

Capítulo 4

Características de la propagación de las ondas de radar en medios materiales.

Resumen.

En este capítulo se comentan aquellos fenómenos asociados con la propagación de ondas electromagnéticas que influyen de forma notable en la prospección de radar de subsuelo. Se analizan los procesos que producen pérdidas en la energía durante la propagación por el medio:

- *Expansión geométrica del frente de ondas, absorción al transformar parte de la energía electromagnética en calor, principalmente como consecuencia de la polarización por orientación de las moléculas de agua. Éste es el fenómeno de mayor importancia en la banda de frecuencias habituales en prospección con radar de subsuelo.*
- *Dispersión de la energía al incidir en elementos de dimensiones compatibles con la longitud de onda o inferiores.*
- *Dispersión cromática debido a la dependencia de la velocidad con la frecuencia y la atenuación.*

A partir del factor de atenuación se define la profundidad de penetración pelicular como la inversa de α , obteniendo también una expresión simplificada a partir del llamado factor de pérdidas. Este último parámetro se determina como el cociente entre la conductividad efectiva del medio, la pulsación y la permitividad efectiva.

Se analiza la variación de la profundidad pelicular de penetración en función de la frecuencia y de la conductividad del medio, considerando distintos valores de la permitividad. A partir de este análisis se presentan unas curvas para estimar

en cada caso el valor de la penetración pelicular. Se analiza la aproximación de pequeñas pérdidas, muy utilizada en estudios con radar de subsuelo y se presenta un criterio que determina la validez de esta aproximación. Se han dibujado gráficas que permiten aplicar de forma rápida el criterio mencionado con el fin de simplificar los análisis que han de realizarse, previos a cualquier interpretación de radargramas.

En este capítulo también se realiza un balance energético teniendo en cuenta los principales factores que intervienen, desde que se genera la onda hasta que la energía proveniente de la reflexión es captada por la antena. Entre estos factores se incluyen las pérdidas producidas en la antena, las pérdidas durante la transmisión de la energía entre el aire y el medio, las ocasionadas por la dispersión geométrica del frente de ondas, la atenuación que se produce en el interior del medio y que depende de las propiedades electromagnéticas del material, la atenuación ocasionada por la dispersión y difracción en pequeños elementos e inhomogeneidades del medio y la atenuación que proviene de la reflexión de parte de la energía en discontinuidades de tamaño grande. Además se incluyen los conceptos de área efectiva de las antenas y de zona de incidencia en el elemento reflector, observando las diferencias que se producen en función de sus características: plano y liso, plano y rugoso y finito (puntual). En el caso de superficies grandes (comparadas con la longitud de onda), se utiliza la primera zona de Fresnel como aproximación a la zona eficaz de incidencia en el blanco.

Para finalizar se analizan los conceptos de resolución vertical y horizontal, recogiendo distintas formas de estimarlas. Se han dibujado unas gráficas que permiten aproximar el espesor mínimo detectable en función de la frecuencia y de la velocidad de propagación característica del medio analizado.

4.1 Introducción.

Los registros de reflexión de radar de subsuelo se interpretan analizando sus características, determinadas por el comportamiento de las ondas (microondas y radiofrecuencias) al atravesar el medio. Este comportamiento es consecuencia de las características del medio, de tal manera que algunos autores proponen este método de prospección para clasificar suelos (Ulriksen, 1982) o bien para caracterizarlos (Hänninen, 1992). Los fenómenos más importantes en estos estudios de reflexión en discontinuidades electromagnéticas del subsuelo son básicamente cuatro: los que afectan a la resolución, los que limitan la penetración de la energía en el medio (atenuación, dispersión), los que determinan el

porcentaje de energía reflejada y transmitida en cada uno de los contactos y los que determinan la velocidad de propagación de la onda en cada material.

En este capítulo se presentan los fenómenos más importantes que afectan a la propagación de las ondas electromagnéticas haciendo especial hincapié en la atenuación y en la resolución tanto vertical como horizontal. Estos dos factores (atenuación y resolución) determinan la amplitud de la señal recibida, la profundidad que se alcanza y la distancia mínima entre elementos anómalos que permite su identificación como eventos diferenciados en un registro. Para realizar la interpretación deben estimarse estos datos junto con la velocidad de propagación de la onda en el medio.

La interpretación, en principio, se puede realizar de forma similar a la de sísmica de reflexión de pequeño ángulo, aunque comparar los datos obtenidos por estos dos métodos puede dar lugar a problemas en la interpretación. Estos problemas son debidos a que los registros se obtienen a partir de radiaciones diferentes, siendo la frecuencia un factor importante a tener en cuenta ya que afecta a los fenómenos de atenuación, a la velocidad y a la resolución del método. El procesado de sísmica se puede utilizar para trabajar con datos de georadar, pero siempre teniendo en cuenta las diferencias entre los dos métodos y considerando que, debido a la polarización del campo electromagnético, el método es más similar a los procesados de registros con ondas s que a los de ondas p.

Estos fenómenos dependen básicamente de la frecuencia de la radiación utilizada y del tipo de material que se esté analizando. Los materiales del subsuelo pueden clasificarse en tipos según su comportamiento frente a estas ondas. Los grupos extremos serán dos. Por un lado tendremos los materiales que podremos llamar transparentes a las ondas de radio. Son aquellos que permiten su penetración sin que se produzca una fuerte atenuación de la energía. El ejemplo más característico de este tipo de medios, aparte del aire, es el hielo polar. En el otro extremo nos encontramos con el grupo de materiales que podremos clasificar como opacos frente a este tipo de ondas. Dos ejemplos característicos de este grupo son el agua de mar (con alto contenido en sales y por lo tanto muy conductora) y las arcillas saturadas. Mención aparte merecen los metales, que se comportan como materiales totalmente opacos porque su coeficiente de reflexión es muy próximo a la unidad (generalmente se aproxima a $R=1$). En los metales la profundidad de penetración de la radiación es casi nula.

Hemos visto en el capítulo anterior (ecuaciones 3.24 y 3.25) la expresión de la velocidad de las ondas electromagnéticas en un medio material. Este parámetro depende de la velocidad de la luz ($c = 30 \text{ cm/ns}$ aproximadamente), de las características electromagnéticas del medio (conductividad, permitividad y permeabilidad magnética) y de la frecuencia de la radiación. Esta misma expresión (ecuación 3.25) podremos escribirla en función de un parámetro que se denomina factor de pérdidas, P , definido como:

$$P = \frac{\sigma}{\omega\epsilon} \quad (4.1)$$

Siendo $\omega = 2\pi f$ la pulsación de la onda, f su frecuencia, ϵ la permitividad del medio y σ su conductividad.

La expresión 3.25 queda como:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\left(\frac{\epsilon_r \mu_r}{2}\right) \left[(1 + P^2)^{1/2} + 1 \right]}} \quad (4.2)$$

Donde ϵ_r y μ_r son la permitividad dieléctrica relativa y la permeabilidad magnética relativa, respectivamente, P el factor de pérdidas y c la velocidad de propagación de una onda electromagnética en el vacío.

Como ya se ha comentado en el capítulo anterior, casi todos los materiales del subsuelo que encontraremos en estudios de prospección, tienen una permeabilidad magnética relativa próxima a 1 (ver el apartado 6.2), lo que simplifica la expresión 4.2.

Por otro lado, para materiales que presentan lo que se denomina pequeñas pérdidas, es decir, para aquellos medios en los cuales el factor de pérdidas es próximo a cero porque se cumple la condición:

$$\sigma \ll \omega\epsilon \quad (4.3)$$

la velocidad puede estimarse de forma sencilla ya que queda únicamente en función de la velocidad de la luz en el vacío (c) y de la permitividad dieléctrica relativa del medio, tal como se expresa en la ecuación 3.27. Se puede escribir como:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.4)$$

Concluyendo, los parámetros que influyen en la velocidad de la onda son: la permitividad dieléctrica relativa del medio, la conductividad, la permeabilidad magnética y la frecuencia de la emisión. Los tres primeros son característicos del medio, mientras que el cuarto depende del aparato utilizado.

Durante la propagación de una onda electromagnética por un medio se producen pérdidas de energía debido a diferentes causas. Esta disminución de la amplitud de la onda determina la profundidad máxima teórica de estudio que podremos alcanzar en cada caso. Otros efectos tales como una mala relación señal/ruido, problemas con los equipos o un tratamiento incorrecto (filtrados excesivos o inadecuados) harán que este valor sea en la práctica aún menor que el esperado.

La disminución de energía es consecuencia de: las pérdidas producidas en la reflexión y refracción en cada una de las interfaces electromagnéticas que atraviese la onda; la dispersión geométrica del frente de ondas; la dispersión de la energía en elementos del orden de la longitud de onda; y la absorción de energía (transformándola en calor). En este último caso la atenuación que se produce depende de las características electromagnéticas de los medios que atraviesa la radiación y de su frecuencia. Los dos factores más importantes son la dispersión geométrica, que se produce en todos los tipos de medios, y la atenuación por absorción de energía, que es característico de medios materiales.

La energía que finalmente capta la antena receptora en superficie es menor que la energía emitida en un principio a consecuencia, en parte, de los factores ya mencionados que actúan sobre la atenuación de la señal. Sin embargo en el balance energético hay que considerar otros factores que también contribuyen a esta disminución. Para analizar la energía recibida en función de la energía emitida es necesario considerar las diferentes funciones tanto del aparato emisor como del receptor; los fenómenos de acoplamiento de la onda con la superficie del

medio (efectos de campo cercano); la frecuencia utilizada (relacionada con la resolución del equipo y por lo tanto con el tamaño de las anomalías “invisibles”); el contraste de parámetros electromagnéticos de los medios en contacto (el porcentaje de energía reflejada y transmitida depende de este contraste); y, por último, el tipo de superficie donde se produce la reflexión (en el apartado 4.3 se incluye un análisis de los diferentes tipos de superficie y de la energía reflejada en éstas).

4.2. Pérdidas de energía por procesos internos al medio.

Al tratar de las pérdidas de energía se consideran las causas mencionadas en primer lugar, es decir, aquellas que influyen en la atenuación de la onda durante su propagación por el medio: dispersión geométrica del frente de ondas, efectos de polarización (absorción) y dispersión. Posteriormente se incluirán los efectos debidos a la reflexión en contrastes electromagnéticos y a los parámetros de los equipos utilizados (capítulo 5).

Las dos causas más importantes son la expansión geométrica del frente de ondas y los fenómenos de absorción (más importantes para conductividades mayores y estrechamente relacionados con el porcentaje de agua contenido en el medio).

Un análisis final de la atenuación permite estimar la profundidad pelicular de penetración y la posibilidad de simplificar, en algunos casos concretos, la expresión que permite calcular la atenuación.

4.2.1. Dispersión geométrica del frente de ondas.

La emisión de las ondas de radar se produce en forma de un haz de energía aproximadamente cónico, con sección elíptica. La dirección de desplazamiento de la antena suele corresponder con la del semieje mayor de su huella (área de incidencia en la superficie reflectora) elíptica. La mayor parte de la energía radiada queda comprendida dentro de la zona definida por el ángulo de radiación, que en muchas de las antenas utilizadas actualmente es de 45° . Esto quiere decir

que la antena radia la mayor parte de la energía en un haz cónico cuyo ángulo mayor (en la dirección de desplazamiento de la antena) es de unos 90° . En este caso o en el caso de poder considerar el dipolo emisor como puntual, si se considera además que el medio por el que se propaga la energía es homogéneo y no absorbente, la reducción de energía es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia recorrida. Para un medio en el que la permitividad dieléctrica varía espacialmente, la velocidad también irá variando y, por lo tanto, la atenuación geométrica deberá calcularse a partir de integrar la atenuación en cada punto para toda la trayectoria de la onda. Estas propiedades están desarrolladas en trabajos de simulación de propagación de ondas de radar, como los de Cai y McMechan (1995), en los que se define la atenuación geométrica a partir estudios anteriores aplicados a sismología.

4.2.2. Absorción.

La absorción se produce cuando durante la propagación de la onda parte de la energía electromagnética se convierte en calor (Reynolds, 1997). Esto es consecuencia de la polarización por orientación de las moléculas de agua, fenómeno que aparece para frecuencias de la banda de microondas y de la banda de ondas de radio (Ulriksen, 1982). Otros tipos de polarización se producen a otras frecuencias (infrarrojos y ultravioletas): la polarización iónica y la polarización electrónica. Estos tres fenómenos se caracterizan por una disminución del valor de la parte real de la permitividad dieléctrica compleja y un aumento de la parte imaginaria para la banda de frecuencias dada, produciéndose un aumento del ángulo de pérdidas dieléctricas, definido a partir del cociente entre la parte imaginaria y la real de la permitividad dieléctrica (Cabrera et al., 1993; Sutinen, 1992). Pero en la banda de frecuencias en la que opera el georradar únicamente se produce el fenómeno de polarización por orientación. Consiste en la orientación de la molécula de forma que su carga positiva se desplaza respecto a la negativa en la dirección del campo eléctrico aplicado. En la figura 3.1 del capítulo anterior se puede observar la variación de la constante dieléctrica (tanto de su parte real como de su parte imaginaria) con frecuencia, en la banda de frecuencias a las que se produce la polarización de orientación para agua a 17.5°C . La ecuación de Debye (ecuación 3.13) puede separarse en su parte real (ecuación 4.5) e imaginaria (ecuación 4.6), quedando cada una de ellas como (Lorenzo, 1994; Cabrera et al., 1993):

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_s - \epsilon_{\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.5)$$

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_{\infty})\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.6)$$

La permitividad dieléctrica es el parámetro que describe la capacidad de que cargas opuestas dentro de un mismo material se separen una cierta distancia (capacidad de polarización del material). En general, los materiales del subsuelo tienen muy poca capacidad de polarización orientacional porque no tienen la suficiente libertad para poderse orientar según el campo eléctrico, lo que sí ocurre con el agua. De esta forma, la existencia de agua en los poros de un medio determinado aumenta la capacidad de polarización del medio. Esto indica que las pérdidas de energía por esta causa son menores en el caso de medios con un bajo contenido de humedad que en medios de humedad elevada. Se cita comúnmente el contenido de agua como una de las causas de mayor peso en la atenuación de las ondas. Este efecto es muy importante sobre todo para las frecuencias más altas (dentro de la banda de trabajo del radar de subsuelo), tal como puede verse en la figura 3.1.

La molécula de agua es un sistema complejo que presenta varios grados de libertad caracterizados por la configuración instantánea de sus átomos. Cada uno de los modos normales de vibración de la molécula de agua está caracterizado por una frecuencia de vibración (ver la figura 4.1). El intercambio de energía de la molécula cuando sobre ella incide una radiación electromagnética viene dada por cuantos de energía asociados a sus niveles electrónicos, es decir, a su frecuencia propia de resonancia ω_0 , por cuantos de energía asociados a sus modos normales de vibración (ω_{M1} , ω_{M2} , ω_{M3}) (ver la figura 4.1) o asociados a sus niveles rotacionales.

Cuando la pulsación de la energía incidente es del mismo orden que la frecuencia propia de resonancia de la molécula, ésta pasa a un estado excitado. Cuando se produce el proceso de desexcitación de la molécula, la radiación que se emite tiene una frecuencia menor que la frecuencia de la onda incidente. La diferencia de energía entre la incidente y la remitida por la molécula es la energía de vibración o de rotación de la molécula que se disipa en forma de calor. Este

efecto, en el que el medio o elementos del medio opacos a la onda absorben energía de la radiación incidente y la dispersan en forma de calor recibe el nombre de dispersión temporal (Cabrera et al., 1993).

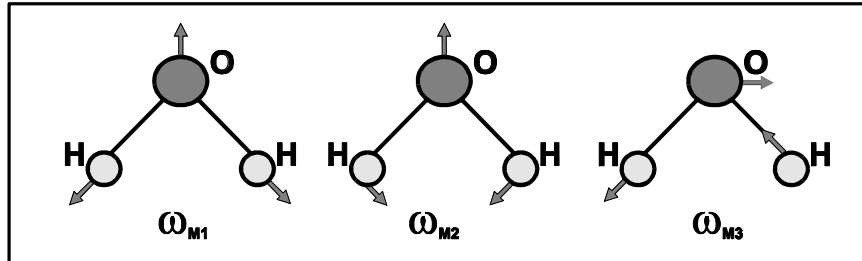


Figura 4.1. Modos de vibración de la molécula de agua. ω_{M1} , ω_{M2} y ω_{M3} son la frecuencias propias de cada uno de los modos. Para las frecuencias de la banda de las microondas los procesos de orientación de las moléculas de agua entran en resonancia, de forma que la molécula absorbe energía del pulso incidente, transformándola en calor.

4.2.3. Dispersión de la energía (“*scattering*”).

Este fenómeno se produce cuando la energía electromagnética incide en objetos cuyas dimensiones son del orden de su longitud de onda o inferiores. En estos casos se produce una distribución aleatoria de la energía incidente. El resultado es una disminución de la amplitud de la onda y la generación de un ruido aleatorio de fondo en el radargrama. El efecto de este ruido en un registro es similar al que se produce en la pantalla de un radar marino a consecuencia de un fuerte oleaje (Reynolds, 1997). Estos efectos son mayores cuando el tamaño de los objetos anómalos (o de las inhomogeneidades del material en el que se propaga la energía o del reflector en el que incide) es del orden de la longitud de onda. Este efecto es más evidente cuando en el estudio se utilizan antenas de más alta frecuencia, ya que en estos casos la longitud es de orden centimétrico.

