se comentan los parámetros que definen un sistema de radar aéreo (el más desarrollado actualmente), básicamente formado por una antena que emite energía y otra antena, situada en otro punto, que la recibe, ya sea directamente, ya sea tras haber sufrido una reflexión en un cuerpo anómalo situado en el medio aéreo.

El radar es un sistema de detección que se empieza a utilizar durante la Segunda Guerra Mundial para la localización de aviones o barcos. Su funcionamiento básico consiste, en todos los casos, en la emisión de señales de determinadas frecuencias para detectar las reflexiones que se producen en los objetos de interés.

El georradar es un radar diseñado para que el medio por el que se propaga la energía sea el subsuelo o cualquier otro medio material. Por lo tanto, la prospección con georradar se basa en la emisión y detección de ondas electromagnéticas que se propagan por un medio heterogéneo. La incidencia de esta energía en las inhomogeneidades del medio provoca fenómenos de reflexión, refracción y de difracción, que pueden ser detectados por una antena receptora que capta la energía electromagnética tras su propagación por el medio material que, a menudo, suele ser el subsuelo terrestre. De este modo, con este método de prospección lo que se detectará serán cambios en las propiedades electromagnéticas de los materiales del subsuelo, ya que serán los parámetros que definen estas propiedades los que, juntamente con las características de la onda emitida, determinarán la propagación de la energía por el medio. El objetivo básico de este método de prospección es el conocimiento de estructuras superficiales y la detección de objetos enterrados, siendo su principal característica ser un método de alta resolución no destructivo.

El método es similar a la sísmica de reflexión de pequeño ángulo, y los fenómenos asociados con la propagación de la energía son básicamente los mismos, diferenciándose en el rango de frecuencias de las ondas utilizadas. El georradar emplea ondas de frecuencias mucho mayores que las utilizadas en sísmica: la prospección con georradar trabaja normalmente entre los 10 MHz y los 1000 MHz, mientras que el rango de trabajo en prospección sísmica se sitúa entre los 10

Hz y los 1000 Hz). A diferencia de la prospección sísmica, en la cual son las propiedades mecánicas de los materiales las que rigen la propagación de las ondas, con el georradar, las propiedades determinantes serán las electromagnéticas: la permitividad dieléctrica, la conductividad y la permeabilidad magnética. Las reflexiones se producen debido a los contrastes de estas propiedades. Por otro lado, las frecuencias que se utilizan en este método permiten una resolución elevada en estudios superficiales de un medio (Stewart et al., 1994). El procesado de los datos es similar al que se realiza en sísmica, pudiendo llegar a utilizarse en el tratamiento de trazas de georradar programas y métodos diseñados para sísmica, aunque teniendo en cuenta las características de polarización de las ondas electromagnéticas, de tal forma que existe una mayor analogía con las ondas s que con las ondas p.

3.2. Propagación de ondas electromagnéticas.

La base teórica de este método de prospección es, por un lado los conceptos de óptica geométrica, y por otro la teoría de campos electromagnéticos, cuyas ecuaciones básicas fueron formuladas por Maxwell en 1867 relacionando los campos eléctrico y magnético con sus fuentes. Estas relaciones se completan con las denominadas ecuaciones de continuidad, que especifican el comportamiento de estos campos en las zonas en las que existen distribuciones superficiales de carga, es decir, ahí donde tenemos discontinuidades en el medio. A partir de estas ecuaciones se puede determinar el comportamiento de una onda de radar durante su propagación por un medio determinado.

Estas ecuaciones para el campo eléctrico y magnético, se formulan (ej. Lorrain y Corson, 1972; Carcione, 1996) como:

$$\begin{aligned}
 \nabla \vec{D} &= \rho_f \\
 \nabla \vec{B} &= 0 \\
 \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{M} \\
 \nabla \times \vec{H} &= -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

Donde \vec{E} es la intensidad del campo eléctrico (medido en V/m), \vec{B} es la inducción magnética (medida en W/m²), \vec{M} es la imanación (en A/m), \vec{H} es la intensidad del campo magnético (A/m), \vec{D} es el vector de desplazamiento eléctrico (medido en C/m²), ρ_f es la densidad de carga libre (C/m³) y \vec{J} (A/m²) es la densidad de corriente debida al movimiento de cargas en la materia, y comprende tanto la densidad de corriente de cargas libres como la densidad de corriente de polarización y la densidad de corriente equivalente en materia imanada.

Las denominadas ecuaciones constitutivas relacionan la intensidad del campo eléctrico y magnético con el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética, respectivamente.

Para medios homogéneos e isotrópos, las ecuaciones constitutivas tienen una expresión sencilla, relacionando estas magnitudes por medio de la permitividad dieléctrica (ϵ), la conductividad (σ) y la permeabilidad magnética (μ) del material:

$$\begin{aligned}
 \vec{D} &= \epsilon \vec{E} \\
 \vec{H} &= \frac{\vec{B}}{\mu} \\
 \vec{J} &= \sigma \vec{E}
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

En general, los medios estudiados son anisótropos. En este caso, la relación que existe entre estas magnitudes se expresa a través de los tensores de la permitividad, permeabilidad y conductividad (Carcione, 1996):

$$\begin{aligned}
 \vec{D} &= \tilde{\epsilon} * \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\
 \vec{B} &= \tilde{\mu} \vec{H} \\
 \vec{J} &= \tilde{\sigma} * \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}_m
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

Donde \vec{J}_m es la densidad de corriente debida tanto a polarización como a magnetización del material a consecuencia de los campos eléctrico y magnético aplicados, y las expresiones $\tilde{\epsilon}$, $\tilde{\mu}$ y $\tilde{\sigma}$ suelen aproximarse por tres tensores de dimensión 3x3 (Carcione, 1996).

