

Viabilidad de un Radar Bi-Estático para la Detección del Estado del Pavimento.

Autor: Milangela Deluque Moreno

Director1: Juan Vicente Balbastre

Resumen — En este trabajo se evalúa la viabilidad de un sistema radar bi-estático usado para la detección del mal estado de la carretera debido a condiciones climáticas adversas, que suelen depositar capas de meteoros de nieve, hielo o agua sobre el asfalto. En primer lugar se ha escogido la frecuencia más adecuada para tal sistema, de entre todas las frecuencias disponibles desde un punto de vista reglamentario. Para el análisis se ha creado un modelo multicapa de dieléctricos equivalente a las capas del firme de la carretera y se realizó un análisis exhaustivo del modelo matemático del comportamiento electromagnético de dichas capas, al ser iluminadas por ondas electromagnéticas polarizadas linealmente. También se calcula la atenuación por reflexión causada por estas capas.

Abstract — In this work the feasibility of a bi static radar system used for the detection of the bad road conditions due to adverse climatic conditions, that usually deposit meteor layers of snow, ice or water on asphalt is evaluated. First of all, the most suitable frequency is chosen among all the frequencies available for such a system from a regulatory point of view. For the analysis a multilayer dielectrics model equivalent to the layers of the road is presented and an exhaustive analysis of the mathematical model of the electromagnetic behavior of these layers, when are illuminated by linearly polarized waves is realized. Also the attenuation by reflection caused by these layers is calculated.

Contenido

I	INTRODUCCIÓN: DISPERSION DE LAS ONDAS ELECTROMAGNETICAS	3
I.1	IDENTIFICACIÓN DE FRECUENCIAS DISPONIBLES Y DETERMINACIÓN DE MARGEN DE ÁNGULOS DE INCIDENCIA.	4
II	ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE LOS DIFERENTES MEDIOS PRESENTES EN LA CARRETERA (AGUA, HIELO, NIEVE Y ASFALTO).....	4
III	CLASIFICACIÓN DEL TIPO DE REFLECTOR.	8
III.1	MODELO DE UNA SUPERFICIE RUGOSA.	11
III.2	METODOS PARA CALCULAR LA DISPERSIÓN DE LAS ONDAS ELECTROMAGNETICAS SOBRE SUPERFICIES RUGOSAS.	14
III.3	LA APROXIMACIÓN DE KIRCHHOFF (SOLUCIÓN GENERAL).	15
IV	DESARROLLO DE LOS MODELOS POLARIMÉTRICOS DE CLUTTER.....	17
IV.1	REFLEXIÓN EN UN DIELECTRICO PERFECTO.	17
IV.1.1	Incidencia TE.....	18
IV.1.2	Incidencia TM	20
IV.2	REFLECTIVIDAD CUANDO UNA ONDA ELECTROMAGNETICA INCIDE OBLICUAMENTE SOBRE DISCONTINUIDADES PLANAS.	23
IV.2.1	Incidencia TE.....	24
IV.3	ATENUACIÓN POR REFLEXIÓN EN DISCONTINUIDADES PLANAS.....	31
V	CONCLUSIONES.....	37
	AGRADECIMIENTOS	38
	BIBLIOGRAFÍA.....	38
	ANEXOS	39

I INTRODUCCIÓN: DISPERSION DE LAS ONDAS ELECTROMAGNETICAS

Cuando una onda electromagnética incide sobre la discontinuidad entre dos medios diferentes, la cantidad de energía que se refleja depende de la longitud de onda, del ángulo de incidencia y de las propiedades electromagnéticas (permitividad, permeabilidad y conductividad) de dichos medios. Si la superficie es perfectamente plana, la onda reflejada se puede obtener a partir de las leyes de la óptica geométrica (reflexión especular y la ley de Snell de refracción), mientras que si la superficie es rugosa, la energía reflejada se dispersa en varias direcciones en una componente especular y una componente difusa; la componente especular es una reflexión igual a la producida por una superficie lisa y obedece a las leyes de la óptica geométrica, mientras que la componente difusa es un fenómeno poco directivo y en consecuencia la energía reflejada se dispersa en múltiples direcciones.

En la realidad, la mayor parte de las superficies naturales no son reflectores especulares ni difusos, sino una mezcla de ambos. La reflectividad de la superficie depende del grado de rugosidad de esta, al ser comparada con la longitud de onda incidente. Así, la misma superficie puede resultar rugosa para determinadas longitudes de onda, mientras que para otras longitudes de onda puede ser lisa. De igual forma, una superficie puede resultar rugosa a una frecuencia dada, para un determinado ángulo de incidencia, mientras que para otro ángulo de incidencia puede comportarse como una superficie lisa.

Para el cálculo de la dispersión de ondas electromagnéticas que inciden sobre las superficies consideradas en este trabajo, primero hemos determinando para qué valores de longitud de onda, rugosidad y ángulos de incidencia, la reflexión pasa de ser especular a ser difusa o lo que es lo mismo, cuando una superficie lisa se convierte en una superficie rugosa.

Además de tener en cuenta el tipo de superficie, lisa o rugosa, sobre la cual incide la onda electromagnética, también hay que tener en cuenta las pérdidas del medio, puesto que si la onda incide sobre un medio con elevadas pérdidas, la energía refractada es absorbida rápidamente de forma exponencial, de manera que, posiblemente la energía no llegue a alcanzar posteriores discontinuidades. Sin embargo, cuando el medio tiene bajas pérdidas y hay sucesivas discontinuidades, se producen múltiples reflexiones/refracciones entre estas, cuyo efecto se puede modelar mediante la teoría de líneas de transmisión.

I.1 IDENTIFICACIÓN DE FRECUENCIAS DISPONIBLES Y DETERMINACIÓN DE MARGEN DE ÁNGULOS DE INCIDENCIA.