Los efectos de difracción también se engloban dentro de este grupo. Se producen cuando la onda incide con un elemento único de tamaño relativamente grande, de forma que las condiciones del medio varían bruscamente de un punto a otro (es el caso de esquinas y bordes de láminas o de capas reflectoras, entre otros).

Otro factor que se incluye en este apartado es la denominada dispersión cromática (Cabrera, 1993). En los medios transparentes a una radiación la constante dieléctrica depende de la frecuencia de la onda. Ya que la velocidad depende de este parámetro, incluso en los casos en los que es posible aplicar las aproximaciones de bajas pérdidas, depende de la frecuencia. Si la permitividad dieléctrica no depende de la frecuencia, la velocidad de fase de la onda coincide con la velocidad de grupo. Si la dependencia de la velocidad de fase de la onda con la frecuencia es suave, la propagación de la onda puede ocurrir sin que se produzcan fuertes variaciones de su forma. La velocidad de grupo se obtiene calculando la velocidad de desplazamiento del máximo de la envolvente, pudiendo escribir la velocidad de grupo mediante la expresión 4.7 a partir de la velocidad de fase y de un término que se denomina dispersión cromática. Cuando esta variación es fuerte, el pulso se distorsiona mucho y no es posible utilizar la ecuación 4.7 para calcular la velocidad de grupo. Esto ocurre, por ejemplo, para frecuencias parecidas a la de resonancia del material (ver la figura 4.2).

$$v_g = v_f - \lambda \frac{\partial v_f}{\partial \lambda} \quad (4.7)$$

Siendo λ la longitud de onda de la radiación, v_g la velocidad de grupo y v_f la velocidad de fase.

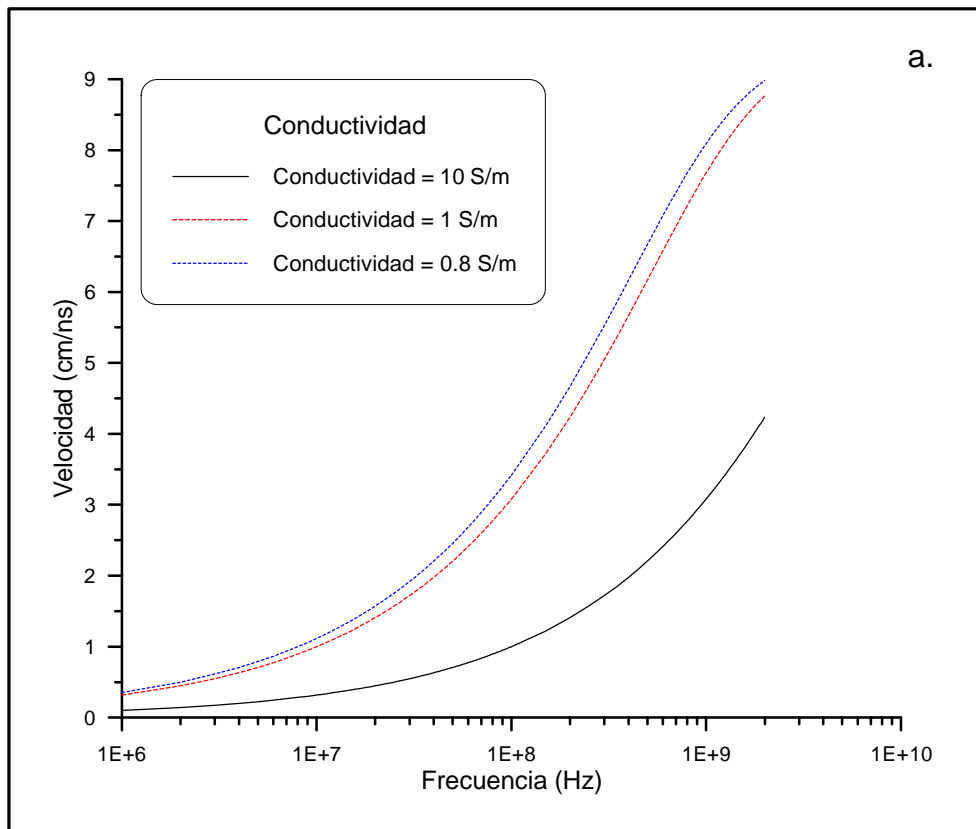
En aquellos casos en los que no se puede obtener la velocidad de grupo de la onda se utiliza la denominada velocidad media del transporte de energía, definida como el cociente entre el promedio temporal del vector de Poynting y la densidad de energía (Lorrain y Corson, 1986).

A partir de la ecuación 3.25 se puede representar la dependencia de la velocidad de propagación de la onda con la frecuencia de la emisión (figura 4.2). En la figura 4.2 se presentan tres casos dependiendo de la conductividad considerada para el medio: conductividad alta, conductividad media y conductividad baja.

Considerando que la anchura de la banda de frecuencias emitida es proporcional al valor de la frecuencia central, puede observarse en las gráficas de la figura 4.2 la diferencia de velocidades en un medio no magnético ($\mu_r = 1$) de permitividad dieléctrica relativa 10 (valor que puede corresponder con diversos materiales: aluviones, arcillas, mármol o suelos varios), para el caso de distintos valores de la

conductividad. En la gráfica 4.2.a. se muestra la variación de la velocidad frente a la frecuencia para valores de la conductividad elevados, situados entre los 10 S/m y los 0.8 S/m. En la figura 4.2.b. la conductividad se sitúa entre los 0.8 S/m y los 0.1 S/m, mientras que en la figura 4.2.c. se consideran valores de conductividad más bajos (intervalo entre 0.002 S/m y 0.0008 S/m). Se observa que la variación es mayor para una conductividad más elevada, disminuyendo en el caso de conductividad baja.

En los tres casos, cuando la frecuencia tiende a valores muy elevados, la velocidad tiende al valor que se calcula a partir de la ecuación 4.4. La tendencia hacia este valor es más rápida cuanto más baja es la conductividad del medio.



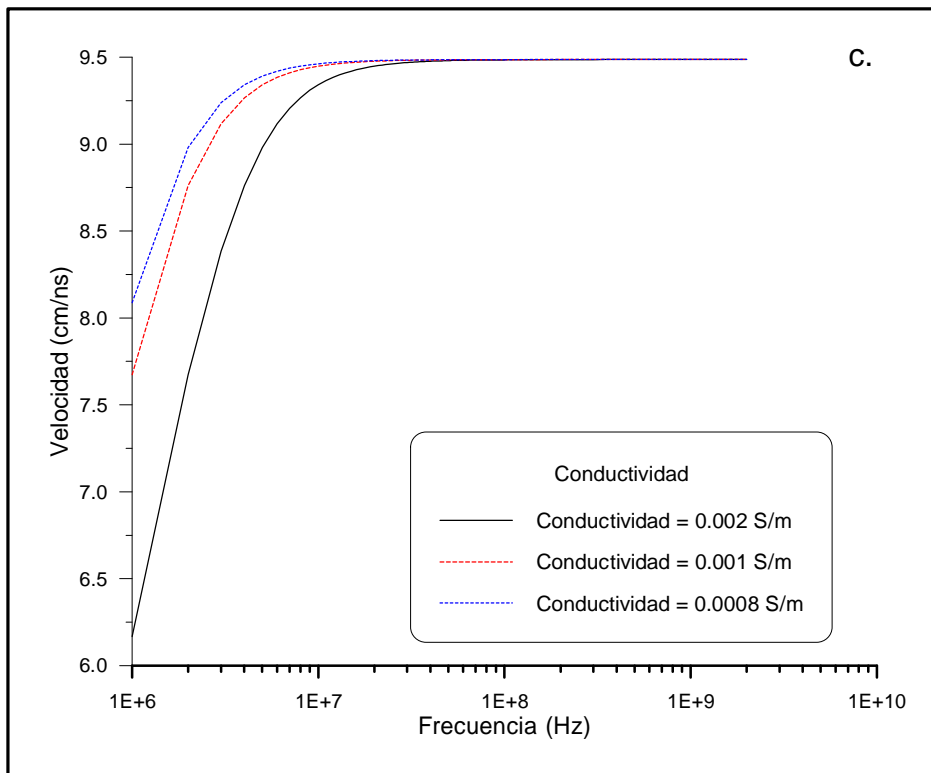
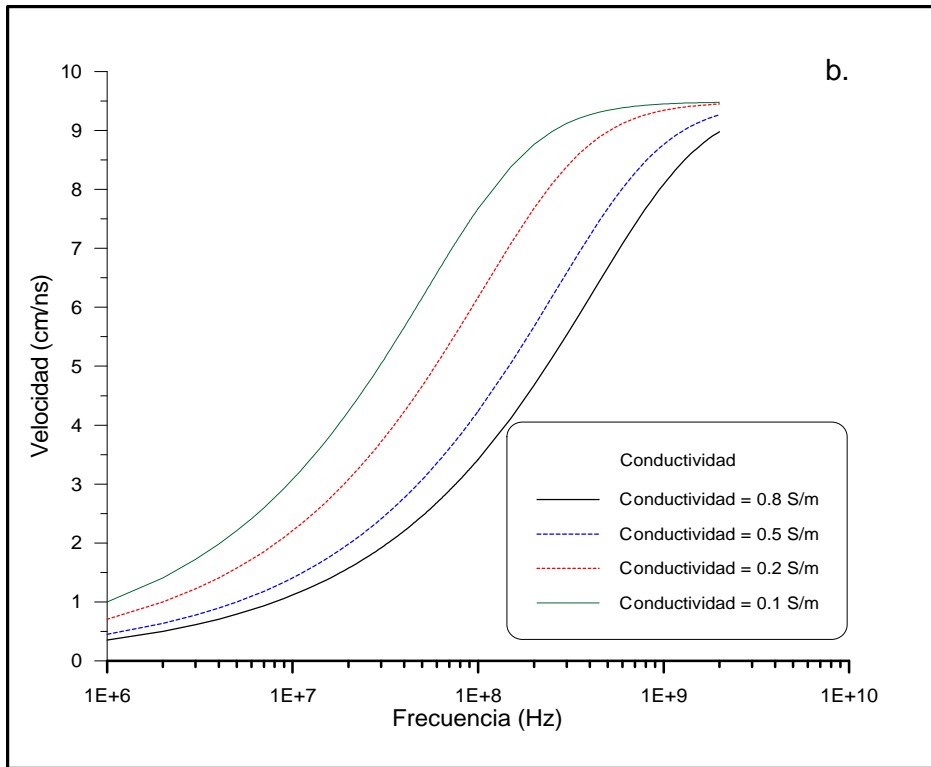


Figura 4.2. Variación de la velocidad con la frecuencia en el rango de frecuencias de trabajo del georradar para un medio con $\epsilon_r=10$. a) Conductividad de 10 S/m, 1 S/m y 0.8 S/m. b) Conductividad de 0.8 S/m, 0.5 S/m, 0.2 S/m y 0.1 S/m. c) Conductividad de 2 mS/m, 1 mS/m y 0.8 mS/m.

4.2.4. Atenuación y profundidad pelicular de penetración.

La atenuación como resultado de la absorción de energía por el medio se produce como consecuencia de las características electromagnéticas del material por el que se propaga la onda y es la causa fundamental de las pérdidas de energía en el caso de medios materiales. Tal como se vio en el capítulo 3 la atenuación es una función compleja de las propiedades dieléctricas, eléctricas y magnéticas de un medio. El factor de atenuación, α , depende de la permitividad dieléctrica del medio (ϵ), de su conductividad (σ), de la permeabilidad magnética (μ) y de la pulsación de la onda emitida (ω). Como los medios sobre los que se trabaja en prospección no son homogéneos, sus propiedades electromagnéticas y su comportamiento dependen de los elementos que lo componen y de su abundancia.

Si E_0 es la intensidad del campo eléctrico radiado y E_x es la intensidad del campo eléctrico a una cierta distancia x de la fuente de radiación y si no se consideran otras pérdidas que las debidas a la absorción, la intensidad de campo eléctrico E_x se puede calcular como el valor inicial E_0 dividido por un factor de atenuación. Este factor de atenuación se obtiene realizando el cociente de las dos intensidades:

$$\frac{E_x}{E_0} = e^{-\alpha x} \quad (4.8)$$

El coeficiente α es la parte real de la constante de propagación (ecuación 3.22).

Considerando la ecuación 3.23 y las expresiones de los parámetros μ y ϵ se llega a la siguiente expresión:

$$\alpha = \omega \left[\left(\frac{\mu \epsilon}{2} \right) \left\{ \left(1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

Siendo $\omega = 2\pi f$ la pulsación de la onda, f la frecuencia (en Hz), $\mu = \mu_r 4\pi 10^{-7}$ (en H/m) la permeabilidad magnética (ver la ecuación 3.14), σ (en S/m) la conductividad a la frecuencia dada, $\epsilon = \epsilon_r 8.85 10^{-12}$ (en F/m) la constante dieléctrica a la frecuencia f (ver la ecuación 3.7), ϵ_r la permitividad dieléctrica

relativa del material y μ_r la permeabilidad magnética relativa del material. Recordemos que, tal como se ha indicado en el capítulo 3, se hace referencia a los valores efectivos de los parámetros relativos.

El factor de pérdidas se define como el cociente entre la conductividad y el producto de la pulsación por la constante dieléctrica. Esta relación entre σ , ϵ y ω separa los medios entre los llamados de pequeñas pérdidas y los que se denominan medios de grandes pérdidas:

$$P = \frac{\sigma}{\omega\epsilon} = \operatorname{tg} D \quad (4.10)$$

Siendo D el ángulo de desfase, P el factor de pérdidas, σ la conductividad efectiva del medio y ϵ la permitividad dieléctrica relativa efectiva.

Utilizando el factor de pérdidas (ecuación 4.10) y la ecuación 3.18, que relaciona la permitividad y la permeabilidad en el vacío con la velocidad de la onda en el vacío, la ecuación 4.9 que define el coeficiente de atenuación puede escribirse como:

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \left[\left(\frac{\mu_r \epsilon_r}{2} \right) \left\{ (1 + P^2)^{1/2} - 1 \right\} \right]^{1/2} \quad (4.11)$$

A partir del coeficiente de atenuación se define la profundidad de penetración pelicular o nominal, d ("*skin depth*"), como la inversa de dicho coeficiente:

$$d = \frac{1}{\alpha} \quad (4.12)$$

Esta profundidad es aquella a la que la señal ha disminuido en amplitud un factor $1/e$ del valor inicial de la señal, lo que corresponde a un 37% de su valor inicial.

Los materiales en los que el factor de pérdidas es mucho menor que 1, es decir, aquellos que cumplen $\sigma \ll \epsilon\omega$ y que, por lo tanto $\operatorname{tg} D = P \ll 1$, son los denominados materiales dieléctricos o casi dieléctricos. Para medios formados por este tipo de materiales (que también reciben el nombre de materiales de pequeñas pérdidas) el

coeficiente de atenuación, α , puede simplificarse si se considera la expresión de los parámetros efectivos (ecuaciones 3.35 y 3.36). Tal como puede verse en la gráfica de la figura 3.1 los procesos de relajación de la molécula de agua se producen a altas frecuencias, de forma que se puede considerar que la parte real de la permitividad dieléctrica compleja, ϵ' (en este caso no se trata de un parámetro efectivo) tiene una dependencia débil con la frecuencia (Sutinen, 1992) cuando el rango de frecuencias es el habitual de trabajo del radar de subsuelo. Además, la parte imaginaria, ϵ'' es mucho menor que esta parte real (Sutinen, 1992). Con estas consideraciones la expresión 4.11 se puede aproximar por una expresión simplificada que se utiliza habitualmente para calcular el coeficiente de atenuación. La ecuación 4.12, en función de esta simplificación se puede escribir como (Hänninen, 1997; Reynolds, 1997; Hänninen, 1992; Sutinen, 1992; Davis y Annan, 1989):

$$d = \frac{1}{\alpha} \approx \frac{2}{\sigma} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.13)$$

En el caso de medios considerados no magnéticos ($\mu_r=1$) la expresión puede simplificarse todavía más, y si se tienen en cuenta las ecuaciones 3.7 y 3.14 es posible escribir la expresión 4.13 como una función de la conductividad (expresada en mS/m) y de la permitividad dieléctrica relativa efectiva del medio:

$$d = 5.31 \cdot 10^{-3} \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{\sigma} \quad (4.14)$$

Se tiene en cuenta que dentro de la conductividad σ intervienen los factores de conductividad estática y de pérdidas dieléctricas (Davis y Annan, 1989) ya que se trabaja con los parámetros electromagnéticos efectivos, por lo que la conductividad queda definida a partir de la ecuación 3.35.

Veamos unos ejemplos sobre la utilización de estas expresiones.