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell y con la ecuación general de propagación de ondas se pueden obtener las relaciones que rigen la propagación de una onda electromagnética en función de las propiedades del medio por el que se produce. Con estas relaciones es posible determinar la velocidad de propagación de la onda, la longitud de onda en el medio material y la atenuación que sufre la energía durante la trayectoria.

3.3. Parámetros electromagnéticos de un medio.

Los parámetros electromagnéticos (conductividad, permitividad dieléctrica y permeabilidad magnética) son los que definen un medio al paso de una onda electromagnética.

3.3.1. Conductividad.

La conductividad de un medio nos proporciona una medida de la respuesta de sus cargas libres en presencia de un campo eléctrico externo, siendo el factor de proporcionalidad entre el campo libre aplicado y la densidad de volumen de corriente debido al movimiento de estas cargas libres. Es decir, proporciona una

medida de la capacidad de un material de conducir corriente eléctrica. Según la ley de Ohm:

$$\vec{J}_f = \sigma \vec{E} \quad (3.4)$$

Donde \vec{E} es el campo eléctrico externo aplicado, \vec{J}_f es la densidad volúmica de corriente debido a las cargas libres y σ es la conductividad del material que se expresa en mhos/m.

Las unidades de medida de la conductividad, en el S.I., son mohs/metro o el equivalente de Siemens/metro. La conductividad de un medio es la inversa de su resistividad (medida en Ohmios metro, Ωm).

En general podremos distinguir entre materiales conductores, semiconductores y aislantes. Pertenecen al primer grupo aquellos materiales cuya conductividad es mayor a 10^5 S/m, mientras que materiales que presentan una conductividad menor a 10^{-8} S/m se clasifican como aislantes, siendo los semiconductores aquellos cuya conductividad se encuentra entre estos dos valores.

En muchos medios sucede que el contenido de agua en los poros del material y la composición química de ésta son los factores que determinan su conductividad, más que los granos minerales que lo componen.

En la mayor parte de las rocas y subsuelos en los que se realizan estudios, la conductividad es principalmente electrolítica ya que, excepto en el caso de existencias de minerales metálicos o de arcillas, la mayor parte de los materiales habituales pueden ser considerados como aislantes. En estos medios la conducción eléctrica se debe básicamente a la existencia de fluido (con iones disueltos) en poros y fisuras. Es decir, cuanto mayor sea el contenido de agua, el porcentaje de iones disueltos y la porosidad del medio, mayor será su conductividad. En la tabla 3.1 se presenta la conductividad y la resistividad de algunos materiales abundantes en el subsuelo.

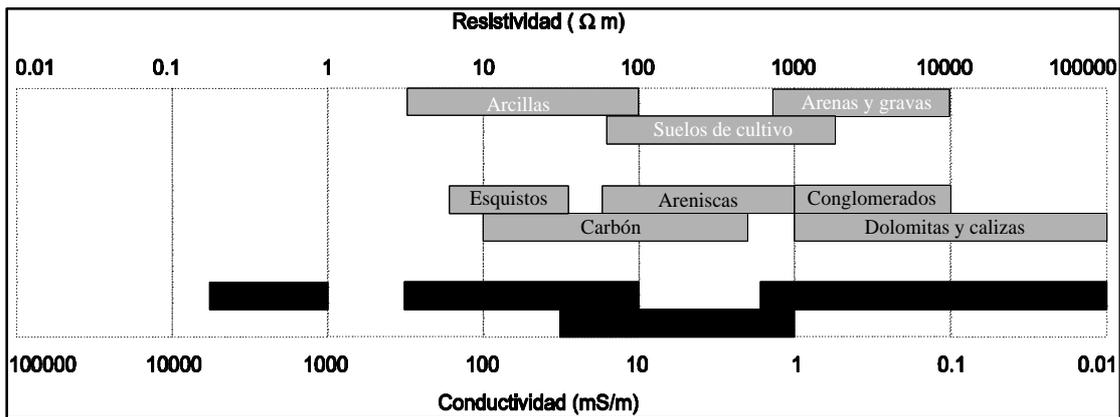


Tabla 3.1. Resistividad y conductividad de materiales muy comunes en los estudios de prospección.

La temperatura afecta a la movilidad de los iones, de forma que influye en la conductividad electrolítica. Por ello, cambiar la temperatura de los medios la conductividad puede verse modificada. En general, la conductividad es un parámetro fuertemente variable que no depende sólo de los cambios de materiales del medio, ya que puede variar dentro de una misma formación. En materiales porosos este parámetro es fuertemente variable dependiendo de la naturaleza de los iones disueltos en el fluido intersticial, de la saturación de agua, del número de poros y de su comunicación, entre otros factores.

En general, la conductividad eléctrica se presenta como un valor complejo:

$$\sigma = \sigma' - i\sigma'' \quad (3.5)$$

Donde σ' es la parte real de la conductividad compleja, y determina la amplitud de la corriente en fase con la intensidad del campo eléctrico externo, y σ'' es la parte imaginaria de la conductividad compleja, que determina la amplitud de la corriente desfasada respecto al campo eléctrico externo y considera el retardo en la respuesta de conducción que presenta el material en presencia de un campo eléctrico variable con el tiempo (Sutinen, 1992).

3.3.2. Permitividad dieléctrica.

La permitividad dieléctrica absoluta es una constante de proporcionalidad entre la intensidad del campo eléctrico externo aplicado y el vector desplazamiento eléctrico, \vec{D} :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (3.6)$$

La permitividad absoluta, ϵ (medida en el S.I. en F/m), se define como el producto entre una permitividad relativa del material (ϵ_r), que es una constante adimensional y la permitividad dieléctrica del vacío ($\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m):

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r \quad (3.7)$$

La permitividad dieléctrica relativa es una constante que da una medida de la capacidad de polarización de un material en presencia de un campo eléctrico. Proporciona un valor de la respuesta estática del material cuando está en presencia de un campo eléctrico externo. La constante dieléctrica relativa del vacío es 1. Para la mayoría de los materiales que podemos encontrar en el subsuelo al realizar una prospección electromagnética, los valores de la permitividad dieléctrica relativa se encontrarán entre 1 (la del aire) y 81, siendo esta última la constante dieléctrica relativa del agua a 20° de temperatura.