Como se ha mencionado antes, se han definido a priori las posibles frecuencias y los ángulos de incidencia de trabajo.

Para la definición de las frecuencias, se tuvieron en cuenta los siguientes criterios.

- Asignación de frecuencias según el Reglamento de Radiocomunicaciones (RR) de la Unión Internacional de Telecomunicaciones (UIT) para aplicaciones radar.
- Rangos de frecuencias utilizados por la Dirección General de Tráfico (DGT) y otros organismos, para radares de tráfico.
- Disponibilidad de los diferentes componentes que conforman el sistema radar para la detección de firme deslizante (antenas, LNA, osciladores, etc.)

Las frecuencias seleccionadas según los criterios anteriores son: 2,45 GHz, 9,9 GHz, 12 GHz, 18 GHz, 27 GHz y 64 GHz.

Para la definición de los ángulos de incidencia se consideraron calzadas de 7, 8, o 10m de anchura, y las antenas transmisora y receptora estarán ubicadas a 1 o 2m de la calzada a una altura de 4, o 5m, como se muestra en la figura 1. Para cada una de las configuraciones posibles se ha calculado los ángulos mínimos y máximos que permitan un cubrimiento total de la calzada, los cuales están comprendidos entre $14,03^\circ$ y $75,96^\circ$.

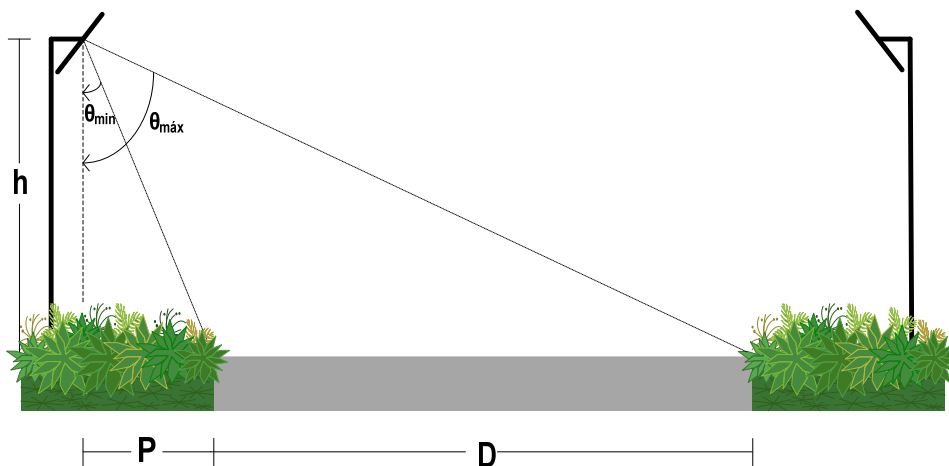


Fig. 1. Disposición de las antenas respecto a la calzada

II ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE LOS DIFERENTES MEDIOS PRESENTES EN LA CARRETERA (AGUA, HIELO, NIEVE Y ASFALTO).

Consideremos ahora el firme de una carretera (pavimento), que está formado normalmente por una superposición de capas de distinto material, como se muestra en la “Fig.2”, a las que habría que añadir capas de agua o hielo, según las condiciones meteorológicas adversas que se den.

La onda electromagnética generada por la antena transmisora, incidirá entonces sobre una superposición de medios dieléctricos, por lo que es necesario definir previamente los posibles modelos multicapa que representaran el firme de la carretera.

Utilizando las ecuaciones (1 y 2), que constituyen la solución de onda plana de las ecuaciones de Maxwell, para describir la onda incidente sobre el modelo equivalente de carretera mostrado en la “Fig.2”,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-jk\hat{k}\cdot\vec{r}} \quad (1)$$

$$\vec{H} = \frac{\hat{k}}{\eta} \times \vec{E}_0 e^{-jk\hat{k}\cdot\vec{r}} \quad (2)$$

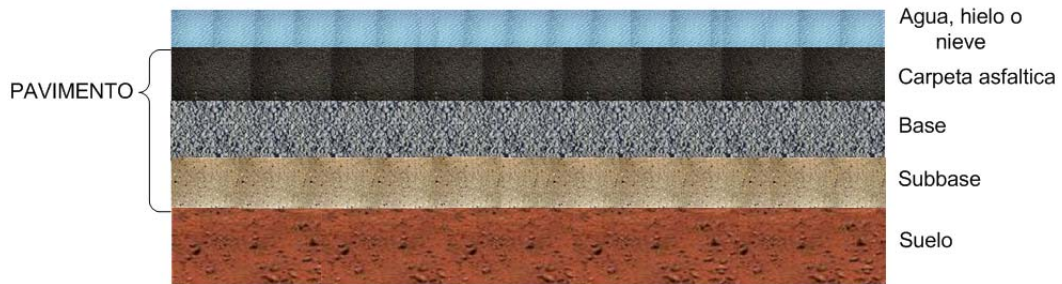


Fig. 2. Modelo equivalente de una carretera en presencia de meteoros

Donde k es el número de onda y η la impedancia intrínseca (generalmente ambos son números complejos) y la onda se propaga en dirección \hat{k} .

$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} = k' - jk'' = \beta - j\alpha \quad (3)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \eta' - j\eta'' \quad (4)$$

Si reemplazamos en (1) el valor de k en la expresión del campo eléctrico que se obtiene es:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-jk\hat{k}\cdot\vec{r}} = \vec{E}_0 e^{-\alpha\hat{k}\cdot\vec{r}} e^{-j\beta\hat{k}\cdot\vec{r}} \quad (5)$$

Se deduce que la onda se atenúa con constante α a medida que se propaga en la dirección \hat{k} con constante de fase β .

El módulo del vector de Poynting medio disminuirá a medida que la onda se propague, es decir el medio absorbe la energía de la onda, o dicho de otra manera, es un medio con pérdidas. En la “Fig 3” se muestra el comportamiento de este tipo de medio.