Como primer caso se analiza la atenuación y la penetración pelicular en agua de mar. Para este medio la conductividad puede presentar un valor de $\sigma=4$ S/m (Orellana, 1972) y la permitividad dieléctrica relativa $\epsilon_r \approx 81$ (Lorenzo, 1994). Se puede considerar, además, que $\mu_r \approx 1$. Con estos parámetros se calcula el factor de

pérdidas utilizando la ecuación 4.10. El resultado es de $P=\text{tg}D=8.88$ si la frecuencia es de 100 MHz y de $P=0.888$ para una frecuencia de 1000 MHz. En ninguno de los dos casos podemos considerar que se trata de un medio de pequeñas pérdidas ya que en el primer caso el valor de P es superior a la unidad y en el segundo es muy próximo a 1. Como las dos frecuencias consideradas son representativas de las empleadas normalmente para los estudios con georradar (y se trata de dos valores extremos) hay que concluir que, para determinar la profundidad pelicular de penetración en este medio (dentro del rango de frecuencias inferior a los 1000 MHz) no se pueden utilizar las ecuaciones 4.13 y 4.14. Para poderlas utilizar se tendría que trabajar con frecuencias por encima de las habituales en este tipo de prospección. La profundidad pelicular de penetración debe calcularse, en este caso, obteniendo el coeficiente de atenuación α con la ecuación 4.11 y calculando su inversa (ecuación 4.12). El resultado en este caso es de $\alpha=37.3 \text{ m}^{-1}$ y $d=0.0268 \text{ m}$, es decir, que se obtiene una profundidad pelicular de penetración ligeramente por encima de los 2.5 cm.

Como segundo ejemplo se considera un terreno arcilloso. Para las arcillas secas pueden considerarse los siguientes valores de los parámetros electromagnéticos: $\sigma \approx 0.01 \text{ S/m}$, $\epsilon_r \approx 3$ y $\mu_r \approx 1$ (Reynolds, 1997; Sutinen, 1992; Carmichael, 1990). En este caso el factor de pérdidas P es de 0.6 cuando la frecuencia es de 100 MHz y de 0.06 cuando la frecuencia es de 1000 MHz. En el primer caso no puede saberse a priori si es posible efectuar la aproximación de pequeñas pérdidas. En el segundo caso podemos considerar que nos encontramos con este tipo de medios ya que $P \ll 1$. Lo que quiere decir que, en este segundo caso podremos calcular d a partir de la ecuación simplificada 4.14, obteniendo para la profundidad pelicular de penetración un valor 0.92 m. Si el cálculo se realiza obteniendo el coeficiente de atenuación a partir de la ecuación 4.11 (que resulta de $\alpha=1.087 \text{ m}^{-1}$), aplicando la expresión 4.12 se llega a $d=0.91107 \text{ m}$, es decir, que se ha obtenido de nuevo una profundidad pelicular de penetración de aproximadamente 0.9 m, muy parecida a la calculada utilizando las ecuaciones simplificadas. Sin embargo, si el terreno arcilloso considerado presenta un grado importante de humedad, los parámetros del medio varían sustancialmente, aumentando la permitividad dieléctrica relativa y la conductividad. Unos valores característicos para este caso pueden ser: $\sigma \approx 1 \text{ S/m}$, $\epsilon_r \approx 15$ y $\mu_r \approx 1$ (García, 1997; Carmichael, 1990; Orellana, 1972). En este caso, para una frecuencia de 1000 MHz el valor del factor de pérdidas es $P=\text{tg}D=0.4796$. Si este medio puede considerarse de pequeñas pérdidas y, por lo tanto, son aplicables las ecuaciones 4.13 y 4.14 se obtiene un

valor de $d=0.02057$ m. Efectuando el mismo cálculo considerando que el medio no es de pequeñas pérdidas (utilizando las expresiones 4.11 y 4.12) los resultados son de $\alpha=18.95$ m⁻¹ y $d=0.05277$ m. Observamos que con el primer cálculo se obtiene una profundidad pelicular de penetración de 2.06 cm, mientras que en el segundo (sin aproximaciones) se obtiene un valor de 5.28 cm. En este caso la diferencia es importante. El error está ocasionado porque este medio, con los parámetros definidos, no puede considerarse como un medio de pequeñas pérdidas para una frecuencia de 1 GHz. Más adelante se analizan los valores de P para los que es posible utilizar la aproximación comentada.

En general se puede decir que para rocas secas el valor de d aumenta ya que la conductividad efectiva del medio disminuye sustancialmente cuando los poros del material están llenos de aire en lugar de agua disminuyendo también el factor de atenuación. Esto quiere decir que al realizar una prospección en un medio seco se espera una mayor penetración que si se realiza en el mismo medio húmedo.

En la gráfica de la figura 4.3 se presenta la variación teórica de la profundidad pelicular de penetración en función de la conductividad (en mS/m) según la ecuación 4.14 para las permitividades dieléctricas relativas del aire y del agua. Casi todos los materiales que se pueden encontrar en estudios de prospección presentan permitividades dieléctricas relativas que se pueden situar entre los dos valores mostrados en la figura 4.3.

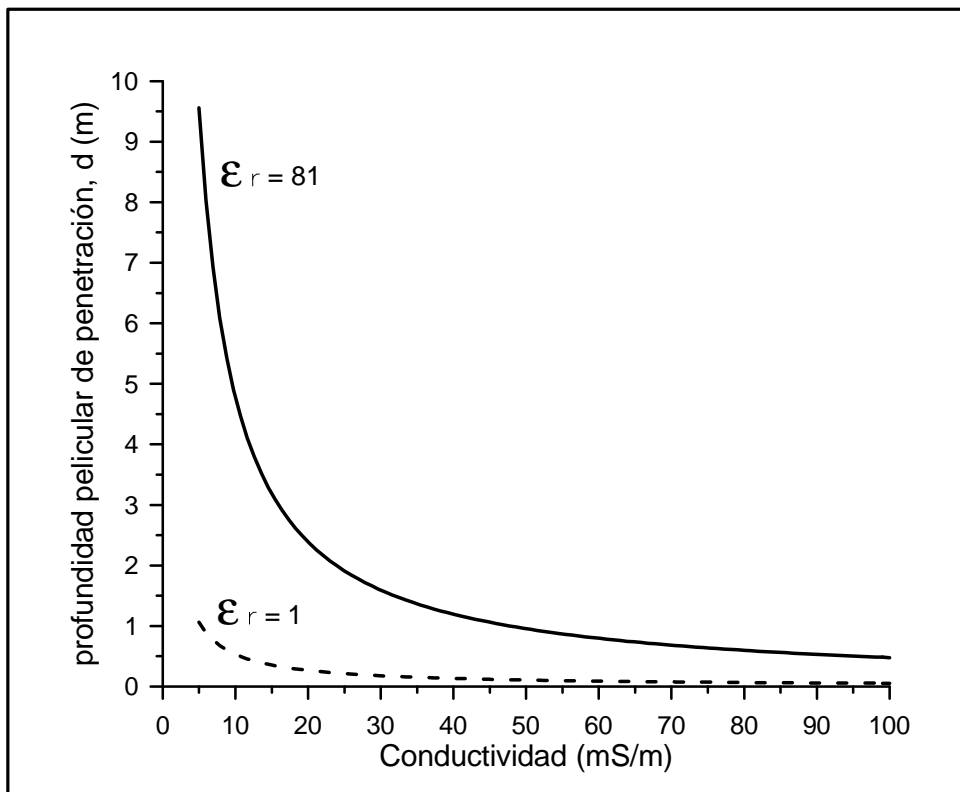


Figura 4.3. Variación de la profundidad pelicular de penetración d en función de la conductividad (en mS/m) para dos valores extremos de la constante dieléctrica relativa: la que presenta el aire, $\epsilon_r=1$ y la del agua, $\epsilon_r=81$.

En la gráfica de la figura 4.4 se observa la variación de d en función de la conductividad para diferentes permitividades dieléctricas relativas comunes en los materiales del subsuelo. Estas dos gráficas (figuras 4.3 y 4.4) son válidas para medios considerados de pequeñas pérdidas, en los que la profundidad d no depende de la frecuencia ya que se trata de los casos en los que se cumple que $\sigma \ll \omega\epsilon$. Es decir, que únicamente es aplicable a aquellos rangos de frecuencias superiores a una frecuencia mínima que permite que se cumpla esta relación para las combinaciones de conductividad y de permitividad concretas del medio.

En las dos figuras se puede observar que para conductividad alta la penetración es pequeña, aumentando para un mismo valor de σ si las permitividades dieléctricas relativas presentan valores más elevados.

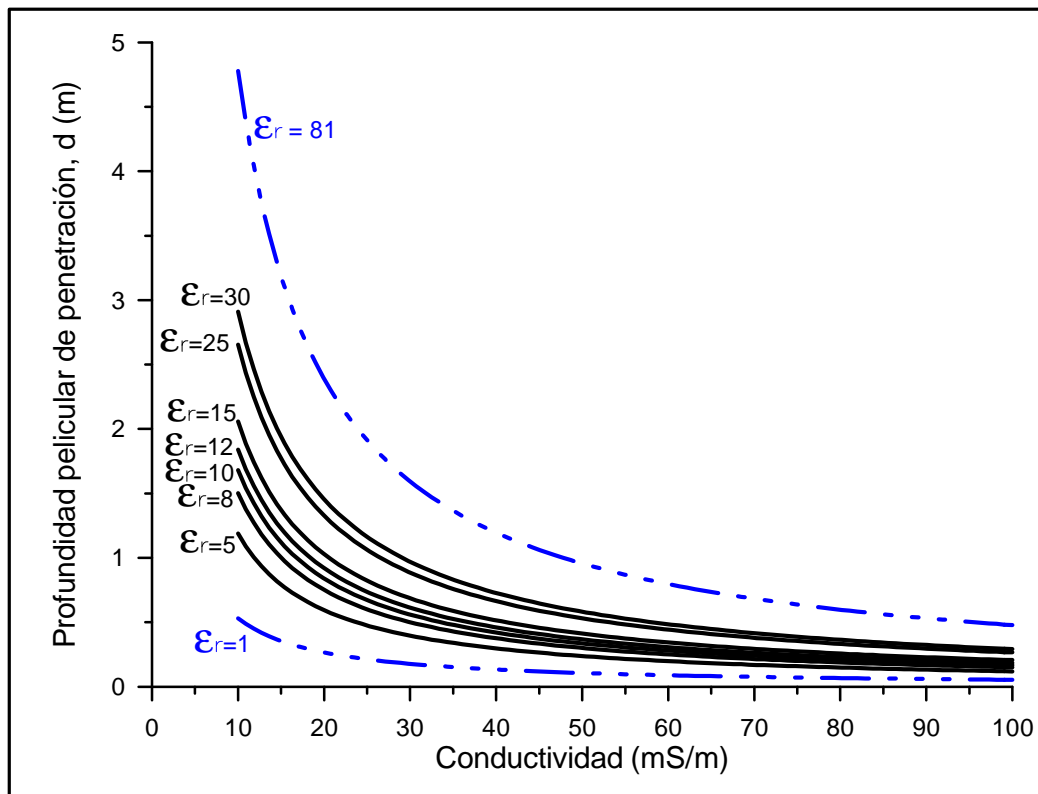


Figura 4.4. Curvas de d (en m) en función de s (en mS/m) para diferentes valores de permitividad dieléctrica (efectiva) característicos de materiales del subsuelo.

En la gráfica de la figura 4.4 se presenta la variación de d en función de σ considerando diferentes permitividades relativas. Tal como se vio en uno de los ejemplos presentados, una $\epsilon_r=3$ puede corresponder con arcillas secas. El valor de 5 corresponde a granito seco y a sal gema, entre otros (Casas, 1996; Lorenzo, 1994; Unterberger, 1978). La permitividad relativa de 8 es característica, entre otros, de materiales calizos, granitos húmedos y de hormigón seco (Lorenzo, 1994; Davis y Annan, 1989). Un valor de 10 puede corresponder con sedimentos húmedos y otros tipos de suelos aluviales (García, 1997; Davis y Annan, 1989). Una constante dieléctrica relativa de 15 es típica de suelos húmedos y de suelos agrícolas (Hänninen, 1997; Pilon et al., 1994). El valor de 30 se presenta, entre otros, en arenas saturadas (García, 1997; Hänninen, 1997).

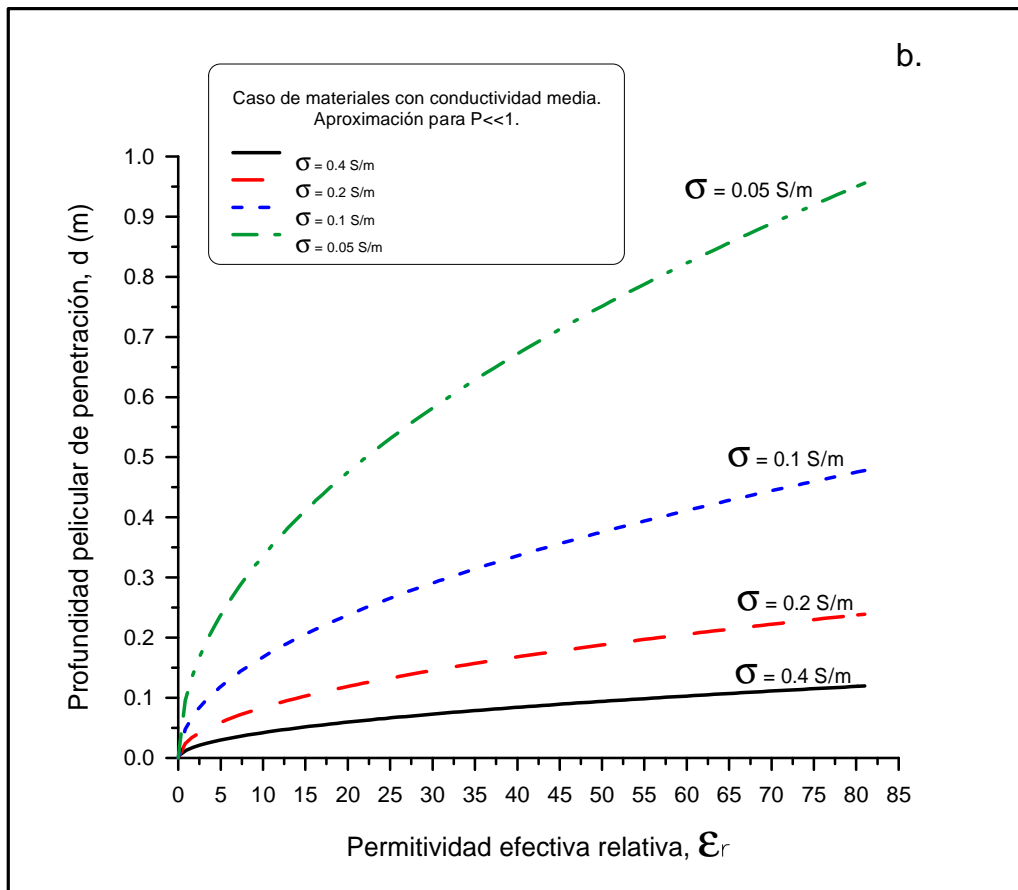
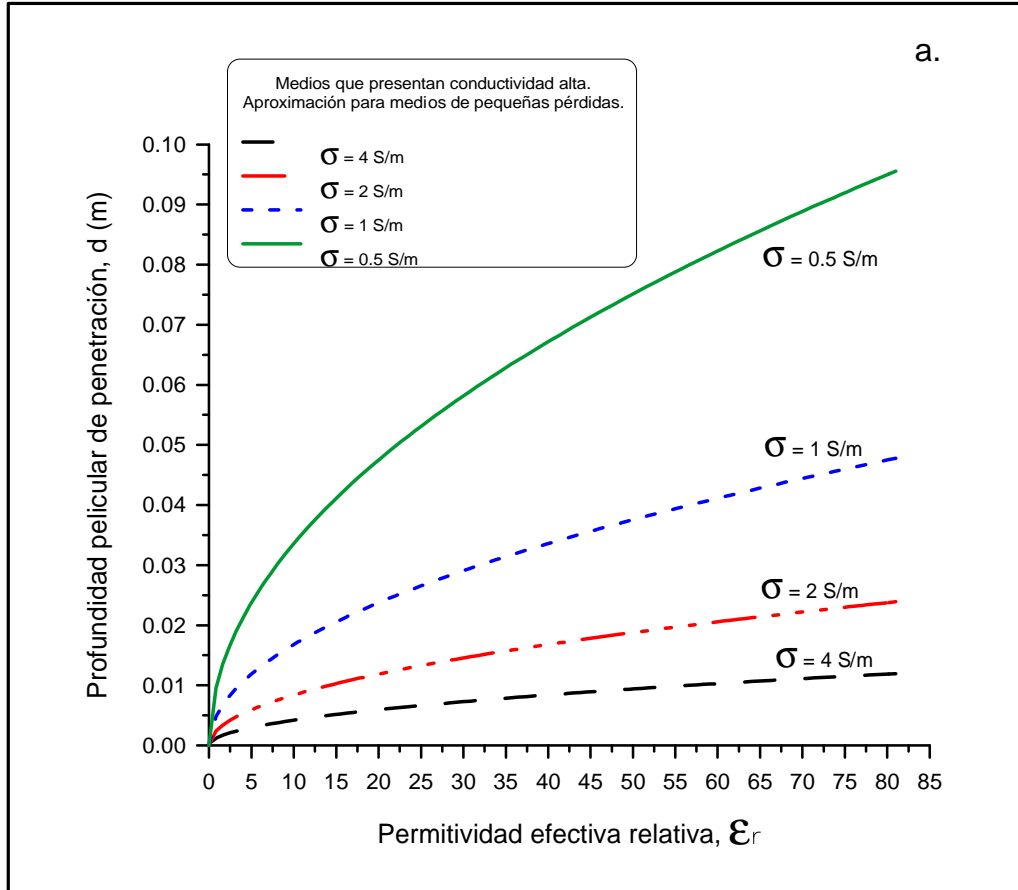
La gráfica de la figura 4.4 se puede utilizar para aquellas frecuencias por encima de la que permite efectuar la aproximación de pequeñas pérdidas. Si se da este caso, por ejemplo, para obtener la profundidad pelicular de penetración en un terreno formado por arenas húmedas y por lo tanto caracterizado por los

siguientes parámetros: $\sigma \approx 40$ mS/m, $\epsilon_r \approx 25$ y $\mu_r \approx 1$ (García, 1997; Hänninen, 1992; Carmichael, 1989), se obtiene sobre la gráfica la intersección de la curva de $\epsilon_r = 25$ con la conductividad $\sigma = 40$ mS/m. El valor de la profundidad que nos proporciona la gráfica, en este caso, es de $d = 7.7$ cm. En el caso de las arcillas secas de unos de los ejemplos anteriores ($\sigma \approx 0.01$ mS/m, $\epsilon_r \approx 3$ y $\mu_r \approx 1$) se observa que la profundidad que proporciona la gráfica es ligeramente superior a los 0.9 m.