La constante de proporcionalidad (adimensional) entre la polarización de un material, \vec{P} , y el campo externo es la susceptibilidad, χ .

$$\vec{D} = \vec{P} + \epsilon_0 \vec{E} = \chi \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \vec{E} = (1 + \chi) \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} \quad (3.8)$$

La constante dieléctrica se representa en forma compleja (Marshall, DuBroff y Skitek, 1982; Turner y Siggins, 1994) como una expresión en la que la componente real produce una corriente en fase respecto al campo eléctrico externo, y la componente imaginaria provoca una corriente en desfase respecto a dicho campo eléctrico, siendo:

$$\epsilon = \epsilon' - i\epsilon'' \quad (3.9)$$

Donde ϵ' es la parte real de la permitividad dieléctrica compleja, llamada permitividad real y ϵ'' la parte imaginaria. Dividiendo la ecuación 3.9 por ϵ_0 se obtiene una expresión similar para la permitividad relativa.

Este parámetro y la conductividad están interrelacionados entre sí. La parte real de la permitividad dieléctrica y la imaginaria de la conductividad generan una corriente que varía en fase con el campo eléctrico aplicado, mientras que la parte imaginaria de la constante dieléctrica y la real de la conductividad generan una corriente desfasada respecto al campo eléctrico.

La componente imaginaria de la permitividad dieléctrica considera los retardos en la respuesta a la polarización del material sometido a un campo electromagnético (Sutinen, 1992), es decir, indica el factor de pérdidas dieléctricas. Por otro lado también contiene el factor que indica las pérdidas por conducción. De forma habitual se suele considerar esta componente imaginaria como la suma de los dos factores, tal como se expresa en la siguiente ecuación:

$$\epsilon'' = \epsilon_d'' + \frac{\sigma_{dc}}{\omega} \quad (3.10)$$

Donde ω es la pulsación del campo electromagnético externo, ϵ_d'' es el factor de pérdidas dieléctricas que se relaciona con la respuesta frente a los fenómenos de relajación asociados con las moléculas de agua y σ_{dc} es la conductividad estática.

Con estas consideraciones la expresión 3.9 queda como:

$$\epsilon = \epsilon' - i \left(\epsilon_d'' + \frac{\sigma_{dc}}{\omega} \right) \quad (3.11)$$

Para altas frecuencias (entre 10 MHz y 1000 MHz), en la mayor parte de los materiales del subsuelo, los fenómenos de desplazamiento (o polarización) dominan sobre los fenómenos de conductividad. De esta forma, los medios suelen caracterizarse a partir de su constante dieléctrica. Para frecuencias algo menores el término de la conductividad estática predomina sobre el otro. Para frecuencias bajas (por debajo de los 100 Hz) no se ha observado que este parámetro dependa

de la frecuencia del pulso, pero para frecuencias más altas se aprecia una dependencia entre ambos. Tanto la parte imaginaria como la parte real de la permitividad dieléctrica presentan variación en función de la frecuencia (figura 3.1). Hay diferentes mecanismos que caracterizan esta dependencia (Robert, 1996). Los dos utilizados más comúnmente son el modelo de Debye (ecuación 3.12 y figura 3.1) y el modelo de Cole-Cole (1941), también llamado de Maxwell-Wagner (ecuación 3.13).

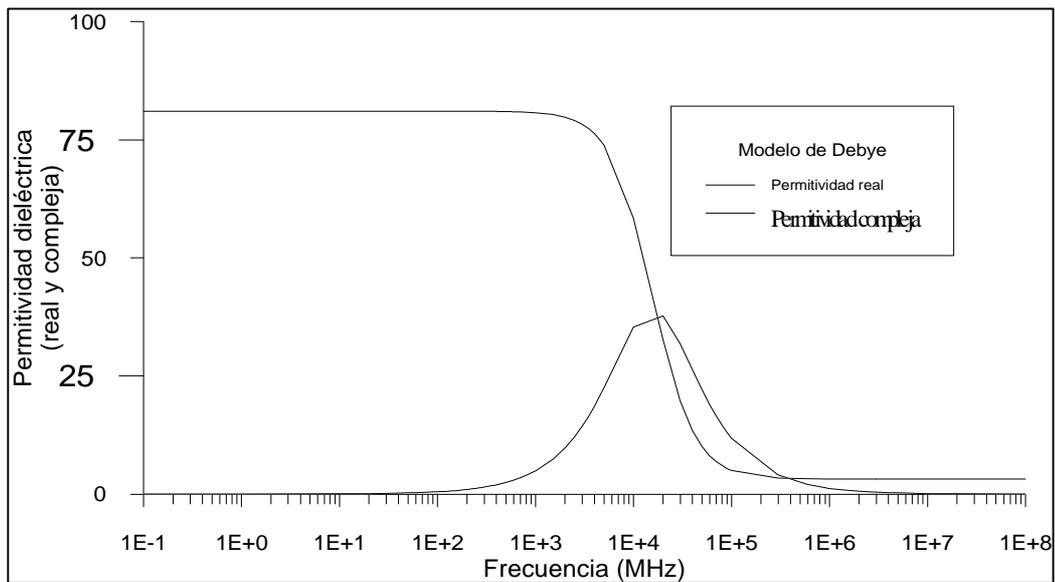


Figura 3.1. Variación de la parte real y de la parte imaginaria de la permitividad dieléctrica compleja en función de la frecuencia, a partir del modelo de Debye, para el valor de la permitividad a alta frecuencia de 81 y a baja frecuencia de 3.2 (valores de Duke, 1990).