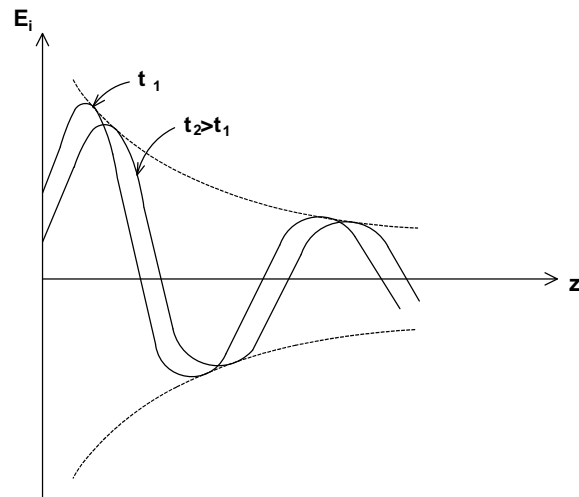


Fig. 3. Campo eléctrico en un medio con pérdidas

Los diferentes medios de los que se compone el firme de la carretera (asfalto, grava, arcilla,...), así como los meteoros presentes sobre éste (agua, hielo y nieve) son medios con pérdidas, es decir, la onda se atenúa conforme avanza por ellos.

Se han realizado unas rutinas en matlab para averiguar la máxima penetración de la onda descrita por la ecuación (1), a las distintas frecuencias de nuestro análisis, al incidir sobre cualquiera de los medios en cuestión.

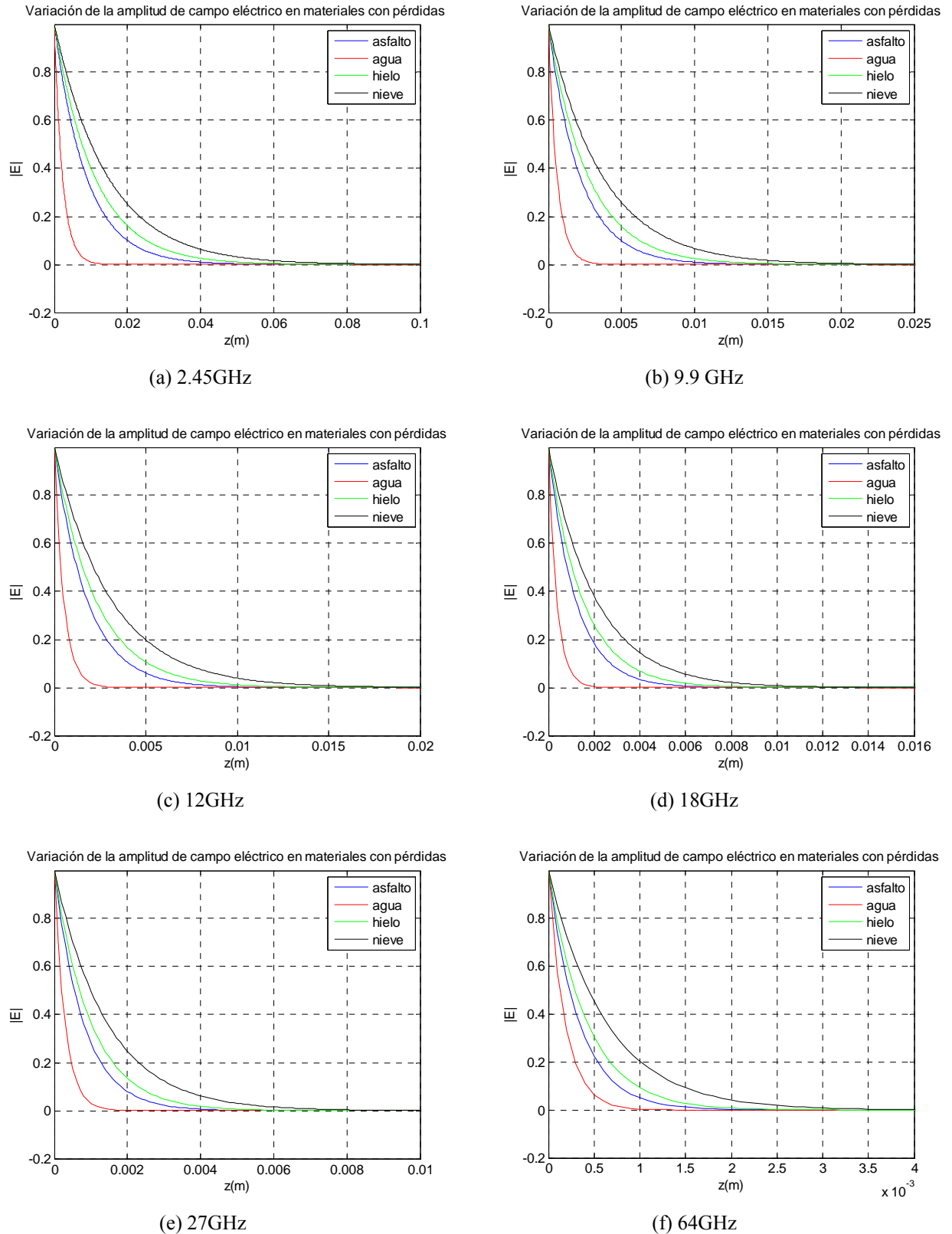


Fig. 4. Profundidad de penetración de las ondas electromagnéticas en diferentes superficies con pérdidas

Si observamos la “Fig. 4”, la máxima penetración del campo eléctrico sobre el asfalto es 6 cm a la frecuencia 2,45GHz, si tenemos en cuenta que en la mayoría de las carreteras en la realidad, el espesor de la capa de asfalto es igual o superior a 10 cm (valor recomendado por el Instituto

Norteamericano del asfalto – INA) y, para nuestro análisis podemos aproximar el asfalto a un medio de espesor semiinfinito independientemente de la frecuencia. Sin embargo el espesor de las capas de hielo, agua o nieve depositadas sobre el asfalto, puede ser muy variable en la realidad (dependiendo de las condiciones meteorológicas), por lo que los valores registrados para estos medios en la “Fig 4”, deben ser tenidos en cuenta con rigurosidad. La profundidad de penetración de una onda, δ , viene dada por la siguiente ecuación

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (6)$$

Y en la siguiente tabla se muestran los valores máximos de penetración del campo eléctrico, para los distintos medios y frecuencias de análisis.