También se puede representar la penetración pelicular en función de la permitividad dieléctrica relativa. Las curvas patrón que se obtienen en este caso dependen de la conductividad del material. Estas curvas pueden ser un indicativo, durante la planificación de la campaña de prospección, de la penetración teórica que se puede esperar en diferentes medios.

Las curvas patrón pueden obtenerse para dos casos diferentes: para medios de pequeñas pérdidas y para medios de grandes pérdidas dieléctricas. En el segundo caso las relaciones dependen de la frecuencia y son las curvas más generales posibles. En los medios de pequeñas pérdidas la dependencia con la frecuencia puede despreciarse.

En la figura 4.5 se muestran las curvas patrón obtenidas para la aproximación de pequeñas pérdidas en cuatro tipos de medios (clasificados en función de su conductividad): medios de conductividad alta (donde σ varía entre los 4 S/m y los 0.5 S/m), medios de conductividad media (σ entre 0.4 S/m y 0.05 S/m), medios de conductividad baja (σ entre 0.01 S/m y 0.001 S/m) y medios casi perfectamente dieléctricos (con dos ejemplos, $\sigma = 0.0001$ S/m y $\sigma = 0.00005$ S/m). Para obtener estas cuatro gráficas que se incluyen en la figura 4.5 se ha utilizado la ecuación 4.14, considerando que se trabaja con unas frecuencias que permiten que realicemos en cada caso la aproximación de pequeñas pérdidas.



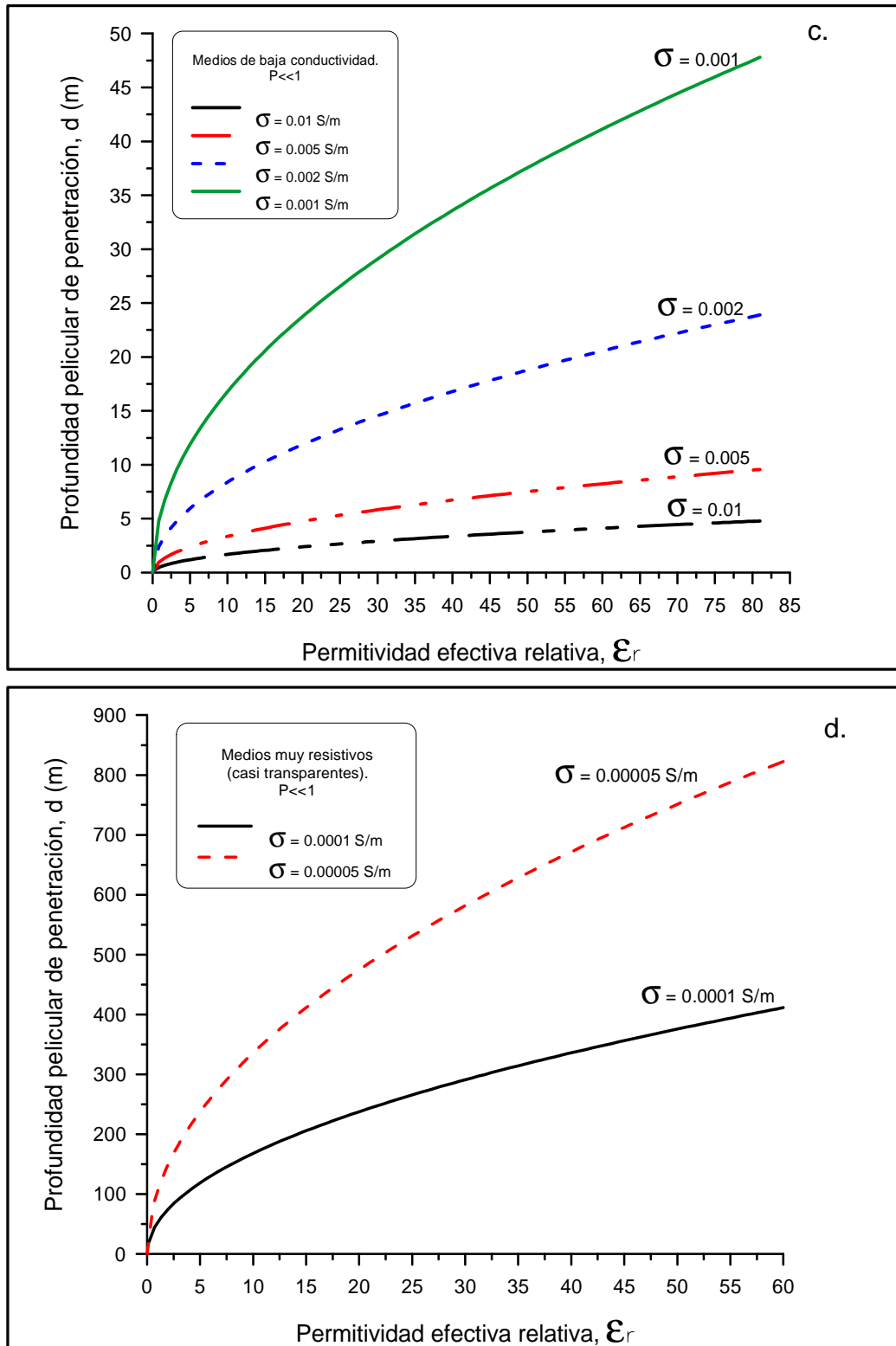


Figura 4.5. Curvas patrón que presentan los valores de d (en m) en función de la permitividad dieléctrica relativa efectiva, para diferentes valores de la conductividad. Estas curvas son aplicables únicamente en el caso de poder realizar la aproximación de pequeñas pérdidas. a) Medios de conductividad alta. b) Medios con conductividad media. c) Medios de conductividad baja. d) Medios muy resistivos.

En estas gráficas se puede ver que los materiales más conductores tienen una penetración menor que los materiales más resistivos.

En las curvas del primer grupo (materiales de conductividad elevada, figura 4.5.a) el valor de 4 S/m es característico del agua de mar. Los otros tres valores pueden presentarse en suelos en los que existe intrusión marina, contaminación o abundante presencia de materiales metálicos (la conductividad del cobre, por ejemplo, es de orden de 10^8 mS/m). También son valores que se pueden obtener en terrenos arcillosos o en areniscas saturadas, cuya conductividad puede estar próxima a 1 S/m.

En las curvas del segundo grupo (medios de conductividad media, figura 4.5.b) las curvas están calculadas para valores de σ de 0.4 S/m, 0.2 S/m, 0.1 S/m y 0.05 S/m. Materiales que pueden presentar estos valores son algunos suelos arcillosos con un alto grado de humedad cuya conductividad altamente variable en función de la composición y del grado de humedad, principalmente, puede presentar valores alrededor de los 100 mS/m y los 200 mS/m (Ulriksen, 1992). También pueden darse en arcillas saturadas cuya conductividad está comprendida entre 1 S/m y 0.1 S/m (Reynolds, 1997). En suelos contaminados por aguas ácidas procedentes de vertidos mineros se han obtenido valores alrededor de los 50 mS/m (Reynolds, 1997). Dentro de este grupo también pueden incluirse los cementos, dependiendo de su composición y de su humedad.

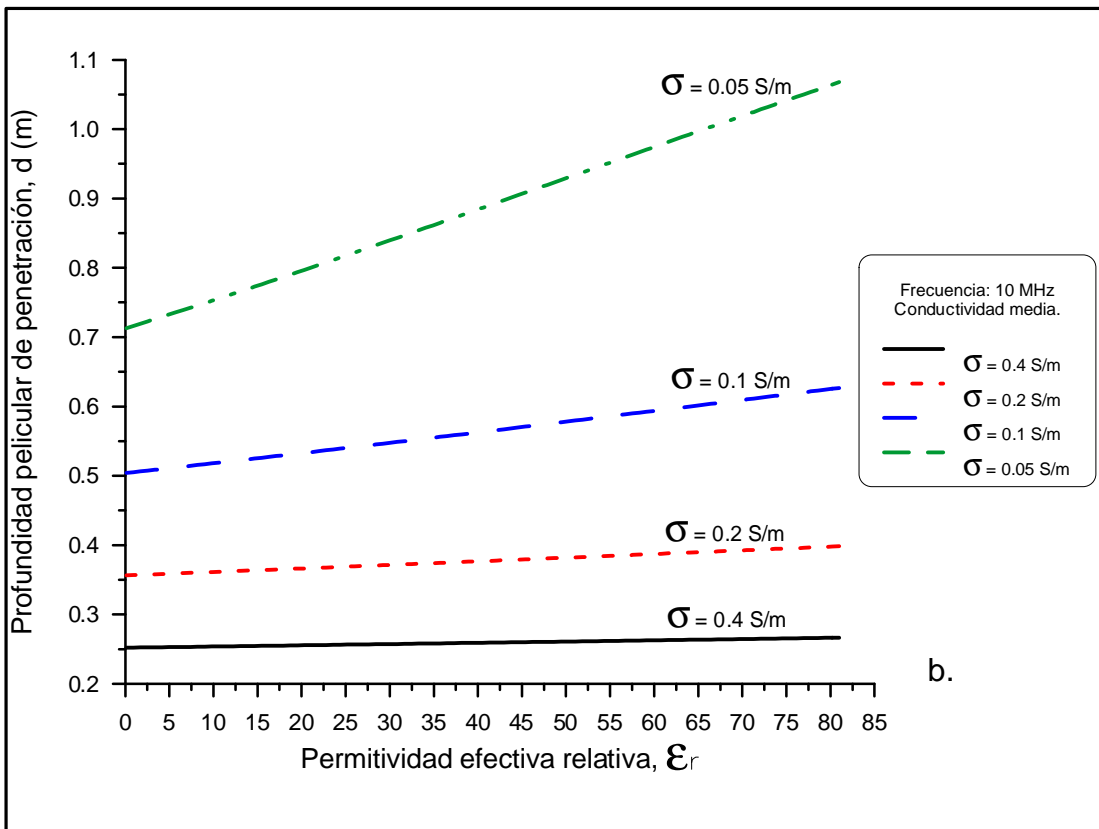
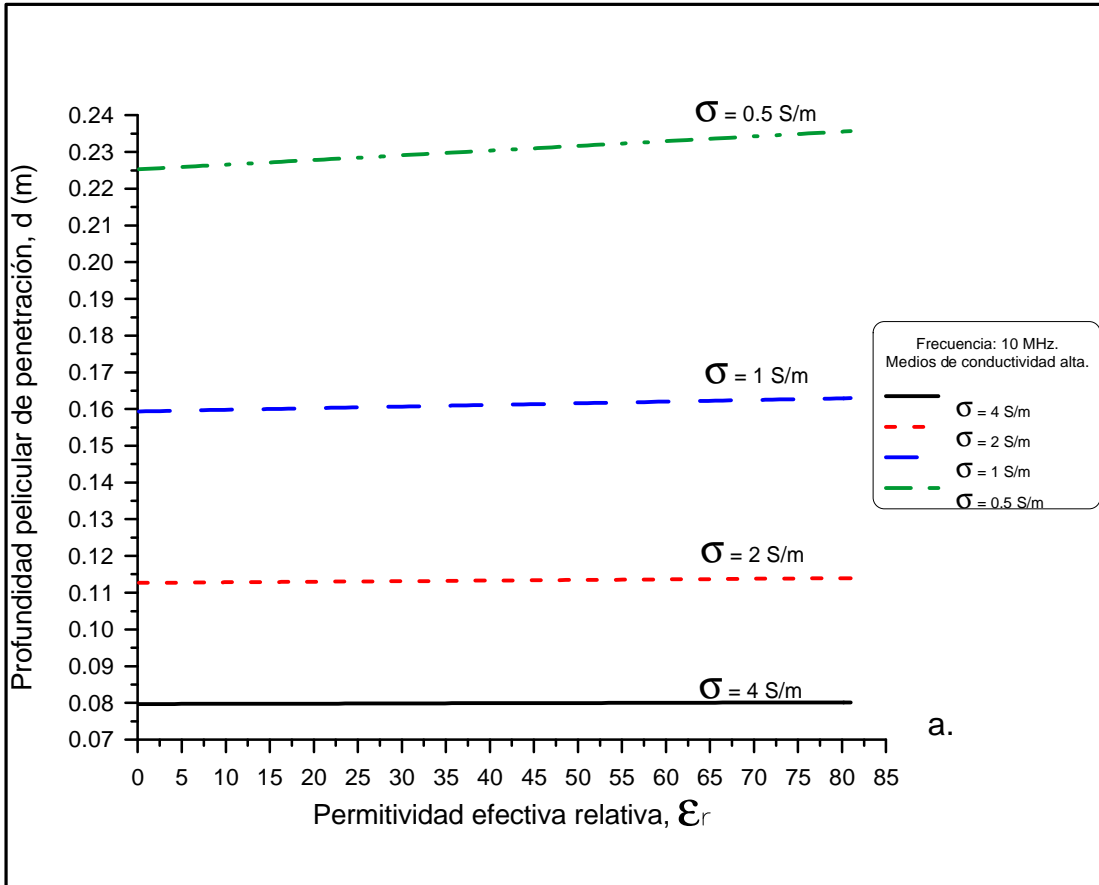
La tercera gráfica (medios de conductividad baja, figura 4.5.c) presenta el caso de materiales que pueden considerarse como resistivos. Materiales asimilables a los valores de conductividad utilizados en este caso son las gravas saturadas, las calizas húmedas y las arcillas secas. Estos dos últimos medios pueden presentar una conductividad de unos 10 mS/m (Reynolds, 1997; Davis y Annan, 1989). También se pueden incluir dentro de este grupo el agua dulce, cuyos valores de conductividad característicos están comprendidos entre los 10 mS/m y los 0.1 mS/m (Orellana, 1982), el hormigón, que puede presentar 1 mS/m (Lorenzo, 1994; Davis y Annan, 1989), el granito húmedo y las gravas secas, que pueden alcanzar una conductividad de 1 mS/m.

La cuarta gráfica (medios casi perfectamente dieléctricos, figura 4.5.d) muestra el comportamiento de medios muy resistivos. Entro de este grupo se pueden incluir distintos tipos de suelos secos con valores entre los 0.1 mS/m y los 0.001 mS/m

(García, 1997; Hänninen, 1992), el permafrost, que puede oscilar entre 1 mS/m y 0.01 mS/m (García, 1997; Ulriksen, 1992), el hielo polar, con valores entre los 0.02 mS/m y 0.003 mS/m (Reynolds, 1997), las rocas calizas secas y las areniscas secas (García, 1997). Dentro de este último grupo la profundidad de penetración es elevada y se suele hablar de materiales muy transparentes, sobre todo en los casos de menor conductividad y mayor permitividad dieléctrica relativa. En los estudios efectuados en hielos antárticos y en glaciares se han alcanzado profundidades de penetración de unos 300 m y 400 m (García, 1997) con antenas que trabajan a 700 MHz. Otro ejemplo de gran penetración son algunos de los estudios efectuados en medios salinos, en los que se ha llegado hasta los 100 m de profundidad (Halleux et al., 1992).