En los dos se considera la variación de la permitividad dieléctrica en función de la frecuencia, de la conductividad estática, σ_{dc} , de dos valores extremos de la permitividad, ϵ_s y ϵ_∞ , a baja frecuencia (el primero) y a muy alta frecuencia (el segundo) y del periodo de relajación, τ . Cuando en un medio con moléculas que pueden polarizarse en presencia de un campo eléctrico externo se aplica una intensidad de campo eléctrico entran en juego dos efectos contrarios: por un lado la tendencia a la polarización (que tiende a orientar las moléculas) y, por otro, la agitación térmica que tiende a desordenar las moléculas. Cuando el campo eléctrico externo desaparece las moléculas tienden a recuperar su posición inicial. Al tiempo que invierten en este proceso, que se produce gracias a la agitación térmica que sigue actuando, se le denomina periodo o tiempo de relajación.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + (i\omega\tau)} - i \frac{\sigma(0)}{\omega\varepsilon_0} \quad (3.12)$$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + (i\omega\tau)^{1-\xi}} - i \frac{\sigma(0)}{\omega\varepsilon_0} \quad (3.13)$$

Donde α es un coeficiente que cumple: $0 \leq \xi \leq 1$.

3.3.3. Permeabilidad magnética.

Este parámetro (μ) es el que relaciona la inducción magnética, \vec{B} , con la intensidad de campo magnético, \vec{H} . Se mide en Henri/metro y se puede escribir como el producto entre la permeabilidad magnética del vacío ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m) y la permeabilidad relativa del material:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} = \mu \vec{H} \quad (3.14)$$

Siendo μ_r la permeabilidad relativa del material, que depende a su vez de la susceptibilidad magnética del mismo, χ_m , que a su vez es la constante de proporcionalidad entre la imanación de un material y la intensidad de campo magnético externo:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (3.15)$$

La permeabilidad compleja magnética relativa se puede escribir en forma compleja como:

$$\mu_r = \mu' - i\mu'' = 1 + \chi_m \quad (3.16)$$

La parte real de esta expresión da idea de la energía magnética almacenada en el material, y se le denomina permeabilidad magnética elástica, mientras que la parte imaginaria determina la cantidad de pérdidas magnéticas debidas a corrientes

turbillonarias, histéresis, viscosidad magnética del material, etc..., y se denomina permeabilidad magnética viscosa.

En la mayor parte de los materiales que nos encontraremos en los estudios con georradar (excepto en aquellos que contengan materiales ferromagnéticos) se cumple que la permeabilidad magnética es próxima a 1, no dependiendo de la frecuencia del campo magnético.

La mayoría de los materiales de la Tierra tienen un comportamiento isotrópico respecto a la permeabilidad magnética, de manera que para realizar un tratamiento tensorial, como en el caso de la conductividad y de la permitividad dieléctrica, el tensor de este parámetro es una constante por una matriz identidad de dimensiones 3x3:

$$\tilde{\mu} = \mu I \quad (3.17)$$

La relación entre la permeabilidad magnética en el vacío y la permitividad dieléctrica en el vacío se expresa como:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (3.18)$$

Siendo c la velocidad de propagación de una onda electromagnética en el vacío.

3.4. Velocidad de propagación y longitud de onda.

A partir de las cuatro ecuaciones formuladas por Maxwell en 1867 y una onda plana que se propaga en un medio, se pueden calcular las relaciones que definen la propagación de las ondas electromagnéticas en un material. Considerando el caso de una onda plana que se propaga en la dirección \vec{r} , se obtiene la siguiente ecuación, habiendo supuesto una variación del campo armónica respecto al tiempo, es decir, dependiente de $e^{i\omega t}$:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}_0 e^{(i\omega t - \gamma \vec{r})} \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}_0 e^{(i\omega t - \gamma \vec{r})}\end{aligned}\quad (3.19)$$

Se observa que la expresión tiene una parte que define la propagación de la onda con el tiempo, mientras que el otro término muestra la disminución de la amplitud de la onda con la distancia recorrida, es decir, considera la atenuación de la onda electromagnética durante su propagación por el medio. El término de la amplitud (que consta de una amplitud inicial en un punto dado y de un término de atenuación con la distancia a dicho punto) depende de un factor de decaimiento γ :

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}) &= \vec{E}_0 e^{-\gamma \vec{r}} \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \vec{H}_0 e^{-\gamma \vec{r}}\end{aligned}\quad (3.20)$$

Este término γ es el denominado constante de propagación o número de onda complejo, que puede expresarse en función de los parámetros electromagnéticos característicos de cada medio (Stewart et al., 1994; García, 1997) introduciendo las relaciones que se contemplan en las ecuaciones de Maxwell:

$$\gamma = i\omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0\mu_r} = i\frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_r\mu_r} = i\frac{2\pi}{\lambda_0}\sqrt{\epsilon_r\mu_r}\quad (3.21)$$

Donde c es la velocidad de una onda electromagnética en el vacío, es decir, una constante, λ_0 es la longitud de la misma onda también en el vacío, ϵ_0 la constante dieléctrica del vacío, ϵ_r la constante dieléctrica relativa del medio, μ_0 la permeabilidad magnética del vacío y μ_r la permeabilidad magnética del medio.