	Frecuencia (GHz)					
	2,45	9,9	12	18	27	64
Nieve	0,09	0,04	0,03	0,02	0,015	0,008
Hielo	0,07	0,03	0,02	0,01	0,008	0,003
Asfalto	0,06	0,02	0,015	0,012	0,01	0,005
Agua	0,02	0,004	0,003	0,0025	0,002	0,0012

Tabla 1. Profundidad de penetración de las ondas en diferentes medios dada en metro

Considerando la capa de asfalto semi-infinita a cualquier frecuencia, nuestro modelo multicapa para la representación del firme de la carretera es el que se ve en la “Fig 5”.



Fig. 5. Modelo de superficies para desarrollar los modelos de clutter.

Además, teniendo en cuenta que para frecuencias superiores a 9,9 GHz la profundidad de penetración en el agua es muy pequeña, únicamente consideraremos las frecuencias de 2,45 y 9,9 GHz para el diseño del radar.

III CLASIFICACIÓN DEL TIPO DE REFLECTOR.

Una vez definido el modelo equivalente para desarrollar los modelos de clutter, se ha de clasificar el tipo de comportamiento que tendrá la carretera cuando una determinada onda incida sobre ella, es decir como qué tipo de reflector (liso o rugoso) se comportará, ya que de esto dependerá la dispersión que se produzca. Para establecer el grado de rugosidad de una superficie existen diversos criterios, los cuales, en general, determinan el grado de rugosidad de la superficie teniendo en cuenta la altura media de las rugosidades, el ángulo de incidencia de la onda y la longitud de onda de la misma.

El criterio de Rayleigh, por ser el más sencillo, es el más utilizado en la actualidad para determinar el grado de rugosidad de una superficie y será sobre el cual basaremos nuestro análisis.

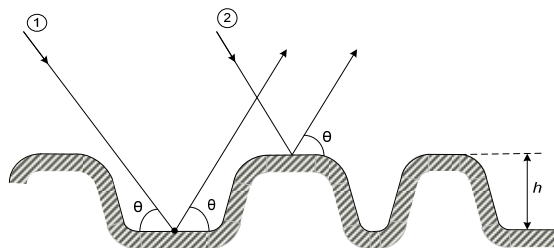


Fig. 6. Criterio de Rayleigh

Como se muestra en la “Fig.6”, Rayleigh propone considerar 2 rayos que inciden sobre una superficie con irregularidades de altura h y con un ángulo de incidencia θ . La diferencia de caminos entre los dos rayos es entonces:

$$\Delta r = 2h \sin \theta \quad (7)$$

Por lo tanto la diferencia de fase es:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r = \frac{4\pi h}{\lambda} \sin \theta \quad (8)$$

Si la diferencia de fase es pequeña, se puede considerar que los dos rayos se encuentran en fase y por tanto la superficie es lisa. Si la diferencia de fase aumenta hasta llegar a $\Delta \varphi = \pi$, los dos rayos estarán en contrafase y por consiguiente se cancelarán. Si no hay flujo de energía en esta dirección, esto quiere decir que la energía se ha distribuido en diferentes direcciones y por tanto se considera una superficie rugosa. Así, para $\Delta \varphi = \pi$ la superficie es rugosa mientras que para $\Delta \varphi = 0$ la superficie es lisa. En base a esto, Rayleigh propuso como límite entre las superficies lisas y las rugosas el valor $\Delta \varphi = \frac{\pi}{2}$ (valor medio entre los dos casos) el cual lleva a:

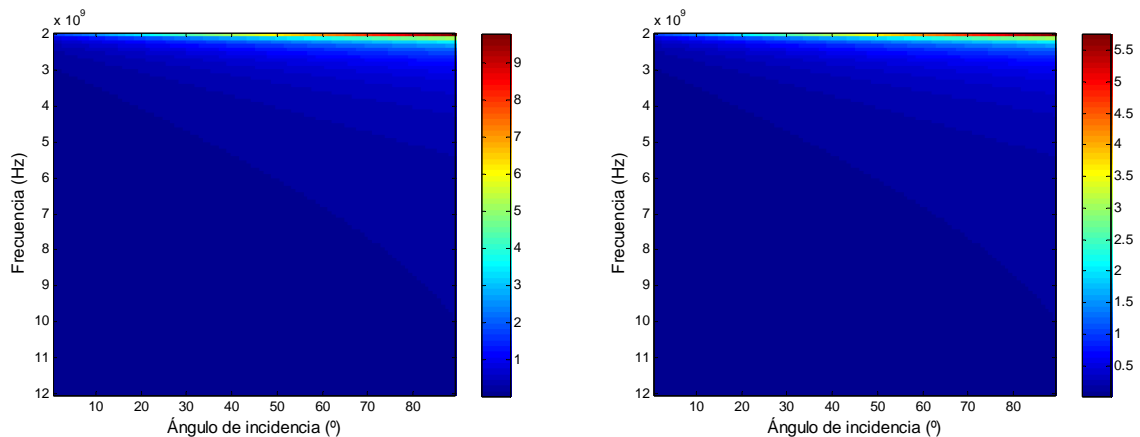
$$h < \frac{\lambda}{8 \sin \theta} \quad (9)$$

Esta es la relación conocida como “Criterio de Rayleigh” e indica que si una superficie cumple con este criterio, ésta se puede considerar como una superficie lisa.