No se pueden utilizar las gráficas de la figura 4.5 para estimar profundidades d cuando se utiliza una frecuencia que, para la combinación de σ y ϵ_r del medio, no permite realizar la aproximación de $P \ll 1$. En este caso, la profundidad pelicular de penetración depende de la frecuencia y debe calcularse utilizando las expresiones 4.11 y 4.12. Las curvas patrón representadas en las figuras 4.6 y 4.7 responden a este caso. Se han considerado los mismos tipos de medios (atendiendo a su conductividad) que en la figura 4.5. Los valores de la frecuencia considerados son los que marcan, aproximadamente, los límites del rango utilizado con el radar de subsuelo: 10 MHz (figura 4.6) y 1 GHz (figura 4.7). En el anexo 5 de esta tesis se han incluido las curvas patrón que permiten obtener d en función de ϵ_r , calculadas en los mismos supuestos (cuatro tipos de medios en función de su conductividad) considerando otras frecuencias muy utilizadas en este tipo de prospección.

En el mismo anexo 5 se incluyen también las curvas patrón que permiten calcular el coeficiente de atenuación α en función de ϵ_r para diferentes conductividades y para cuatro de las frecuencias más habituales en los estudios con radar de subsuelo. Estas curvas se han representado a partir de la ecuación 4.11, considerando medios no magnéticos. Son válidas para todo tipo de medios siempre que se cumpla que $\mu_r \approx 1$.



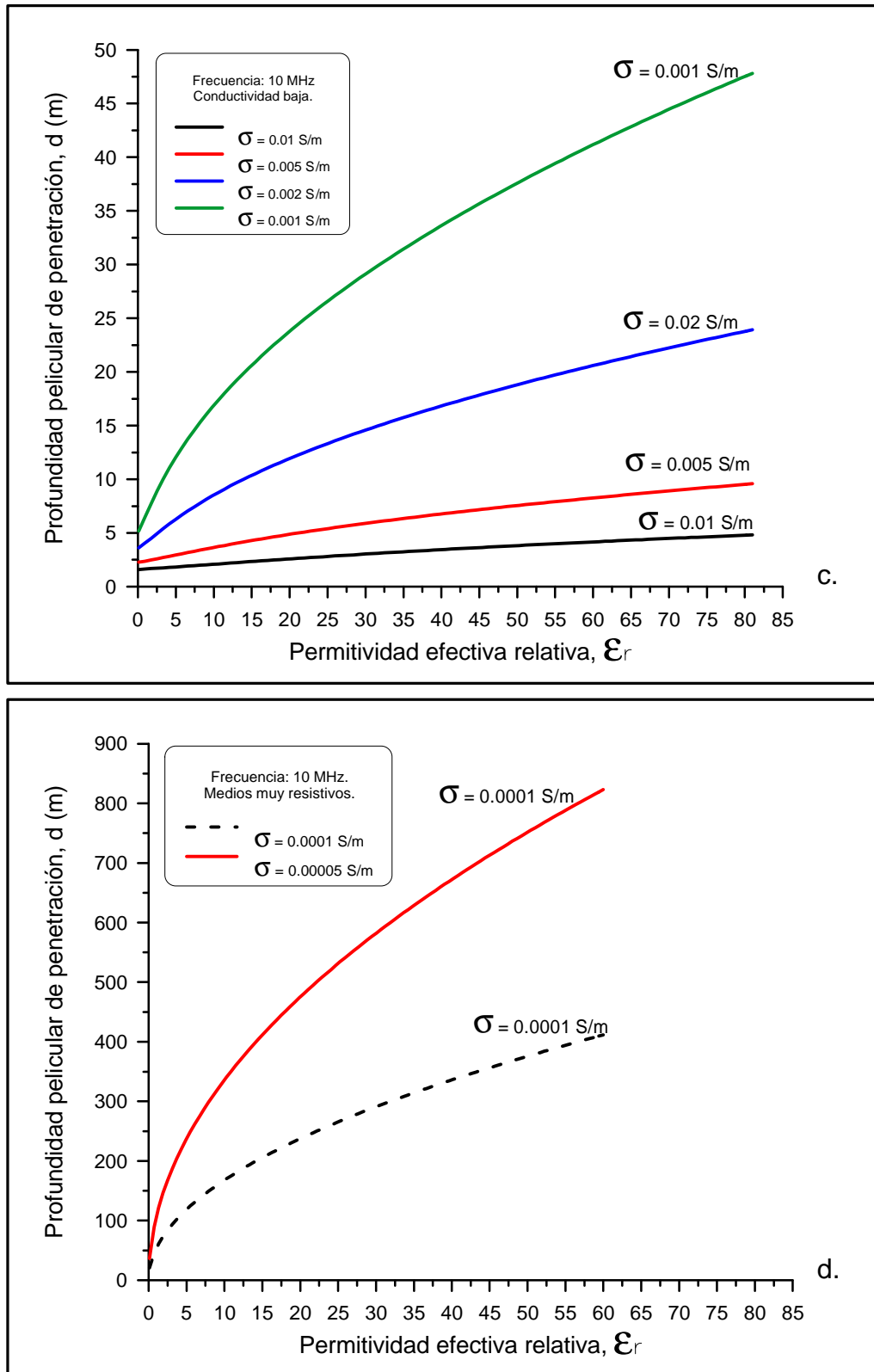
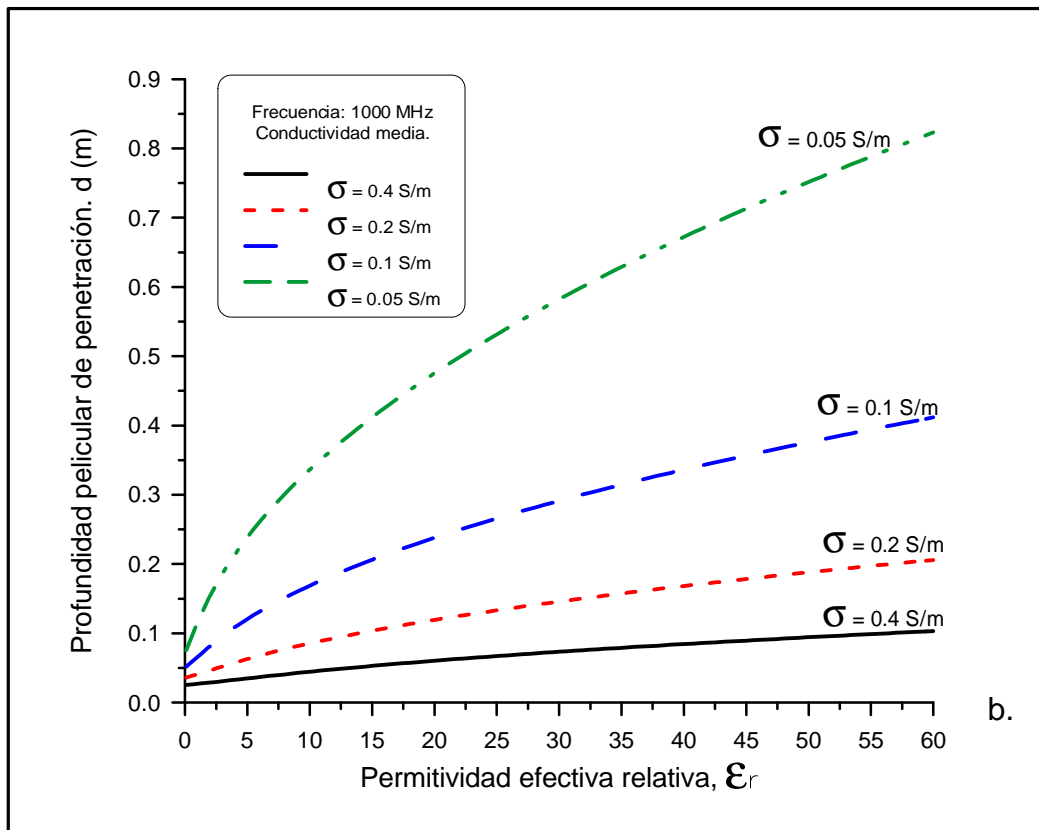
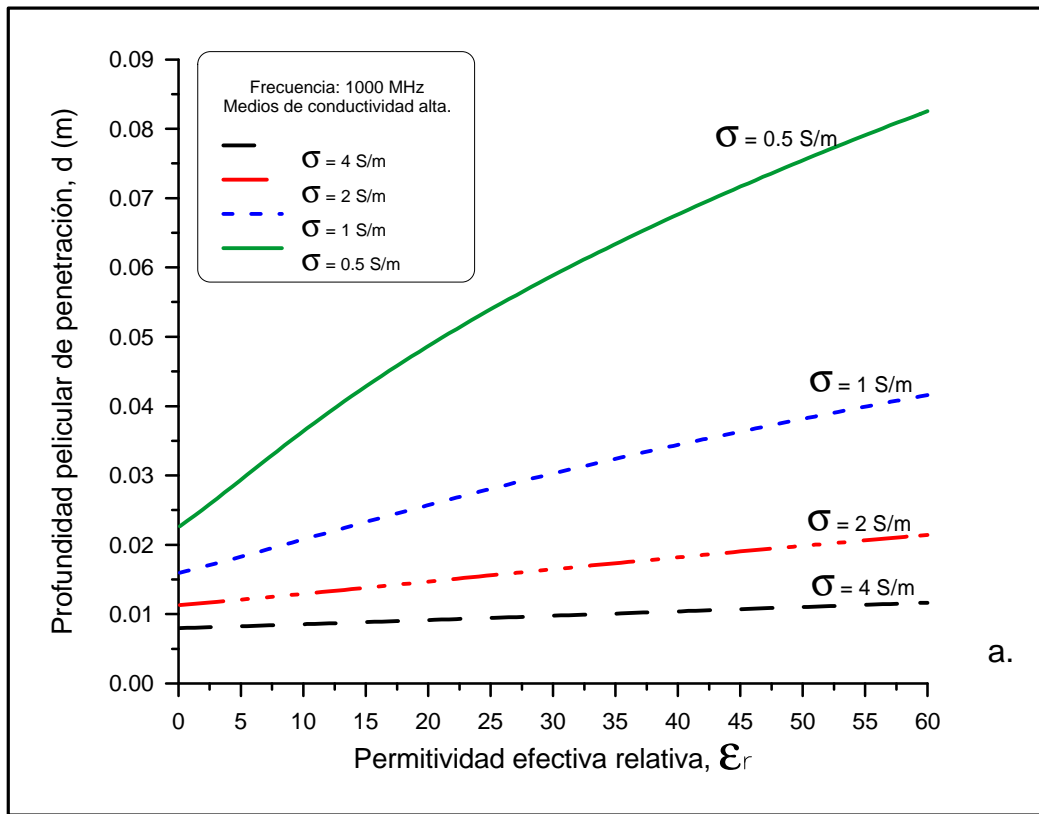


Figura 4.6. Curvas patrón que permiten obtener d (en m) en función de ϵ_r efectiva, para el caso general (incluyendo aquellos medios en los que no se cumple la relación $S \ll \omega \epsilon$). Frecuencia de 10 MHz. a) Medios de conductividad alta. b) Medios con conductividad media. c) Medios de conductividad baja. d) Medios muy resistivos (casi transparentes).



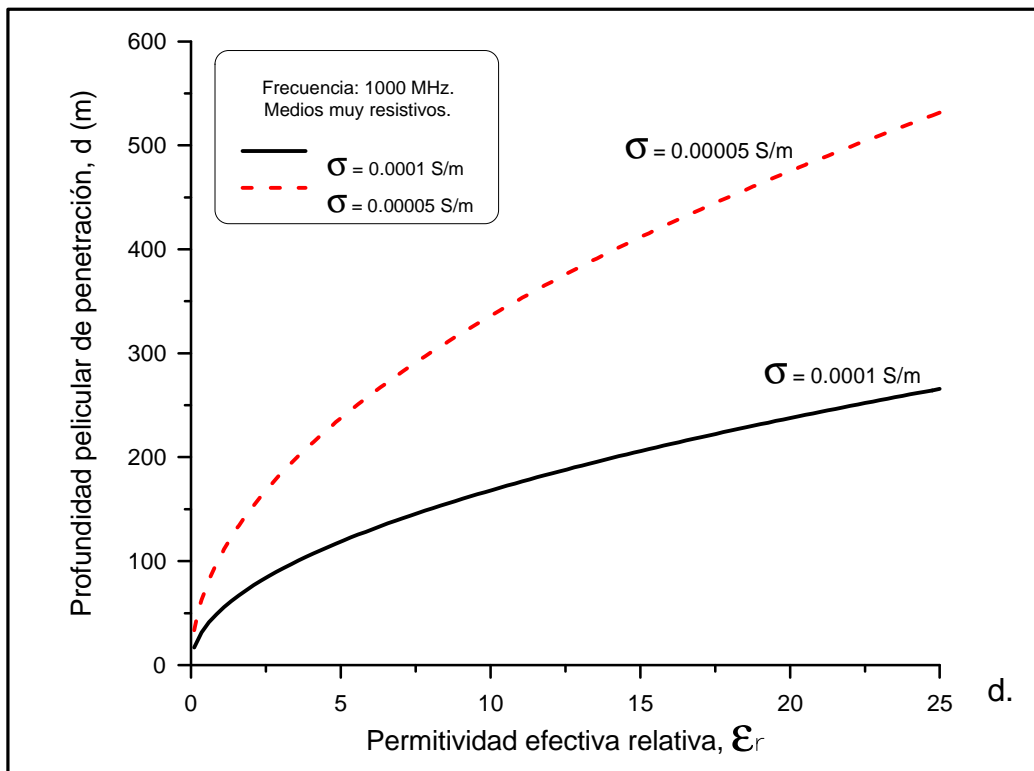
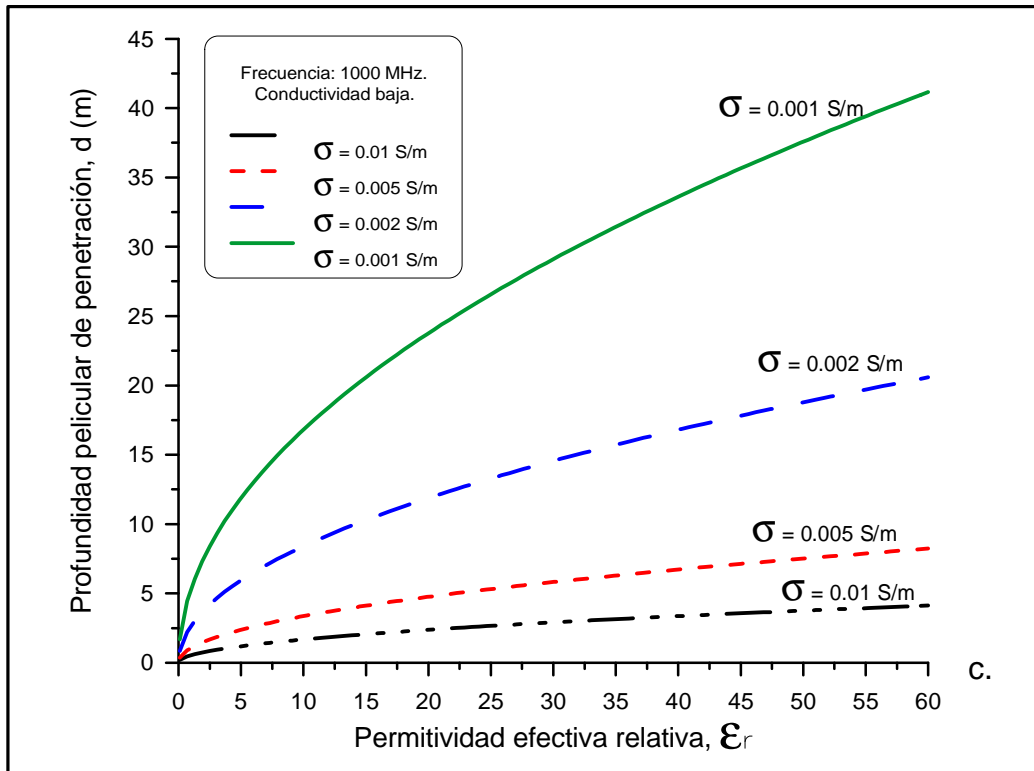


Figura 4.7. Curvas patrón que permiten obtener d (m) en función de ϵ_r efectiva, para el caso general (incluyendo aquellos medios en los que no se cumple la relación $s \ll \omega \epsilon$). Frecuencia de 1 GHz. a) Medios de conductividad alta. b) Medios con conductividad media. c) Medios de conductividad baja. d) Medios muy resistivos (casi transparentes).

4.2.5. Validez de la aproximación $P \ll 1$.

Para obtener las curvas patrón de la figura 4.5 se ha realizado una aproximación al considerar el factor de pérdidas, P , pequeño. En estos casos la ecuación 4.11 que permite calcular α se simplifica y deja de depender de la frecuencia. Queda en función de los parámetros electromagnéticos del medio (ecuación 4.13). Esta aproximación es válida en muchos casos y, cuando puede realizarse, simplifica los cálculos. Pero no siempre tendremos una combinación de parámetros que permita que, para una frecuencia dada, el medio pueda considerarse de pequeñas pérdidas. En este apartado se analiza el rango de validez de la aproximación, tanto en algunos casos particulares como en el caso más general. El resultado final se muestra en unas gráficas que permiten, conocidos los valores de la permitividad dieléctrica relativa y de la conductividad del medio (se consideran medios no magnéticos), determinar si es posible la utilización de las curvas patrón de la figura 4.5 y de las ecuaciones 4.13 y 4.14 o, si por el contrario, hay que utilizar las ecuaciones 4.11 y 4.12 así como las curvas de las figuras 4.6, 4.7 y del anexo 5, que ya son específicas para cada frecuencia.