Considerando las componentes real e imaginaria de la constante de propagación:

$$\gamma = \alpha + i\beta\quad (3.22)$$

Es posible determinar el denominado factor de atenuación de la onda (la componente real del número de onda complejo), y la constante de fase de la onda (la componente imaginaria del número de onda complejo), que determina la velocidad de fase de la misma. La dependencia de estos dos parámetros depende también de la dependencia frecuencial que presentan los parámetros

electromagnéticos del material. Las expresiones del factor de atenuación de la onda, α , y de la constante de fase, β , pueden escribirse como (Turner y Siggins, 1994; García, 1997):

$$\begin{aligned}\alpha &= \omega \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0} = \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \\ \beta &= \omega \operatorname{Re} \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0} = \frac{\omega}{c} \operatorname{Re} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}\end{aligned}\tag{3.23}$$

3.4.1. Velocidad de propagación de una onda electromagnética en un medio material.

El segundo parámetro (β) permite determinar la velocidad de la onda en el medio material en el cual se está propagando, ya que:

$$\beta = \frac{\omega}{v}\tag{3.24}$$

Donde v es la velocidad de fase de la onda electromagnética. De esta forma, la expresión que se obtiene para la velocidad de propagación de la onda es la siguiente:

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\frac{\omega}{c} \operatorname{Re} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \cong \frac{1}{\sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon} \right)^2} + 1 \right)}}\tag{3.25}$$

En medios no magnéticos, los más frecuentes, en los estudios con georradar, la expresión se simplifica ya que: $\mu_r = 1$.

De forma que la expresión que comúnmente se podrá utilizar es:

$$v = \frac{c}{\operatorname{Re} \sqrt{\epsilon_r}}\tag{3.26}$$

Para materiales diferentes la velocidad, v , y la constante de propagación, γ , las expresiones desarrolladas adoptan diferentes formas, tal como se expresa en la tabla 3.2 (Marshall et al., 1982).

Medio	Velocidad	Constante de propagación
Espacio libre	$v = c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{\omega}{\beta}$ $\approx 30 \text{cm/ns}$	$\gamma = i\beta (\text{m}^{-1})$
Dieléctrico perfecto	$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$ $= \frac{\omega}{\beta} (\text{m/s})$	$\gamma = i\beta =$ $= i\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r} (\text{m}^{-1})$
Dieléctrico $\epsilon = \epsilon' - i \frac{\sigma}{\omega}$	$v = \frac{\omega}{\beta} (\text{m/s})$	$\gamma = \alpha + i\beta =$ $i\omega \sqrt{\mu \epsilon'} \left(\sqrt{1 - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon'}} \right) (\text{m}^{-1})$
Dieléctrico de bajas pérdidas $P = \frac{\sigma}{\omega \epsilon'} \ll 1$	$v = \frac{\omega}{\beta} (\text{m/s})$	$\gamma = \alpha + i\beta =$ $i\omega \sqrt{\mu \epsilon'} \left(1 - i \frac{\sigma}{2\omega \epsilon'} \right) (\text{m}^{-1})$
Buen conductor $P = \frac{\sigma}{\omega \epsilon'} \gg 1$	$v = \frac{\omega}{\beta} (\text{m/s})$	$\gamma = \alpha + i\beta \approx$ $\approx \sqrt{\pi f \mu \sigma} (1 + i) (\text{m}^{-1})$

Tabla 3.2. Valores de v y de γ para diferentes comportamientos del medio (Marshall et al., 1982).

En muchos casos la parte imaginaria de la permitividad dieléctrica es pequeña frente a la parte real. En la ecuación 3.10 podemos ver que esta parte depende de la conductividad del medio y del factor de pérdidas dieléctricas relacionado con la relajación en la molécula de agua. Cuando los medios son dieléctricos o poco conductores el término asociado con la conductividad es pequeño. Si además se tiene en cuenta que las frecuencias habituales de trabajo están situadas entre los 10 MHz y los 1000 MHz se puede considerar que la parte imaginaria es mucho menor que la parte real de la permitividad ya que el término asociado con la relajación de la molécula de agua y, por lo tanto, con la parte imaginaria de la permitividad es pequeño (ver la figura 3.1). En estos casos la ecuación 3.26 puede simplificarse y escribirse como:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \tag{3.27}$$

En la figura 3.2 se dibuja la variación de la velocidad de la onda frente a la constante dieléctrica a partir de la relación 3.27 (en línea continua), así como diferentes valores puntuales medidos en diversos materiales reales, dada su permitividad dieléctrica característica. Los valores de la velocidad se han obtenido de las tablas presentadas por Reynolds (1997).