La manera más segura de expresar la idea básica del criterio de Rayleigh es forzar que $\Delta \varphi = 0$, de forma que se consiga una superficie efectivamente lisa (independientemente de su rugosidad real), cuando se cumpla alguna de estas dos condiciones

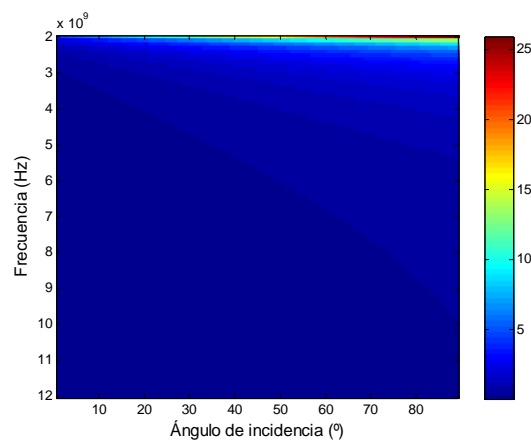
$$\frac{h}{\lambda} \rightarrow 0 \quad \text{ó} \quad \theta = 0 \quad (10)$$

Se ha calculado el error de de fase para distintos tipos de asfalto y cemento, en un margen de frecuencias entre 2 y 12 GHz y para ángulos de incidencia comprendidos entre 1° y 89°. En la “Fig 7” se muestran los resultados.



(a) Asfalto liso

(b) Cemento liso



(c) Asfalto rugoso

Fig. 7. Diferencia de fase obtenida mediante el modelo de dos rayos de Rayleigh para distintos tipos de calzada

Podemos observar que para nuestras frecuencias de trabajo (2.45 GHz y 9.9 GHz), la superficie puede ser considerada lisa

Aplicando el criterio de Rayleigh, a las superficies en estudio, a las frecuencias de interés y para los ángulos de incidencia ya definidos, obtenemos la tabla 2

Angulo de incidencia (°)	Frecuencia (GHz)	
	2,45	9,9
5	175,61	43,46
10	88,14	21,81
15	59,13	14,63
20	44,75	11,07
25	36,21	8,96
30	30,61	7,57
35	26,68	6,60
40	23,81	5,89
45	21,64	5,35
50	19,98	4,94
55	18,68	4,62
60	17,67	4,37
65	16,88	4,17
70	16,28	4,03
75	15,84	3,92
80	15,54	3,84
85	15,36	3,80
90	15,30	3,78

Tabla 2. Criterio de Rayleigh (h_{ray} en mm)

III.1 MODELO DE UNA SUPERFICIE RUGOSA.

Las superficies que queremos describir, así como la mayoría de las superficies reales, no están definidas explícitamente, por lo que solo pueden ser caracterizadas por su comportamiento estadístico.

La estadística de una superficie rugosa vienen descrita por dos parámetros: la altura rms de la rugosidad (s) y la función de autocorrelación de la superficie ($p(r)$). En un estudio sobre la dispersión de ondas milimétricas sobre varias superficies [1], se obtuvo s de muestras de alturas discretas $h_i(x_i)$ a un espaciado Δ_x , escogido tal que $\Delta_x \leq 0.1\lambda$, para superficies de asfalto liso, asfalto rugoso y cemento. En los perfiles resultantes de estas superficies, la mayoría de las rugosidades exhibieron una distribución gaussiana de media cero y desviación típica igual a s . En la "Fig.8" se muestra el histograma de medidas de las rugosidades en el caso del asfalto rugoso, comparado con la función de densidad de probabilidad Gaussiana.

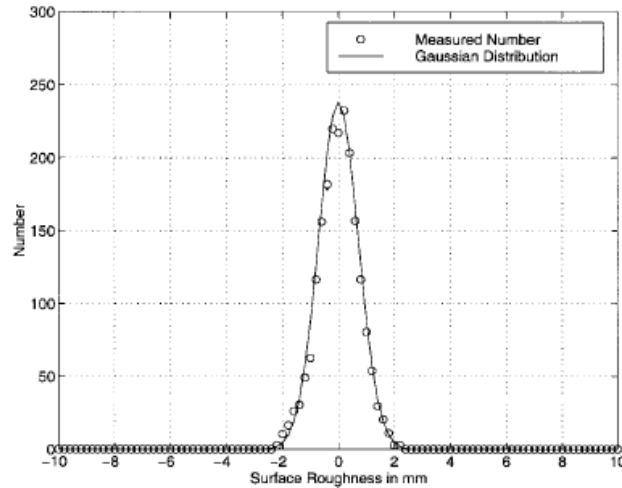


Fig. 8. Distribución de Rugosidades del asfalto Rugoso.

A partir de ahora, tendremos en cuenta los valores encontrados en el citado estudio y asumiremos que las rugosidades de las superficies de interés (asfalto liso, asfalto rugoso y cemento liso) se pueden modelar mediante una variable aleatoria gaussiana de media nula y desviación típica (s) de 0.2 mm para el cemento, 0.34 mm para el asfalto liso y 0.9 mm para el asfalto rugoso.