Para ello se representa una gráfica que muestra la conductividad en función de la permitividad dieléctrica relativa para diferentes frecuencias en el caso particular de que el factor de pérdidas sea la unidad. Según recoge Reynolds (1997) la aproximación $P \ll 1$ es correcta si la conductividad del medio estudiado es 0.05 veces la conductividad que se obtiene partiendo de la constante ϵ_r en el caso de $P=1$.

Para la obtención de las gráficas de calibración (figuras 4.8 y 4.9) se representa la ecuación 4.10 en el caso de que $P = \tan \delta = 1$:

$$\sigma = \omega \epsilon \quad (4.15)$$

Las gráficas de la figura 4.8 se han calculado para las frecuencias más bajas: 1 MHz, 5 MHz y 10 MHz. Las de la figura 4.9 están dibujadas considerando las frecuencias más habituales en este tipo de prospección, que van desde los 100 MHz hasta los 1000 MHz.

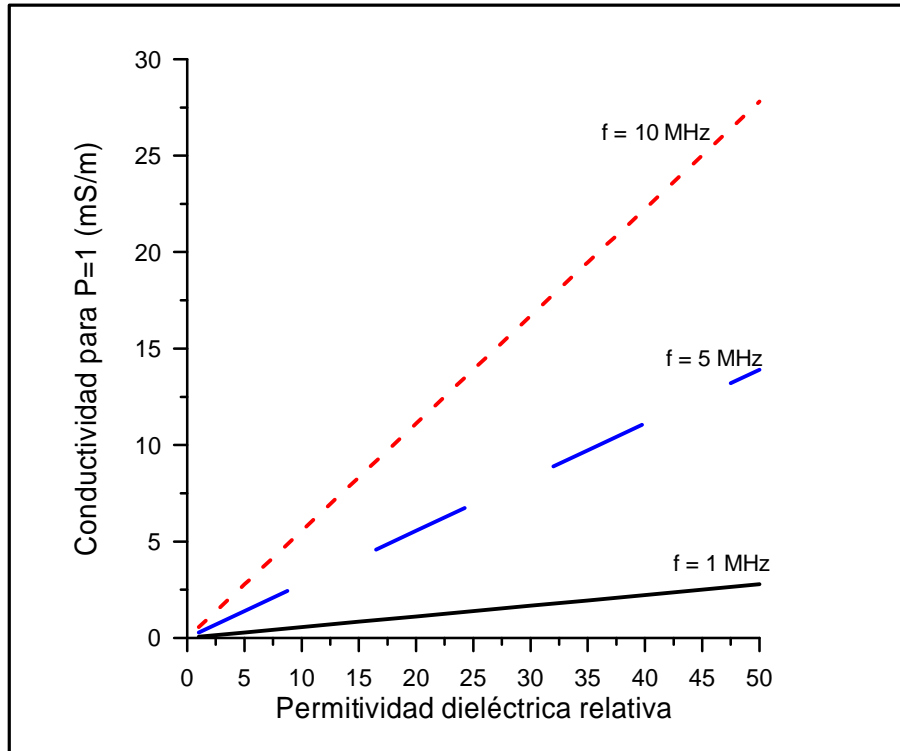


Figura 4.8. Valores de la conductividad (en mS/m) en función de ϵ_r para que se cumpla que $P=\text{tg}D=1$, representadas frecuencias de 1 MHz, 5 MHz y 10 MHz.

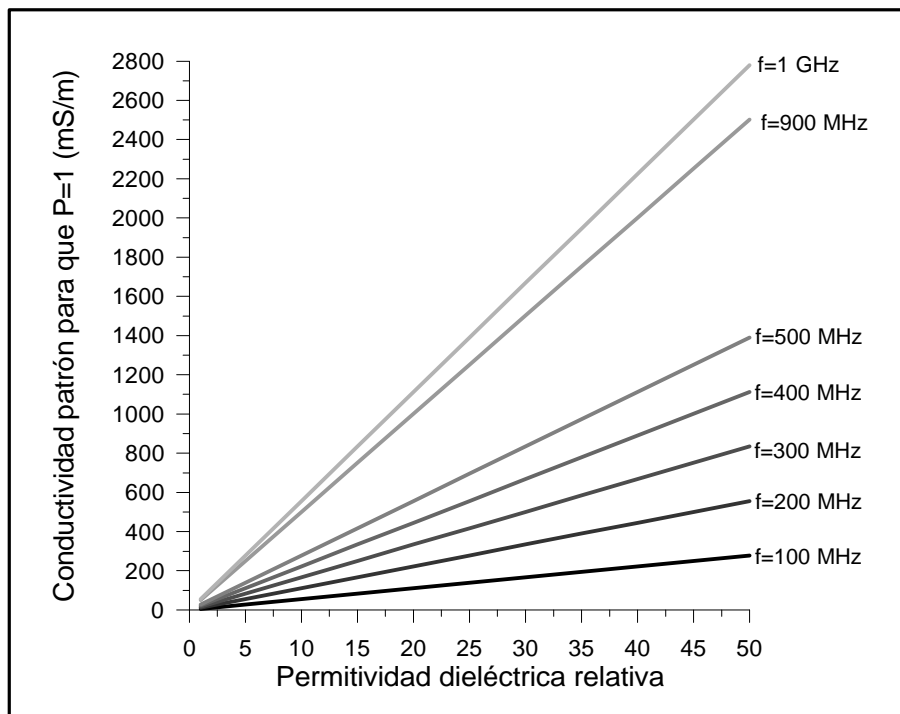


Figura 4.9. Valores de s (en mS/m) en función de ϵ_r que cumplen $P=1$ calculados para las frecuencias más usuales en prospección con radar de subsuelo (desde los 100 MHz a los 1000 MHz).

Si dado un medio de ϵ_r conocida se desea obtener qué conductividad ha de tener como máximo para poder efectuar la aproximación de pequeñas pérdidas, considerando una frecuencia de estudio determinada se debe proceder de la siguiente manera: se obtiene, utilizando las gráficas de las figuras 4.8 la conductividad que corresponde a la frecuencia (f) y a la permitividad relativa (ϵ_r) determinadas. Esta conductividad es la que, dados los parámetros f y ϵ_r concretos, cumple que $P=1$. El valor de la conductividad obtenido de esta forma se multiplica por 0.05 (Reynolds, 1997) y de esta forma se obtiene la máxima conductividad que se puede presentar en el medio para que se pueda realizar la aproximación $P \ll 1$ sin cometer un error apreciable.

Si se consideran fijados los parámetros σ y ϵ_r , las curvas también permiten obtener del mismo modo la frecuencia que permite realizar la aproximación $P \ll 1$. Para esta frecuencia y para todas aquellas inferiores a la calculada de este modo se puede asegurar que la aproximación es correcta.

El siguiente ejemplo muestra la utilización de estas gráficas y del método.

Se considera un medio a estudiar que presenta una permitividad dieléctrica relativa de 8 (es el caso, por ejemplo, de hormigón seco). La antena más adecuada para el estudio emite con una frecuencia central de 500 MHz. Para determinar a partir de qué valor de σ el medio puede considerarse de pequeñas pérdidas nos referimos a la gráfica de la figura 4.9 de donde se toma la recta que corresponde con la frecuencia de 500 MHz. Considerando esta recta y el valor $\epsilon_r=8$ se obtiene una conductividad de 222.5 mS/m. Multiplicando este valor por 0.05 se obtiene una conductividad de unos 11 mS/m. Si la conductividad que se mide en el medio considerado es igual o inferior a estos 11 mS/m es posible realizar la aproximación de factor de pérdidas pequeño y se pueden utilizar las gráficas de la figura 4.5 para estimar la profundidad pelicular de penetración. Sin embargo, si la conductividad del medio es superior a este valor calculado no se deben usar las curvas de la figura 4.5 ya que se introducen errores en la estimación de la profundidad. En este caso se tienen que emplear las gráficas particulares para cada frecuencia (figuras 4.6, 4.7 y anexo 5). Si en el caso del ejemplo el medio es hormigón, que presenta una conductividad situada entre 0.01 S/m y 0.001 S/m (Reynolds, 1997) es posible utilizar sin problemas las expresiones derivadas de la aproximación $P \ll 1$. En cambio, si se trata de arcillas saturadas con una

conductividad situada entre 1 S/m y 0.1 S/m (Reynolds, 1997) no es correcto emplearlas.

A continuación se presentan unos ejemplos de los errores que se pueden cometer al calcular la profundidad pelicular de penetración.

Como primer caso se considera un terreno arcilloso con los siguientes parámetros electromagnéticos: $\epsilon_r \approx 8$, $\sigma \approx 0.23$ S/m y $\mu_r \approx 1$ (ver la tabla 6.2). Se utiliza una antena de 500 MHz. En primer lugar hay que calcular el factor de pérdidas (ecuación 4.10). Se obtiene $P=1.034$. Este valor, ligeramente por encima de la unidad indica que no es posible aproximar por pequeñas pérdidas. La profundidad pelicular ha de calcularse sin realizar aproximaciones. Calculando el factor de atenuación en el caso general (ecuación 4.11) se tiene que $\alpha=13.875$ m⁻¹. Con este valor de α se calcula la profundidad pelicular de penetración (ecuación 4.12), resultando $d=7.21$ cm. Veamos el error que se comete en el caso de haber efectuado esta aproximación sin haber tenido en cuenta el valor de P. Si esta misma profundidad se calcula utilizando la ecuación 4.14 el resultado es $d=6.53$ cm, es decir, un valor de 0.68 cm menos que en el caso general. El uso incorrecto de la aproximación $P \ll 1$ introduce en este ejemplo un error del 9.4% del resultado.

Como segundo ejemplo se analiza un estudio de alta resolución, utilizando una antena de 900 MHz en unas arcillas cuyos parámetros electromagnéticos quedan definidos por: $\epsilon_r \approx 8$, $\sigma \approx 1$ S/m y $\mu_r \approx 1$. Como en el caso anterior, la elevada conductividad de los materiales hace suponer que la penetración será pequeña y que, posiblemente no será posible realizar la aproximación $P \ll 1$. Calculando el factor de pérdidas se llega a $P=2.5$. Es decir, un valor $P > 1$. Lo que quiere decir que no se puede realizar la aproximación. Calculando el factor de atenuación a partir de la ecuación 4.11 se llega a $\alpha=49$ m⁻¹, lo que indica una penetración pelicular de $d=2.04$ cm. Si ahora analizamos lo que se obtiene con las ecuaciones resultantes de aplicar la aproximación se llega a que $d=1.5$ cm (ecuación 4.14). Es decir, que sobre una distancia de unos 2 cm se ha cometido un error de 0.54 cm, lo que indica que se ha introducido un error del 26.5% subestimando la penetración de la onda en el medio.

Para finalizar se analiza un caso en materiales salinos, utilizando una antena de 100 MHz. La permitividad relativa efectiva de la sal gema es de 5. Su

conductividad está próxima a los 0.001 S/m y de nuevo se supone que $\mu_r \approx 1$. El factor de pérdidas es $P=0.03597$. Utilizando el criterio de validez para la aproximación considerada (figura 4.9) se obtiene que la conductividad para un $P=1$ es de 0.0278 S/m. Esto quiere decir que todos los valores de la conductividad iguales o inferiores a 0.05 veces esta conductividad permiten, dados los valores de ω y ϵ_r , considerar que $P \ll 1$. Este valor máximo que puede tener la conductividad es de $\sigma_{\text{máx}}=0.00139$ S/m. Como en el caso particular considerado se tiene que $\sigma < \sigma_{\text{máx}}$ podremos aplicar el criterio de pequeñas pérdidas. Calculando la profundidad partiendo de esta aproximación se llega a $d=11.874$ m. Calculando de forma general el factor de atenuación se tiene que $\alpha = 0.0842 \text{ m}^{-1}$, lo que implica una profundidad pelicular de penetración de $d=11.87$ m. El error cometido en este caso es del 0.0337%, es decir, inferior al 1%, siendo totalmente despreciable.

4.3. Rango del radar.

Hay que tener en cuenta que la profundidad pelicular de penetración que se calcula no es igual al rango o penetración de las ondas de radar. Se trata de la distancia para la cual la energía inicial ha disminuido en un factor $1/e$ teniendo en cuenta únicamente la absorción del medio. Además, para obtener d se consideran únicamente los factores relacionados con el medio por el que se propaga la onda y que afectan a la atenuación. Existen otros factores que también producen una disminución de la energía de la onda durante su propagación, tal como ya se ha expuesto. Pero además de estos factores relacionados con el medio y con la propagación de la onda hay que tener en cuenta otros, como son los factores instrumentales y los relacionados con la superficie reflectora. El rango del radar se define como la máxima penetración que éste puede alcanzar.

De forma general puede decirse que las pérdidas que presenta una radiación electromagnética durante su propagación, a una distancia dada del emisor, son:

- Pérdidas producidas en la antena.
- Pérdidas durante la transmisión de la energía entre el aire y el medio.
- Pérdidas ocasionadas por la dispersión geométrica del frente de ondas.

- Atenuación en el interior del medio debido a las propiedades electromagnéticas del material.
- Atenuación por dispersión y difracción en pequeños elementos e inhomogeneidades del medio.
- Atenuación por reflexión de parte de la energía en discontinuidades de tamaño grande.

En la figura 4.7 se presenta un esquema realizado por Davis y Annan (1989) que muestra el proceso de pérdidas de energía desde el emisor hasta el receptor. Todos los aspectos esquematizados en la figura 4.7 se representan en la ecuación del radar, de la que se habla con mayor extensión en el capítulo 5. Esta ecuación es un balance energético entre la potencia generada y la recibida por la antena. De forma general se expresa como:

$$Q = 10 \log \left\{ \frac{E_{TX} E_{RX} G_{TX} G_{RX} v^2 (RF) e^{-4\alpha z}}{64\pi^3 f^2 z^4} \right\} \quad (4.16)$$

Donde Q es la sensibilidad del radar, que se expresa en decibelios; E_{TX} y E_{RX} la eficiencia del transmisor y del receptor respectivamente; G_{TX} y G_{RX} la ganancia del transmisor y del receptor; v la velocidad de la onda electromagnética en el medio; R el coeficiente de reflexión del objeto reflector; F el área de reflexión; α el factor de atenuación del medio; z la distancia entre el reflector y el emisor; f es la frecuencia de la señal emitida. El producto RF define la energía resultante de la reflexión en el objeto reflector que es redirigida hacia el receptor situado en la superficie. Se define el área efectiva de la antena receptora mediante el siguiente cociente, que tiene unidades de superficie:

$$A = \frac{v^2}{4\pi f^2} \quad (4.17)$$

La expresión 4.16 puede también escribirse mediante el cociente entre la potencia mínima detectable por el receptor, P_{\min} , y la potencia generada por el emisor, P_g .

$$Q = 10 \log \left\{ \frac{P_{\min}}{P_g} \right\} \quad (4.18)$$

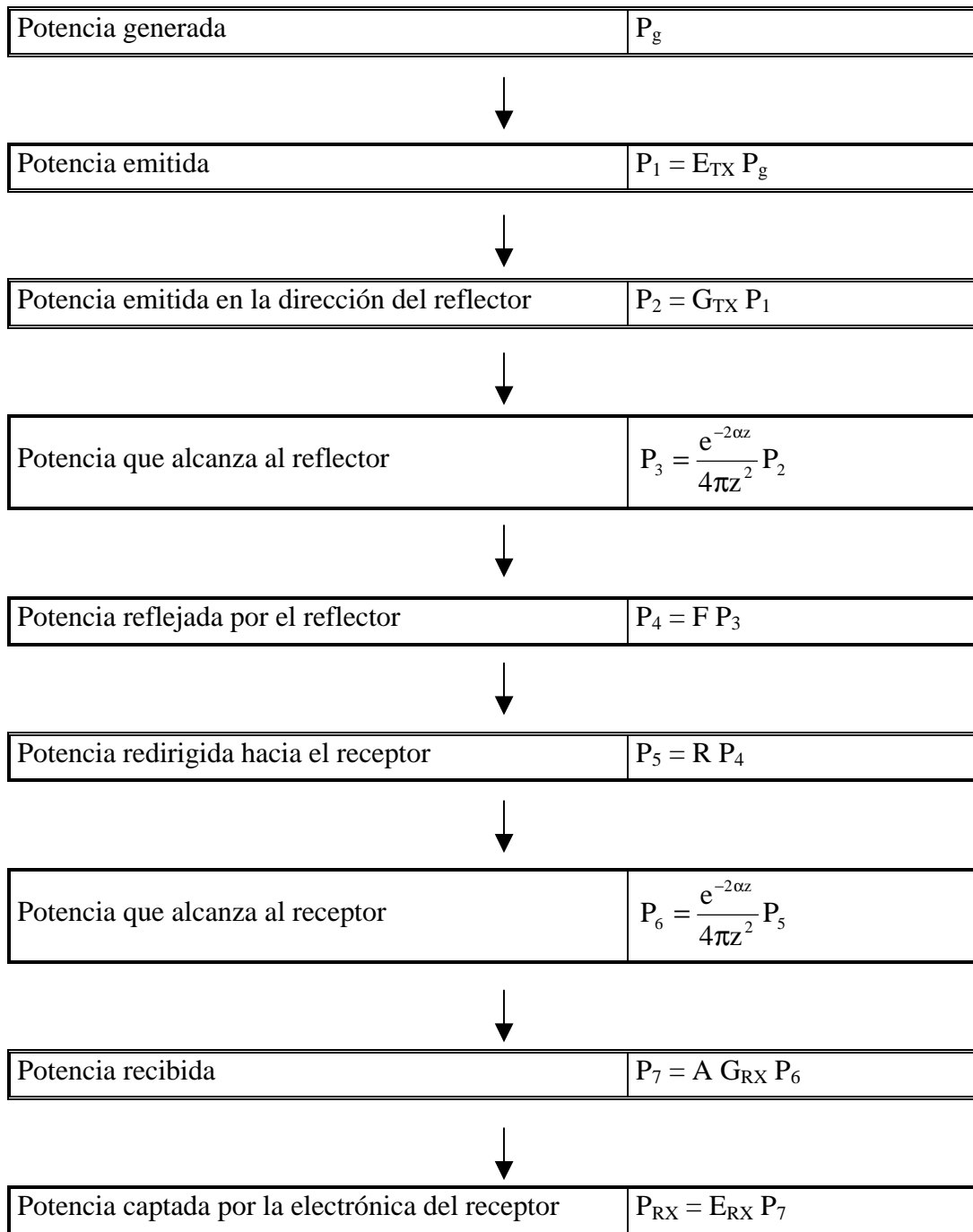


Figura 4.10. Esquema que muestra la relación entre la potencia generada por una antena y la potencia captada por un receptor tras una reflexión (Reynolds, 1997).