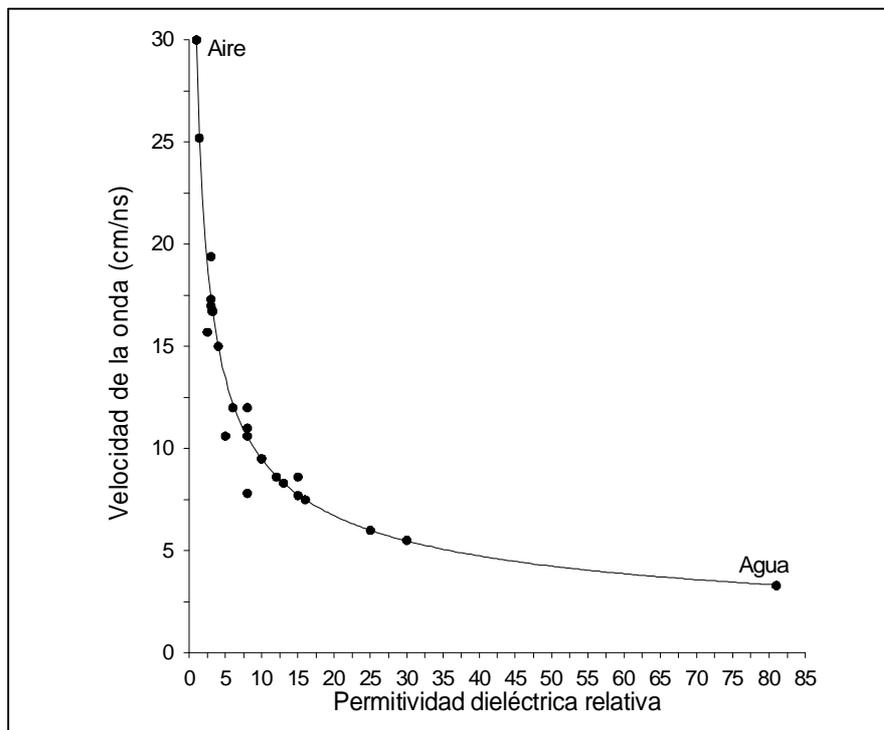


Figura 3.2. Variación de la velocidad frente a la permitividad dieléctrica relativa. Los puntos de la gráfica son valores experimentales obtenidos para diferentes materiales (Reynolds, 1997). La curva está obtenida a partir de la ecuación 3.27.

La velocidad más elevada se obtiene para el aire, mientras que el punto que presenta menor velocidad en la gráfica representa al agua. Los materiales del subsuelo están situados entre estos dos valores. La gráfica representa la comparación entre los valores experimentales (tabulados) y la curva obtenida al representar la ecuación 3.27. Se observa que la aproximación que proporciona la ecuación 3.27 se ajusta adecuadamente a los resultados experimentales.

3.4.2. Longitud de onda en un medio diferente del vacío.

La longitud de onda en un medio dado, λ_m , dependerá de la velocidad de fase (e indirectamente de la constante dieléctrica efectiva del mismo) y de la frecuencia de la onda emitida. Como en la expresión aparecerán parámetros de la propagación en el vacío, podremos relacionarla con la longitud de onda en el vacío:

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega} v = \frac{2\pi}{\omega} \frac{c}{\text{Re} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} = \frac{\lambda_0}{\text{Re} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (3.28)$$

Donde λ_0 es la longitud de la onda en el vacío.

En medios no magnéticos ($\mu_r=1$), la expresión se simplifica, quedando:

$$\lambda_m = \frac{\lambda}{\text{Re} \sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.29)$$

La longitud de onda determina la resolución vertical del georradar y dependerá de la frecuencia de emisión de la antena y de la constante dieléctrica efectiva del material.

3.5. Atenuación.

La atenuación de una onda electromagnética debido a las características del material por el que se propaga es un tema que ha sido planteado en diversas ocasiones tanto teóricamente (Zonghou y Tripp, 1997; Carcione, 1996; Turner y Siggins, 1994) como a partir de simulaciones (Xu y McMechan, 1997; Carcione, 1996; Casper y Kung, 1996).

La componente real del factor de atenuación caracteriza el grado de disminución de la amplitud de la onda conforme se aumenta la distancia al punto en el cual se ha generado. A este parámetro se le denomina factor de atenuación (Cai y McMechan, 1995; García, 1997), siendo sus unidades m^{-1} :

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (3.30)$$

Puede observarse que la atenuación depende de la componente imaginaria de la permitividad dieléctrica relativa del medio y de su permeabilidad magnética relativa.

El grado de atenuación de una onda electromagnética se define como el cociente entre las amplitudes de las oscilaciones de la onda en dos puntos separados una distancia r . Si tomamos la ecuación de propagación de ondas, esta relación queda como:

$$\frac{\vec{E}_0}{\vec{E}(\vec{r})} = e^{\alpha r} \quad (3.31)$$

Si se toman logaritmos de esta expresión, podremos medir el grado de atenuación en nepers (en el caso de considerar logaritmos neperianos):

$$L = \ln \left(\frac{\vec{E}_0}{\vec{E}(\vec{r})} \right) = \alpha r \quad (3.32)$$

Y en el caso de considerar logaritmos decimales, se obtendrá un parámetro del grado de atenuación que se medirá en decibelios:

$$L = 20 \log \left(\frac{\vec{E}_0}{\vec{E}(\vec{r})} \right) = 20(\log e) \alpha r = 8.686 \alpha r \quad (3.33)$$

Siendo la atenuación específica el grado de atenuación de una onda por unidad de longitud:

$$\Gamma = \frac{1}{r}L = 8.686\alpha = \frac{54.6}{\lambda} \text{Im} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (3.34)$$

Este parámetro permite obtener el grado de decaimiento de la amplitud de la onda conforme ésta se propaga por el medio material.

3.6. Parámetros efectivos.

Los parámetros que definen el comportamiento electromagnético de los materiales (permitividad dieléctrica y conductividad) tiene, tal como hemos visto al inicio de este capítulo, una parte real y una parte compleja.

Tanto la parte real de la expresión de la conductividad como la parte imaginaria de la constante dieléctrica compleja producen una corriente en desfase respecto al campo eléctrico, mientras que la parte imaginaria de la conductividad y la parte real de la permitividad dieléctrica provocan una corriente en fase respecto al campo eléctrico.

Las corrientes en fase respecto al campo eléctrico producen una conductividad que se denomina efectiva y que es el valor mensurable de este parámetro (Turner y Siggins, 1994; Sutinen, 1992), mientras que las corrientes en desfase, junto con el efecto de las cargas libres para altas frecuencias (Carcione, 1996), producen un retardo del campo eléctrico. De esta forma se definen los parámetros efectivos. La conductividad efectiva es la suma de los efectos de la componente real de la conductividad compleja y del efecto de la componente imaginaria de la permitividad dieléctrica, que genera un campo eléctrico en fase con el campo externo:

$$\sigma_{ef} = \sigma' + \omega\epsilon'' \quad (3.35)$$

La permitividad efectiva está compuesta en parte por la componente real de la permitividad compleja, y en parte por el efecto de las cargas libres (parte imaginaria de la conductividad compleja), siendo importante el retardo del campo

eléctrico debido al efecto de las cargas libres en el caso de altas frecuencias (Carcione, 1996). Este efecto es importante a altas frecuencias y debe tenerse en cuenta cuando se trabaja con unas antenas determinadas: aquellas que emiten en la banda de las microondas (antenas de 1 GHz y frecuencias superiores):

$$\epsilon_{ef} = \epsilon' - \frac{\sigma''}{\omega} \quad (3.36)$$

Son estos parámetros los que se pueden medir en experiencias de laboratorio y los que se utilizan para calcular la velocidad de propagación de la onda electromagnética por el medio así como la atenuación de la energía que se produce durante esta propagación. En los siguientes capítulos, aunque no se mencionen explícitamente los parámetros efectivos, se entiende que son los utilizados para realizar todos los cálculos y para definir el comportamiento de las ondas electromagnéticas en los medios.