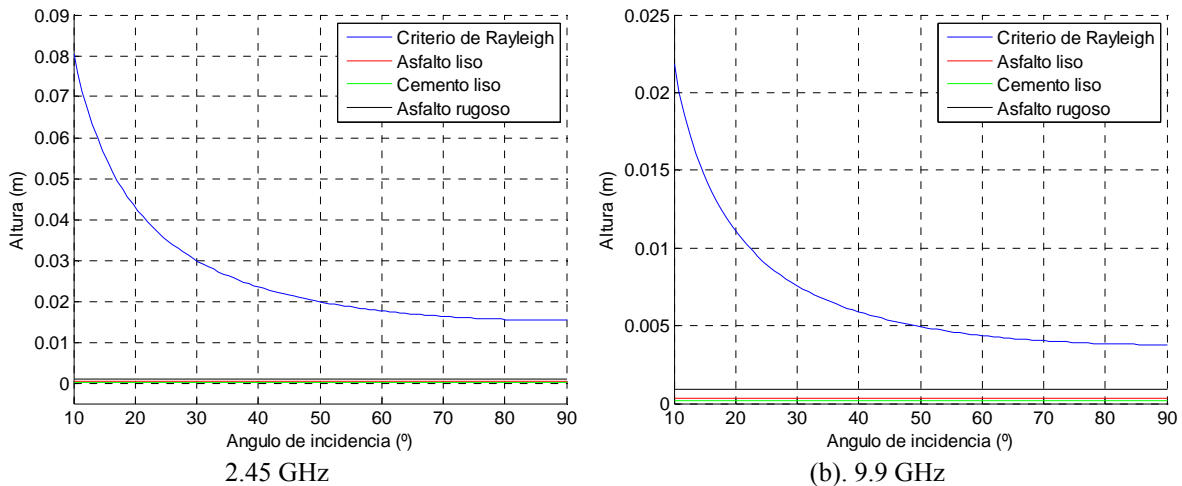


Fig. 9. Altura calculada mediante el criterio de Rayleigh vs desviación típica de cada tipo de superficie.

En la “Fig.9” se ha comparado el criterio de Rayleigh con la desviación típica de cada tipo de superficie. En dicha figura se puede observar que para las frecuencias seleccionadas, la desviación típica se encuentra muy por debajo de la curva de Rayleigh para todas las superficies y todos los ángulos de incidencia, por lo tanto una vez más podemos constatar que bajo nuestros parámetros de trabajo, se comportan como superficies lisas.

Para poder clasificar las superficies mediante un indicador numérico, se ha calculado la probabilidad de que la rugosidad esté por encima del criterio de Rayleigh para cada una de las

superficies. Teniendo en cuenta que la rugosidad es una variable aleatoria gaussiana, su función de densidad de probabilidad es:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (11)$$

donde μ es la media (0) y σ es la desviación típica (σ^2 es la varianza).

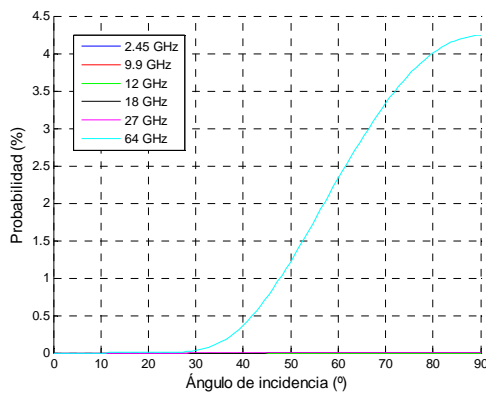
La función de distribución de probabilidad se obtiene a partir de (10) como:

$$F(h) = \int_{-\infty}^h f(x) dx = P(x < h) \quad (12)$$

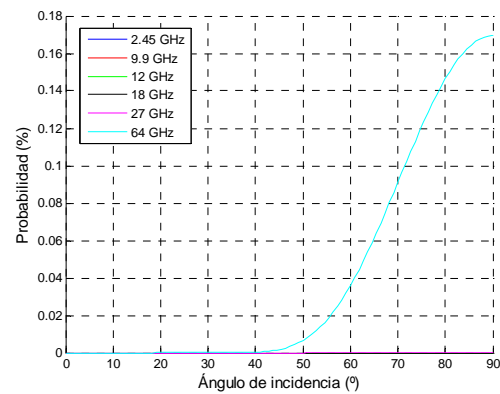
Y la probabilidad de que la rugosidad supere el límite de Rayleigh, descrita en [2] viene dada por:

$$P(x > h) = \int_h^{\infty} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx = \frac{1}{2\sqrt{2\sigma}} \operatorname{erfc}(h) \quad (13)$$

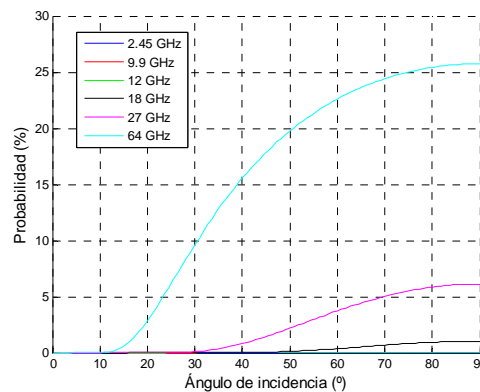
Se ha calculado esta probabilidad está probabilidad.



(a) Asfalto liso



(b) Cemento liso



(c) Asfalto rugoso

Fig. 10. Probabilidad de que la altura de las rugosidades de estén por encima del valor del criterio de Rayleigh.

En la “Fig.10” se puede observar una vez más, que para las frecuencias de interés (2.45GHz y 9.9GHZ), la probabilidad de que las alturas de las rugosidades estén por encima del criterio de Rayleigh, es prácticamente despreciable. Se ha calculado también la misma probabilidad para todo el abanico de frecuencias propuesto al principio de este trabajo y se puede observar como a 64 GHz, la probabilidad es significativa para un margen angular amplio en las 3 superficies. A 27 GHz esta probabilidad es significativa únicamente en el caso de la superficie más rugosa, por lo que sería necesario para estas frecuencias, considerar los modelos que tienen en cuenta de manera rigurosa la rugosidad de las superficies. En el apartado siguiente se realiza una descripción somera de alguno de estos modelos [3-5].

III.3 METODOS PARA CALCULAR LA DISPERSIÓN DE LAS ONDAS ELECTROMAGNETICAS SOBRE SUPERFICIES RUGOSAS.