El rango de un radar (máxima penetración alcanzable) depende, además de los factores de atenuación ya mencionados, de otros factores. Todos los factores que intervienen se incluyen en el balance energético definido en las ecuaciones 4.16 y 4.18.

Reynolds (1997) considera dos grupos de materiales: los llamados de bajas pérdidas y los de altas pérdidas.

El rango del radar, R , en materiales de bajas pérdidas se define como:

$$R = 10D_2 \quad (4.19)$$

Siendo D_2 un parámetro que depende del tipo de reflector que se tenga, de las antenas emisora y receptora y de la frecuencia, definido mediante la expresión:

$$D_2 = \frac{-Q + 10 \log \left(\frac{E_{TX} E_{RX} G_{TX} G_{RX}}{64\pi^3} \right) + 10 \log(v^2) + 10[B_1 + (B_3 - 2) \log(f)]}{40 - 10B_2} \quad (4.20)$$

Donde Q se define en las ecuaciones 4.16 y 4.18.

En materiales de altas pérdidas, el rango R queda definido por (Reynolds, 1997):

$$R = \frac{D_2}{D_1} \quad (4.21)$$

siendo:

$$D_1 = \frac{2A}{40 - 10B_2} \quad (4.22)$$

Los parámetros B_1 , B_2 y B_3 y la energía que se refleja en el reflector y se dirige hacia el receptor (RF) dependen del tipo de superficie reflectora. En la tabla 4.1 se presentan valores de los parámetros B_1 , B_2 y B_3 y del producto RF para tres tipos de reflectores: plano y liso, plano y rugoso y puntual (Reynolds, 1997), siendo R el coeficiente de reflexión (ecuación 3.39) y a el radio del reflector finito.

Para el caso de un reflector plano, la señal que se registra tras una reflexión es una imagen de la fuente aunque reducida en intensidad según el coeficiente de reflexión R, radiando en dirección ascensional (hacia la superficie) desde una distancia dos veces mayor que la distancia entre el contacto y el emisor.

Tipo de reflector	RF	B ₁	B ₂	B ₃
Plano y liso	$\pi z^2 R$	$\log(\pi R)$	2	0
Plano y rugoso	$\pi \left(\frac{v^2}{16} f^2 + \frac{vz}{2} f \right) R$	$\log \left(\frac{\pi v R}{2} \right)$	1	-1
Finito (puntual)	$\frac{64\pi^5 a^6 f^4}{v^4} R$	$\log \left(\frac{64\pi^5 a^6 f^4}{v^4} \right)$	0	4

Tabla 4.1. Valores de los parámetros (RF), B₁, B₂ y B₃ para tres tipos de reflector (Reynolds, 1997).

Si el reflector es plano también pero su superficie presenta irregularidades (es rugoso, de superficie quebrada) es difícil definir el área eficaz del reflector. Según Cook (1975) este área se puede aproximar por la primera zona de Fresnel.

Para definir las zonas de Fresnel se supone una onda esférica producida por una fuente puntual que se propaga libremente, según el esquema de la figura 4.8. En ésta se muestra el foco, el frente de ondas Σ y dos puntos H y P. El punto H situado está situado a una distancia z_1 del foco y le llega un frente de ondas, Σ , de densidad de energía $E_H(z_1)$. El punto P situado a una distancia z_2 del foco. El frente de ondas que alcanza el punto P tiene una densidad de energía $E_P(z_2)$. La energía generada en el foco es E_0 (Casas, 1985).

El valor del campo eléctrico en el punto H y en el punto P del esquema de la figura 4.8 viene dado por las siguientes expresiones (Casas, 1985):

$$E_H(z_1) = \frac{E_0}{z_1} e^{i(\omega t - \gamma R)} \quad \text{y} \quad E_P(z_2) = \frac{E_0}{z_2} e^{i(\omega t - \gamma D)} \quad (4.23)$$

Donde E_0 es el valor del campo en el origen; z_1 es la distancia al punto H y z_2 es la distancia al punto P; $\gamma = 2\pi/\lambda = \omega/c$ es el número de onda; ω es la pulsación de la

onda; λ es la longitud de onda; $E_H(z_1)$ y $E_P(z_2)$ son la intensidad del campo eléctrico en los puntos H y P respectivamente.

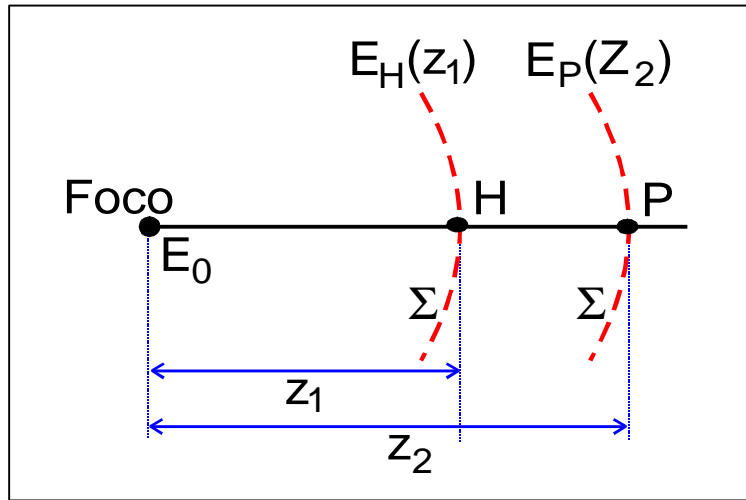


Figura 4.11. Esquema de la propagación de un frente de ondas esférico.

La vibración en los puntos del frente de ondas en P, E_P , se obtiene por la contribución de las ondas secundarias generadas en el frente (Σ) en un punto anterior, H. Es decir, que se consideran los puntos de Σ como centros emisores. Si la onda se supone completa y no hay obstrucciones en su trayectoria (no existe ninguna perturbación debida a fenómenos de difracción), la perturbación calculada por este método considerando a los puntos de Σ como emisores y sumando contribuciones, coincide con el valor de E_P obtenido mediante la fórmula 4.23.

Para hallar la contribución de todos los elementos de Σ a la vibración en el punto P se utiliza el método de Fresnel: se divide el frente de ondas Σ en zonas por medio de esferas con centro en P y donde sus radios son: $r_0 = HP$; $r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}$; $r_2 = r_0 + \frac{2\lambda}{2}$; ... , tal como se presenta en la figura 4.9.

Estas esferas definen las que se denominan zonas de Fresnel. En la figura 4.9 se pueden observar los radios d_1, d_2, d_3, \dots que definen a cada una de las zonas de Fresnel. El radio de la primera zona de Fresnel tiene la siguiente expresión:

$$d_1 = \left(\frac{\lambda^2}{4} + r_0 \lambda \right)^{\frac{1}{2}} \tag{4.24}$$

Estas zonas se llaman también semiperiódicas ya que las vibraciones emitidas por los puntos de las circunferencias que rodean al punto P (ver el esquema de la figura 4.9) llegan a P con una diferencia de $\lambda/2$, es decir, con una diferencia de fase de π radianes.

En las zonas en las que la longitud de onda de la irregularidad de la superficie es mayor que el diámetro de la primera zona de Fresnel se puede estimar la sección eficaz y por lo tanto el producto RF. En las zonas en las que la longitud de onda de la irregularidad de la superficie es menor que el diámetro de la primera zona de Fresnel la sección eficaz es difícil de estimar ya que no se puede considerar igual a la primera zona de Fresnel (Cook, 1975). Además, en este caso, el coeficiente de reflexión se reduce a consecuencia de una mayor dispersión de la energía debida a la superficie irregular.

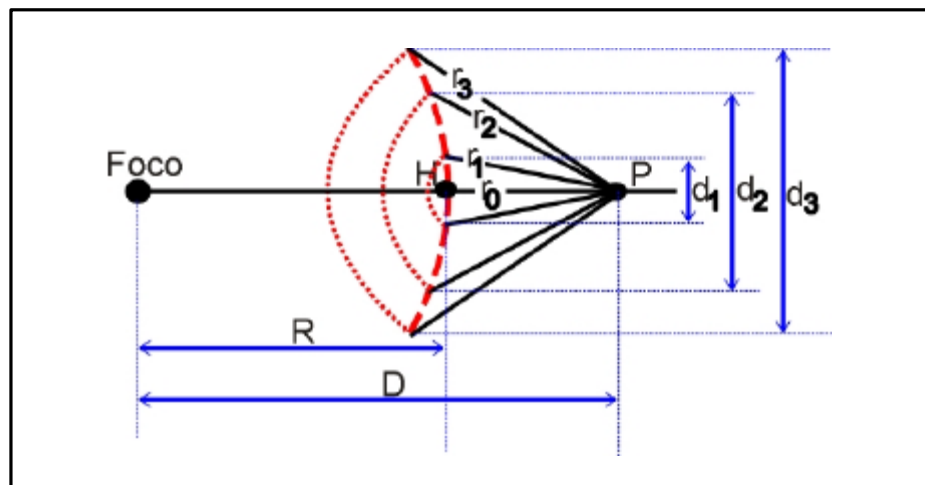


Figura 4.12. Esquema de las zonas de Fresnel.

En el caso de tener un reflector finito (o puntual), las características de la energía captada por el receptor quedan determinadas mediante la ley de Rayleigh de dispersión (para mayores detalles sobre este tema se puede consultar, por ejemplo, Cabrera et al., 1993 o Casas, 1987). Se considera que el reflector es finito y puntual si el radio del mismo, a , es menor que la longitud de onda de la radiación incidente. Según la ley de Rayleigh de dispersión el producto RF es un parámetro fuertemente dependiente de la frecuencia (a la cuarta potencia). Un ejemplo de materiales que responderían a este modelo de reflector es el caso de un medio formado por gravas o por guijarros. En este caso las unidades geológicas presentan bruscas variaciones a distancias más pequeñas que la longitud de onda

de la radiación incidente (por ejemplo radiada con una antena de frecuencia central 100 MHz). En este caso la energía dispersada es elevada, y el registro obtenido muestra pocos o ningún evento de reflexión coherente asociado a estos materiales. Sin embargo, esta característica del registro obtenido en este tipo de medios puede utilizarse durante la interpretación para caracterizar los materiales.

4.4. Resolución vertical y horizontal.

La resolución de un equipo se define como su capacidad para resolver elementos independientes en el subsuelo, ya sea en espesor (resolución vertical), ya sea en tamaño horizontal (resolución horizontal). Conocer la resolución del aparato en un medio dado permite saber cuál es la distancia mínima que debe existir entre dos reflectores (ya sea vertical u horizontal) para que éstos se registren como eventos separados.

La resolución vertical permite conocer la sensibilidad del equipo para diferenciar entre dos señales adyacentes en el tiempo como eventos diferentes. La resolución horizontal indica la distancia mínima que debe existir entre dos reflectores situados uno junto al otro horizontalmente (paralelos a la superficie del medio analizado) para que el aparato los detecte como eventos separados.

4.4.1. Resolución vertical.

La sensibilidad del equipo para distinguir dos señales adyacentes en el tiempo como eventos separados depende de la frecuencia de la emisión utilizada y de la duración del pulso. En un medio de tres capas (como el de la figura 4.10) la resolución se caracteriza considerando el espesor mínimo que debe tener la capa intermedia para que el aparato pueda detectarla, tal como recoge Lorenzo (1994).

La anchura de banda (en Hz) es inversamente proporcional a la duración del pulso (en ns), tal como se muestra en la figura 4.11, de manera que se cumple:

$$\Delta t = \frac{1}{\Delta f} \quad (4.25)$$

De esta forma, para una antena con frecuencia central de 500 MHz, la duración del pulso es de 2 ns. Si la antena es de 900 MHz la duración del pulso es de 1.1 ns; si es de 100 MHz su duración del pulso es de 10 ns; para una frecuencia central de 200 MHz la duración del pulso resultante es de 5 ns; para una frecuencia de 1 GHz esta duración es de 1 ns y para una frecuencia de 10 MHz se obtiene un valor de 100 ns.

La longitud equivalente del pulso que se propaga (en metros) es el producto entre la duración del pulso y la velocidad de la onda electromagnética en el medio por el que se está propagando. Esta longitud equivalente determina la resolución vertical que podremos esperar. A mayor longitud del pulso, menor resolución vertical.

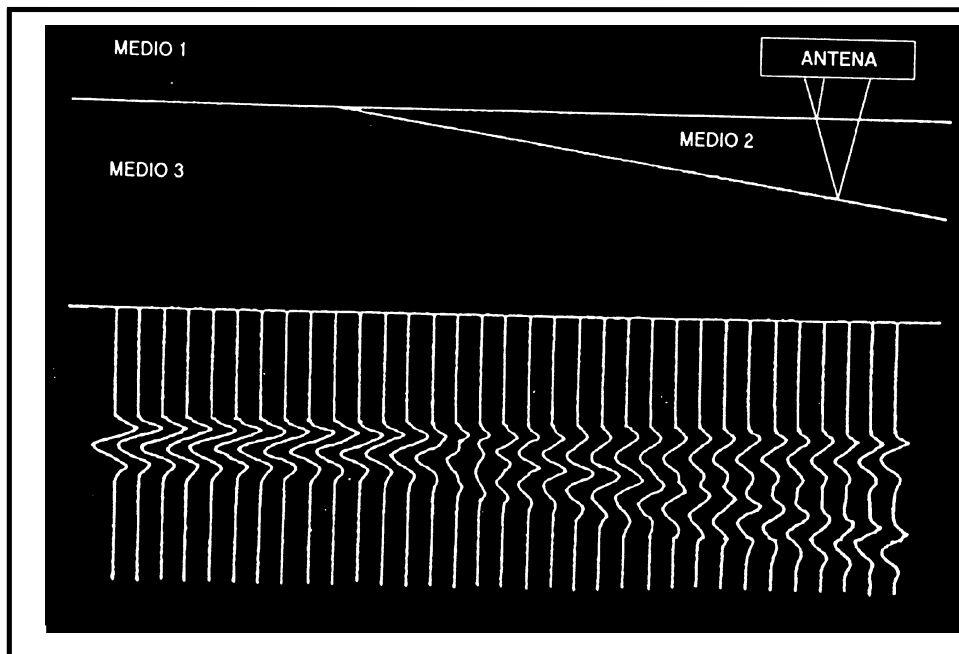


Figura 4.13. Esquema del registro obtenido en un medio en el que existen dos reflectores cuya distancia entre ellos varía (Lorenzo, 1994). A partir de una cierta distancia entre ambos, las anomalías pueden separarse en el registro como eventos diferentes.