Para la mayor parte de medios que se pueden encontrar, la componente de desfase de la conductividad es pequeña.

De aquí en adelante, para simplificar, cuando se hable de permitividad dieléctrica y conductividad, a menos que se indique lo contrario se estará haciendo referencia a la permitividad dieléctrica efectiva y a la conductividad efectiva, concretamente a su parte real, ya que es el parámetro que puede medirse experimentalmente. Del mismo modo se hará referencia a la permitividad dieléctrica relativa efectiva como ϵ_r , llamándola permitividad dieléctrica relativa.

3.7. Reflexión y refracción.

Cuando la energía electromagnética alcanza una discontinuidad en los parámetros electromagnéticos del medio, se producen los fenómenos de reflexión y de refracción. Cuando la interfase es plana, la frecuencia de las ondas reflejadas y refractadas es la misma que la frecuencia de la onda incidente, siendo también el ángulo de reflexión igual al de incidencia.

La ley de Snell relaciona los ángulos de incidencia, reflexión y refracción con las velocidades de propagación de las ondas en los dos medios que están en contacto. En la figura 3.3. se presenta esquemáticamente el proceso de incidencia de una onda electromagnética plana en un contacto entre dos materiales diferentes, siendo el contacto también plano. La polarización de la onda electromagnética plana es perpendicular al contacto en el caso de la figura 3.5.b y paralela al mismo en el caso de la figura 3.5.a.

El porcentaje de energía reflejada depende del contraste existente entre los parámetros electromagnéticos de los diferentes materiales del medio. Este porcentaje nos define los coeficientes de transmisión y de reflexión de la energía.

La impedancia de un campo electromagnético es el cociente entre el campo eléctrico y el campo magnético, pudiendo definir una impedancia para el campo electromagnético incidente, η_1 , que coincidirá con la del campo magnético reflejado, y otra para el campo electromagnético refractado, η_2 , es decir, transmitido:

$$\eta_1 = \left\{ \frac{\vec{E}_i}{\vec{H}_i} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \right\} = \left\{ \frac{\vec{E}_r}{\vec{H}_r} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \right\} \quad (3.37)$$

$$\eta_2 = \left\{ \frac{\vec{E}_t}{\vec{H}_t} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{r2}}{\epsilon_0 \epsilon_{r2}}} \right\} \quad (3.38)$$

A partir de las expresiones de las impedancias se pueden calcular los coeficientes de transmisión y de reflexión de Fresnel de la energía, como el cociente entre el campo incidente y el campo refractado en el primer caso, y el cociente entre el campo incidente y el campo reflejado en el segundo caso. Si a_i es el ángulo de incidencia de la onda sobre la superficie plana, y a_t es el ángulo de refracción, estos coeficiente adoptan la siguiente expresión:

$$R_{1 \rightarrow 2} = \frac{\vec{E}_r}{\vec{E}_i} = \frac{\eta_2 \cos(a_t) - \eta_1 \cos(a_i)}{\eta_1 \cos(a_i) + \eta_2 \cos(a_t)} \quad (3.39)$$

$$T_{1 \rightarrow 2} = \frac{\vec{E}_t}{\vec{E}_i} = \frac{2\eta_2 \cos(a_t)}{\eta_1 \cos(a_i) + \eta_2 \cos(a_t)}$$

Donde $T_{1 \rightarrow 2}$ es el coeficiente de Fresnel de refracción entre los medios superior (1) e inferior (2), $R_{1 \rightarrow 2}$ es el coeficiente de Fresnel de reflexión en el contacto entre los dos medios, \vec{E}_i el campo incidente, \vec{E}_r el campo reflejado y \vec{E}_t el campo refractado o transmitido.

En los estudios que se realizan con georradar, pueden simplificarse estas expresiones ya que el sistema opera con reflexión de muy pequeño ángulo, pudiendo ser considerados los ángulos de incidencia y de reflexión (en el caso de que la superficie reflectora sea plana) como de cero grados, es decir, que se trabaja con incidencia normal. En estas condiciones, los coeficientes de reflexión y de transmisión únicamente dependen de la relación entre impedancias complejas. Si además se trabaja en medio no magnéticos, una aproximación adecuada para la mayoría de los materiales en los cuales se aplican estos estudios con georradar, la expresión de los coeficientes queda como:

$$R = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r_1}} - \sqrt{\epsilon_{r_2}}}{\sqrt{\epsilon_{r_1}} + \sqrt{\epsilon_{r_2}}} \quad (3.40)$$

$$T = \frac{2\eta_2}{\eta_1 + \eta_2} = \frac{2\sqrt{\epsilon_{r_2}}}{\sqrt{\epsilon_{r_1}} + \sqrt{\epsilon_{r_2}}}$$

Se puede observar que la suma del coeficiente de reflexión (que representa el porcentaje de energía reflejada de la energía incidente) y del coeficiente de refracción (que representa el porcentaje de energía transmitida al segundo medio, de la energía incidente), es la unidad.