Los métodos más comunes de aproximación para modelar la dispersión en superficies rugosas son: la aproximación Kirchhoff y el método de las pequeñas perturbaciones (SPM). Con la aproximación de Kirchhoff, el campo dispersado se obtiene mediante la integral de Helmholtz aproximando las componentes de campos tangenciales a la superficie rugosa en cada punto de la misma por las correspondientes al campo que habría en una superficie plana tangente a la superficie rugosa en dicho punto. Este modelo es válido si el radio de curvatura de las irregularidades es relativamente grande comparado con la longitud de onda. Sin embargo, la integral resultante de la aproximación es aún difícil de resolver analíticamente, por lo que es necesario realizar algunas hipótesis adicionales para conseguir una solución analítica.

El método de las pequeñas perturbaciones asume que las variaciones en altura y la pendiente de la superficie son pequeñas comparadas con la longitud de onda. Teniendo en cuenta estas consideraciones, el campo en la superficie tangencial puede ser escrito en forma de series y aproximado por el término de menor orden.

Aunque la aproximación de Kirchhoff y el método de las pequeñas perturbaciones son las técnicas más comunes para calcular la dispersión sobre superficies rugosas, estos no son los únicos métodos descritos en la literatura. Recientemente se han desarrollado modelos de dispersión que son válidos en superficies rugosas donde la aproximación de Kirchhoff y el método de las pequeñas perturbaciones no son aceptables.

III.4 LA APROXIMACIÓN DE KIRCHHOFF (SOLUCIÓN GENERAL).

La teoría de Kirchhoff es aplicable a superficies con ondulaciones suaves y es válida si el radio de curvatura de las irregularidades es relativamente grande comparado con la longitud de onda. Entonces, el campo total en cualquier punto de la superficie puede ser calculado como si la onda incidente incidiera sobre un plano infinito tangente a cada punto. A continuación se describen los fundamentos matemáticos del método y se obtienen las expresiones aproximadas del campo difractado.

Suponemos que la superficie rugosa viene dada por la coordenada de la altura ζ en función de las coordenadas espaciales x, y , y con nivel medio el plano $z = 0$.

$$\zeta = \zeta(x, y) \quad (14)$$

Donde se representa el campo incidente por E_1 y el campo dispersado por E_2 , y asumimos que el medio en el espacio $z > \zeta$ es espacio libre. La onda incidente es una onda plana, armónica de amplitud unitaria.

$$\vec{E}_1 = e^{-j\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \quad (15)$$

Donde \vec{k}_1 es el vector propagación, el cual caerá siempre en el plano xz y r es el vector radio

$$\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\vec{k}_1}{|\vec{k}_1|} \quad (16)$$

$$\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z} \quad (17)$$

Para puntos en la superficie S

$$\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + \zeta(x, y)\hat{z} \quad (18)$$

$$k_2 = |k_2| = |k_1| = k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (19)$$

Fijando P como el punto de observación y R' como la distancia de P a un punto $x, y, \zeta(x, y)$ en la superficie S , el campo dispersado E_2 en P esta dado por la integral de Helmholtz

$$E_2(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_S (E \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial E}{\partial n}) dS \quad (20)$$

$$\psi = \frac{e^{ik_2 R'}}{R'} \quad (21)$$

Si trasladamos R' al infinito, desplazando P a la zona de Fraunhofer de difracción, el problema de ondas esféricas se convierte en un problema de ondas planas, tal que:

$$k_2 R' = k_2 R_0 - k_2 r \quad (22)$$

Donde R_0 es la distancia P al origen como se ve en la “Fig 11”, tal que ahora

$$\psi = \frac{e^{jk_2 R_0}}{r_0} \quad (23)$$

Los valores de E y $\frac{\partial E}{\partial n}$ son el campo y la derivada normal del campo sobre S y son desconocidos. El método de Kirchhoff o método de la óptica física consiste esencialmente en aproximar los valores E y $\frac{\partial E}{\partial n}$ sobre S y así poder evaluar la integral, se aproxima el campo en cualquier punto de la superficie por el campo que podría ser representado sobre el plano tangencial en cada punto. Esto es válido cuando el radio de curvatura de las irregularidades es grande comparado con la longitud de onda.

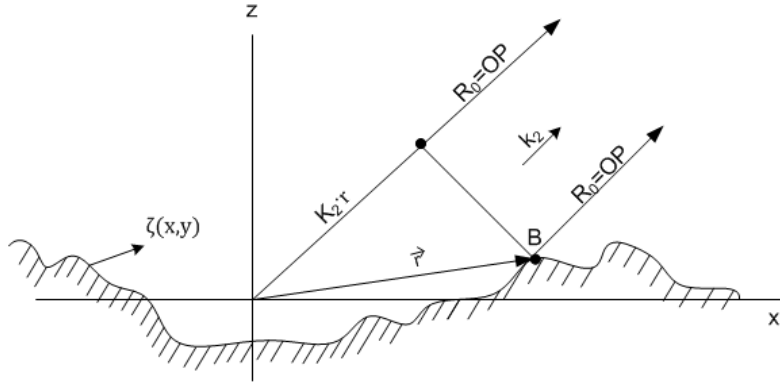


Fig. 11. Derivación de la ecuación

Con esta aproximación el campo sobre S viene dado:

$$(E)_S = (1 + R)E_1 \quad (24)$$

$$\left(\frac{\partial E}{\partial n}\right)_S = (1 - R)E_1 R_1 \cdot n \quad (25)$$