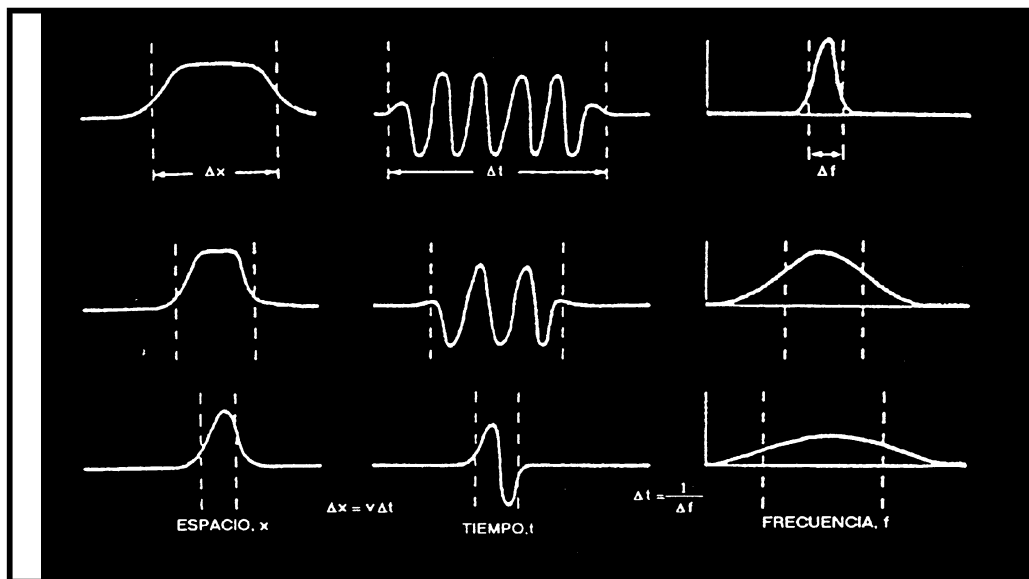


Figura 4.14. Relación entre la duración de una señal, la anchura del pulso y su anchura de banda (Lorenzo, 1994).

La separación entre los dos eventos de la figura 4.10 que permiten distinguir la capa intermedia es completa si cuando la señal incide en la superficie que separa al medio 2 del medio 3 la señal que ha incidido en la superficie superior que separa el medio 1 del medio 2 se ha reflejado en su totalidad. Con esto se asegura que no se produce solapamiento entre las dos señales reflejadas, que quedan registradas en el radargrama como eventos totalmente separados. Con esta consideración se define la resolución vertical, R_v a partir de la siguiente expresión (Lorenzo, 1994):

$$R_v = \frac{v}{\Delta f} = \frac{v\Delta t}{2} \quad (4.26)$$

Donde v es la velocidad de la onda en el medio, Δf es la banda de frecuencia y Δt es dos veces el periodo de la señal.

Si la distancia vertical (temporal) entre dos eventos es igual o mayor que el valor obtenido para R_v se pueden detectar como reflectores separados (ver la figura 4.10), ya que no se produce solape entre la energía procedente de las dos reflexiones.

En algunos casos, utilizando el georradar, se pueden detectar reflexiones de anomalías inferiores aunque se produzca interferencia con la primera reflexión. Esto sucede cuando la segunda reflexión es de mayor intensidad que la primera. Un caso que representa muy bien esta situación es cuando el segundo reflector es un elemento metálico.

En algunas ocasiones es posible separar las señales superpuestas siempre que se conozca la forma de la señal emitida y si la superposición se produce tras el primer cuarto de ciclo de la primera señal reflejada (Lorenzo, 1994). En estos casos se puede estimar la amplitud de esta primera señal reflejada, lo que permite efectuar un procesado para eliminarla del registro total, obteniendo una nueva traza en la que solo se tiene la segunda señal (Geophysical Survey, Inc., 1990). Esto permite estimar el tiempo de llegada de la segunda reflexión y, por lo tanto, conocer el espesor de la capa.

Por ejemplo, utilizando una antena de 100 MHz y considerando un suelo húmedo que presenta para esta frecuencia una velocidad de propagación de $v = 0.06$ m/ns, la duración del pulso es de $\Delta t = 10$ ns y la longitud de onda calculada como el producto del pulso por la velocidad es $\lambda = 60$ cm. Esto da, para este caso, una resolución vertical de $R_v = 15$ cm.

En el caso de un suelo agrícola con velocidad media de unos 77 mm/ns y considerando una antena de 100 MHz (es decir, se radia un pulso de duración 10 ns) la longitud de la onda en este medio es de 0.77 m, de forma que la resolución teórica esperada es de 20 cm. Si el mismo ensayo se realiza con una antena de 500 MHz (es decir, de una longitud de pulso de 2 ns, menor que en el caso anterior), la longitud de onda es de unos 15 cm, resultando la resolución vertical de 4 cm. La mejor resolución se alcanza cuando se trabaja con frecuencias más elevadas (como el ancho de banda es del mismo orden que la frecuencia central, lo que implica que la duración del pulso sea menor) o bien cuando las velocidades de propagación son más bajas.

En la figura 4.12 se presentan dos gráficas en las que se puede determinar el espesor mínimo detectable (resolución vertical) en función de la duración del pulso (figura 4.12.a) y de la frecuencia (figura 4.12.b). Podemos apreciar cómo mejora la resolución al utilizar frecuencias altas (señales con mayor ancho de

banda). Sin embargo, la resolución vertical que se tiene finalmente es peor que este valor teórico, a causa, principalmente, de la forma del pulso y de la respuesta del suelo.

Cuando tenemos una antena situada directamente sobre el suelo se produce un acoplamiento de la señal con el suelo. Esto quiere decir que la forma de la onda emitida por la antena no será la misma cuando sea transmitida al medio estudiado. El tren de ondas que se propaga hacia el interior del medio queda afectado (tanto en su forma, tipo y amplitud, o sea energía) por el material de dicho medio, que realiza un filtrado efectivo de la onda.

La longitud del pulso, en principio, disminuye conforme se aumenta la frecuencia. Pero este efecto sólo tiene lugar en el lóbulo principal de la emisión. Cuando se produce un acoplamiento con el suelo, y dependiendo de la eficiencia de transmisión, el tren de onda que penetra puede ser varias veces mayor que la longitud de onda teórica esperada para una antena dada. Si la onda que se propaga tiene un número determinado de ciclos con una duración total de t nanosegundos, la reflexión ocasiona una onda reflejada cuya complejidad es, como mínimo, igual a la de la onda incidente, si no mayor, y una duración más larga. Este alargamiento de la duración del pulso es consecuencia del efecto de filtrado que realizan los medios materiales, atenuando en mayor medida las altas frecuencias, de forma que la onda, conforme se propaga pierde las componentes de altas frecuencias. La complejidad de la forma del tren de onda de la emisión complica la interpretación de los registros y, desde luego, empeora la resolución vertical del aparato.

En la figura 4.12 también se observa que la velocidad de propagación es también un parámetro importante para calcular la resolución. Si se tienen dos superficies reflectoras en el interior de un medio, separadas verticalmente una distancia L (para las antenas que se emplean habitualmente esta distancia puede ser de unas decenas de centímetros), siendo la velocidad de la onda en el medio entre las dos superficies v , de forma que esta v es lo suficientemente alta para que el tiempo que transcurre mientras la onda recorre la distancia vertical L entre las dos superficies es menor que el periodo del tren de ondas, el segundo reflector no se puede resolver en el registro obtenido.

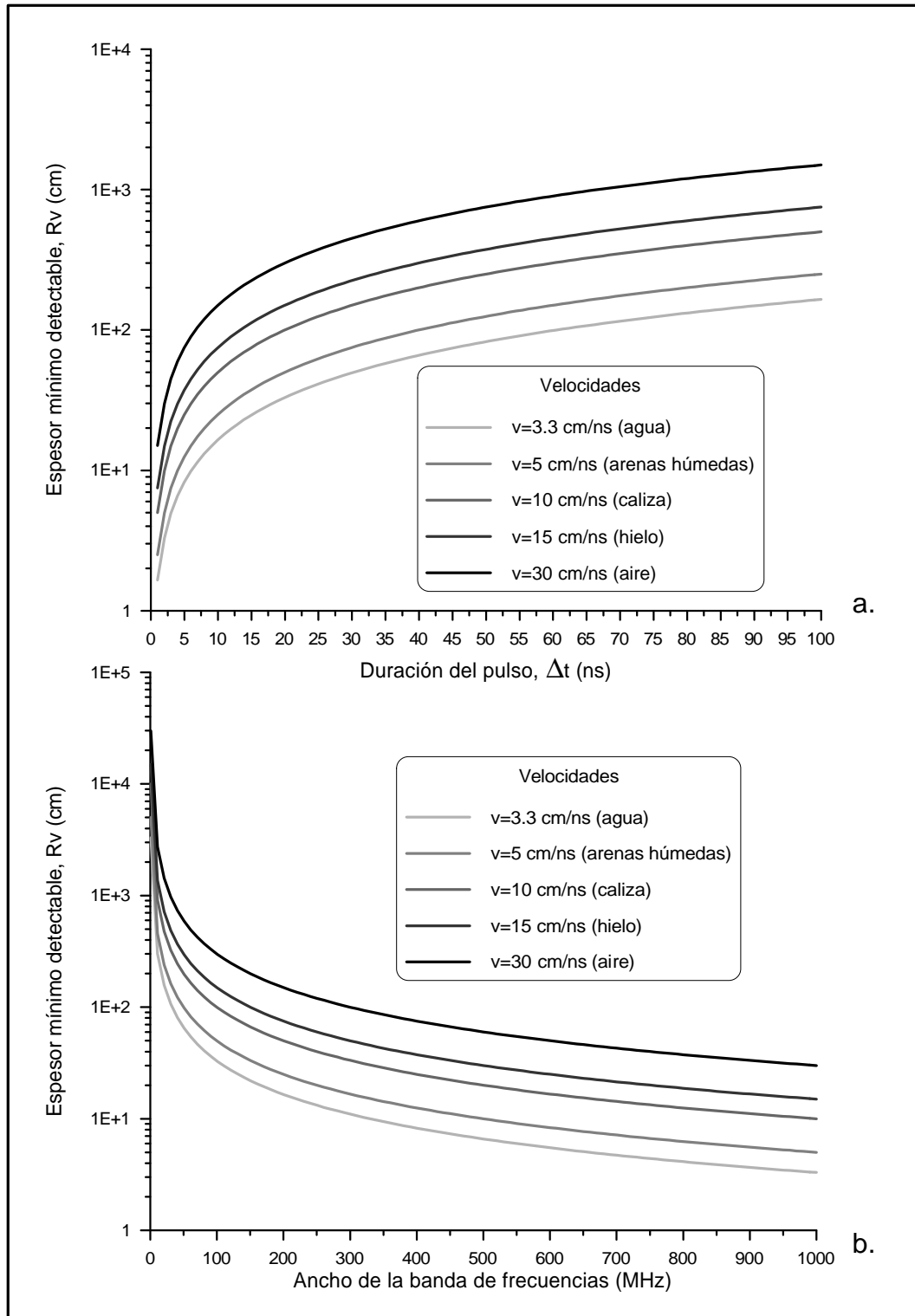


Figura 4.15. Espesor mínimo detectable para velocidades situadas entre la velocidad media del aire y la del agua frente a: a) duración del pulso (en ns) y b) frecuencias (en MHz).

La resolución vertical de una antena aumenta cuando se produce una disminución de la velocidad de propagación de la onda en el medio. Por ejemplo, cuando se registran reflexiones en oquedades, la resolución es mejor si estas oquedades están llenas de agua en lugar de aire. La onda se propaga más lentamente. Por ello es posible distinguir la reflexión producida en el contacto superior (medio-agua) de la producida en el contacto inferior (agua-medio), para una separación entre estas superficies reflectoras menor que la que debería haber en el caso de la oquedad llena de aire para tener la misma capacidad de resolución.

Otra forma de mejorar la resolución vertical de un equipo es diseñar antenas que generen señales de menor duración. Sin embargo, si disminuimos Δt aumentaremos $\Delta\omega$, siendo ésta el ancho de banda del espectro (ver la figura 4.12).

Con todo, en este caso al mejorar la resolución se limita la penetración de la señal.

4.4.2. Resolución horizontal.

La resolución horizontal se define como la capacidad del aparato para resolver un reflector y su geometría. Depende de la velocidad de desplazamiento de la antena y del número de pulsos emitidos por segundo (el producto de estos dos factores es el número de pulsos emitido por unidad de longitud del terreno analizado), de la geometría del haz emitido (cono de emisión), de la sección eficaz del reflector (primera zona de Fresnel) y de la profundidad a la que se localiza el reflector.

La velocidad de la antena y el número de trazas por segundo son dos factores que se pueden controlar. No ocurre lo mismo con la geometría del haz emitido, que depende de las características de la antena y de las del medio. Este haz se puede considerar aproximadamente como cono de energía que intersecta con la superficie del reflector, iluminando un área que se denomina huella de la antena.

La primera zona de Fresnel describe el área mínima detectable. Los rasgos del medio con dimensiones menores no se detectan. Por ejemplo, en un suelo húmedo en el que se propaga la onda con una velocidad de 0.06 m/ns, el radio de la primera zona de Fresnel es de 43 cm (ecuación 4.24) si se utiliza una antena de 500 MHz y la superficie reflectora está a 1.5 m de la antena. Esto indica que se pueden detectar elementos de diámetro medio mayores que 90 cm.

El tamaño finito de esta superficie de incidencia del cono de energía afecta tanto a la resolución vertical como a la horizontal. Para la resolución horizontal, cuanto mayor sea la primera zona de Fresnel, peor será el coeficiente de resolución horizontal. Un cono estrecho mejora considerablemente la resolución. La anchura del cono de emisión afecta la resolución vertical cuando las superficies reflectoras están fuertemente inclinadas o cuando las irregularidades de la superficie son grandes comparadas con la longitud de onda de la energía incidente.

Son varios los criterios que se pueden considerar para determinar la resolución horizontal.

Según algunos autores, tal como lo recoge Reynolds (1997), la resolución horizontal también es inversamente proporcional a $\alpha^{1/2}$, siendo α el factor de atenuación. Esto indica que el valor de la resolución horizontal es mayor en un medio altamente atenuante, mientras que empeora en medios no atenuantes.

Otro criterio es el que proporcionan Conyers y Goodman (1997). Con éste se define la huella de la antena como la intersección entre el cono de energía radiado y la superficie reflectora, es decir, como el área iluminada por la antena (figura 4.13), a la que le otorgan un radio, r_a definido como:

$$r_a = \frac{\lambda}{4} + \frac{h}{\sqrt{\epsilon_r + 1}} \quad (4.27)$$

Donde h es la distancia vertical entre la antena y la superficie reflectora y ϵ_r la permitividad relativa promedio del material comprendido entre ambas.

Lorenzo (1994) también recoge otro criterio para determinar la resolución horizontal. Considera que un elemento de dimensiones finitas queda perfectamente determinado cuando el número de trazas, n_t , que alcanza el reflector es suficientemente grande. Si el número de trazas incidentes en el objeto es demasiado pequeño, éstas quedan recogidas en el radargrama como eventos aislados que no proporcionan información. Para determinar el valor de n_t propone la siguiente relación:

$$nt = (tr/s) \frac{2h}{va} \quad (4.28)$$

Donde h es la separación entre la antena y el objeto, va es la velocidad de desplazamiento de la antena y (tr/s) es el número de trazas por segundo que se registran. Este último parámetro se selecciona previamente a la adquisición de datos. La ecuación 4.28 se ha obtenido considerando que la semianchura del lóbulo principal es un ángulo de 45° .

El mínimo valor de nt que permite identificar el objeto en el radargrama es la resolución horizontal. Lorenzo (1994) recoge la propuesta de otros autores en la que se indica que un elemento es resoluble cuando sobre él inciden más de 20 trazas.

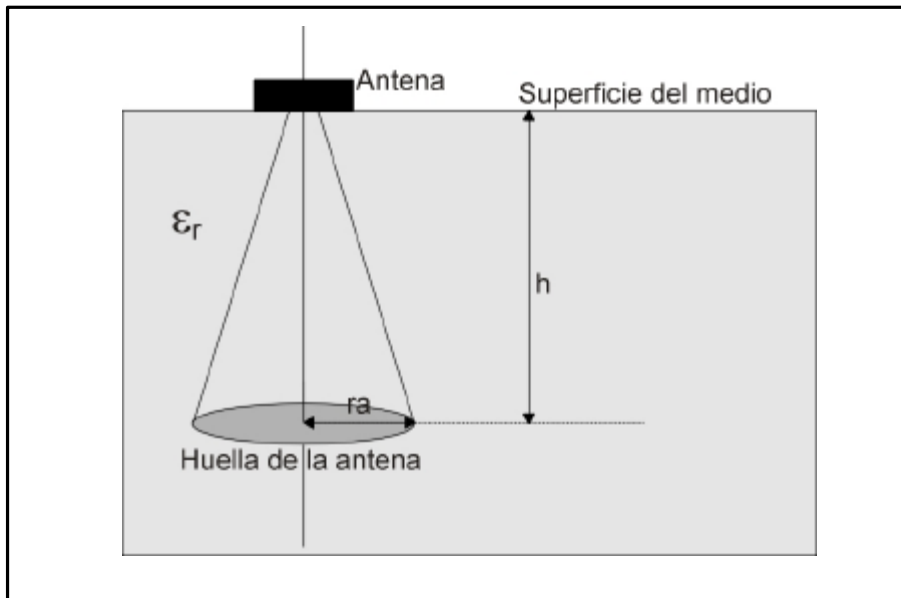


Figura 4.16. Esquema que muestra el área iluminada por la antena a una profundidad h desde la superficie del medio.

Finalmente, la resolución se ve afectada por el tratamiento realizado sobre la señal. Por ejemplo, si se realiza una suma de trazas (“*stacking*”). Cuando se aplica este tratamiento para mejorar la relación señal/ruido, la resolución horizontal empeora.