De las expresiones (3.39) y (3.40), se puede deducir que cuanto mayor sea la diferencia entre los parámetros electromagnéticos de los medios, mayor será el coeficiente de reflexión, es decir, que a mayor contraste entre los dos medio en contacto, mayor porcentaje de la energía incidente será reflejada en la discontinuidad, y por lo tanto, tendremos un menor porcentaje de energía transmitida al medio inferior.

Valores de R elevados implican en un estudio con georradar, por una parte, la posibilidad de observar en los registros con más facilidad la onda reflejada,

mientras que por otro lado la penetración del método disminuye y las reflexiones producidas en contrastes posteriores son de menor amplitud, ya que el porcentaje de energía refractada es menor, lo que contribuye a que la amplitud de la onda en posteriores reflexiones sea menor.

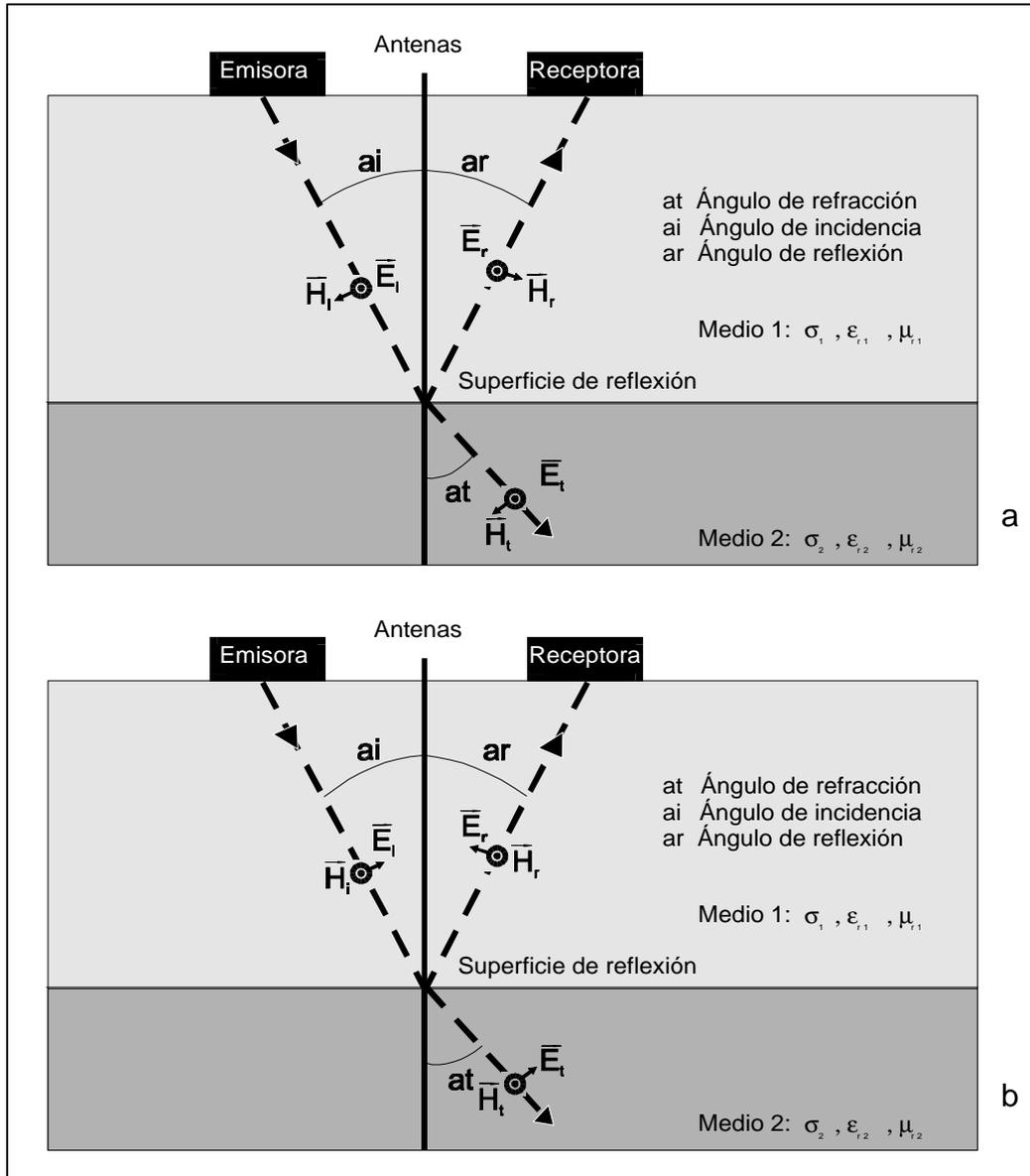


Figura 3.3. Refracción y reflexión de la energía incidente en un contacto horizontal. a) Onda electromagnética polarizada horizontalmente (paralela al plano de incidencia). b) Polarizada verticalmente (perpendicular al contacto).

Cuando el cociente de la ecuación 3.39 se realiza con amplitudes en lugar de con energía se obtienen las siguientes expresiones para el coeficiente de reflexión en amplitud, que se suele representar como r y para el coeficiente de transmisión en amplitud, normalmente representado como t :

$$\begin{aligned} r &= \frac{A_r}{A_i} \\ t &= \frac{A_t}{A_i} \end{aligned} \tag{3.41}$$

Donde A_i es la amplitud de la onda incidente en la discontinuidad, A_r la amplitud de la onda reflejada y A_t la amplitud de la onda refractada o transmitida.

Los coeficientes de reflexión y transmisión de las ecuaciones 3.40 y 3.41 y los coeficientes de la ecuación 3.41 están relacionados entre sí de la siguiente manera (Lorenzo, 1996):

$$\begin{aligned} R &= r^2 \\ T &= t^2 \end{aligned} \tag{3.42}$$