Donde R es el coeficiente de reflexión de un plano liso y n es la normal a la superficie en el plano considerado. El coeficiente de reflexión no solo depende del ángulo de incidencia y de las propiedades eléctricas del material reflejante si no también de la polarización de la onda incidente. Y viene dado por:

$$R^+ = \frac{Y^2 \cos \vartheta - \sqrt{Y^2 - \sin^2 \vartheta}}{Y^2 \cos \vartheta + \sqrt{Y^2 - \sin^2 \vartheta}} \quad (26)$$

$$R^- = \frac{\cos \vartheta - \sqrt{Y^2 - \sin^2 \vartheta}}{\cos \vartheta + \sqrt{Y^2 - \sin^2 \vartheta}} \quad (27)$$

Donde ϑ es el ángulo comprendido por $-k_1$ y n en el punto de la superficie considerado. Y es la admitancia normalizada del medio en el espacio $z < \zeta$ y viene dada por, $Y = \sqrt{\frac{\epsilon_{rc}}{u_{rc}}}$, donde $\epsilon_{rc} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} + i60\lambda\sigma$, ϵ es la constante dieléctrica, σ la conductividad y μ_{rc} es la permeabilidad relativa y es igual a $\frac{\mu}{\mu_0}$.

Sustituyendo estas expresiones en la integral de Helmholtz se pueden calcular los campos reflejados ó transmitidos. Sin embargo, la integral resultante no se puede resolver analíticamente si no se hace algún tipo de aproximación. Una aproximación muy utilizada es la de fase constante, que en el límite da lugar a la óptica geométrica (GO), que proporciona el campo difractado a partir de la suma de reflexiones especulares. La solución de Óptica Geométrica se obtiene en el límite de la alta frecuencia y es válida cuando tanto el radio de curvatura medio y la rugosidad vertical son grandes en relación con la longitud de onda. Otra aproximación utilizada comúnmente consiste en desarrollar en serie de Taylor el integrando de la integral Helmholtz quedándose únicamente con los términos de menor orden. Esta aproximación da lugar a la solución de Óptica Física del campo difractado y es válida cuando el radio de curvatura es grande y el valor rms de la pendiente es pequeño comparado con la longitud de onda.

En cualquier caso, el cálculo de los campos mediante el método de Kirchhoff permite calcular el coeficiente de dispersión (más conocido en terminología radar como densidad de sección recta de clutter de superficie) como:

$$\sigma_{pq}^o = \frac{4\pi R^2 \text{Re} \left\{ \langle |E_{pq}^s|^2 \rangle / \eta_s^* \right\}}{A_o \text{Re} \{ |E_o|^2 / \eta_1^* \}} \quad (28)$$

Donde A_o es el área iluminada, R es la distancia desde el punto de observación y el centro de A_o , los subíndices p y q son índices mudos que resumen todas las combinaciones posibles de polarización y $*$ representa el conjugado de un número complejo.

IV DESARROLLO DE LOS MODELOS POLARIMÉTRICOS DE CLUTTER

IV.1 REFLEXIÓN EN UN DIELECTRICO PERFECTO.

Analicemos el caso en el que la onda de la antena transmisora incide sobre el asfalto seco, consideremos para este caso, la reflexión de una onda plana que incide oblicuamente sobre la superficie de separación entre dos medios, el primero una capa de aire y el segundo una capa de asfalto semi-infinita. Se han considerado dos polarizaciones ortogonales (TE y TM y circular a derechas e izquierdas).

IV.1.1 Incidencia TE

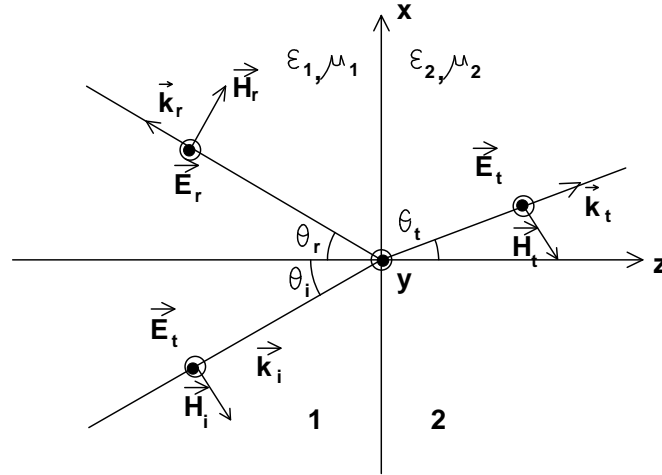


Fig. 12. Incidencia TE

En este caso el campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia. Supongamos una onda plana propagándose en la dirección \hat{k}_i en el medio 1.

$$\vec{E}_i = E_{0i} \hat{y} e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \quad (29)$$

$$\vec{H}_i = \frac{\hat{k}_i \times E_{0i} \hat{y} e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}}}{\eta_1} = \frac{E_{0i}}{\eta_1} (-\cos \theta_i \hat{x} + \sin \theta_i \hat{z}) e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \quad (30)$$

donde

$$\eta_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \quad (31)$$

$$\vec{k}_i = k_i (\sin \theta_i \hat{x} + \cos \theta_i \hat{z}) \quad (32)$$

con

$$k_i = k_1 = \omega \sqrt{\mu_1 \epsilon_1} \quad (33)$$

Para que la onda total cumpla las condiciones de contorno en la superficie de separación de los dos medios, el campo total en el medio 1 es la suma de una onda incidente y de una onda reflejada y, en el medio 2, el campo total es una onda transmitida.

El campo de la onda reflejada de la "Fig.12." viene dado entonces por:

$$\vec{E}_r = E_{0r} \hat{y} e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}} \quad (34)$$

$$\vec{H}_r = \frac{\hat{k}_r \times E_{0r} \hat{y} e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}}}{\eta_1} = \frac{E_{0r}}{\eta_1} (\cos \theta_r \hat{x} + \text{sen } \theta_r \hat{z}) e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}} \quad (35)$$

donde

$$\vec{k}_i = k_1 (\text{sen } \theta_r \hat{x} - \cos \theta_r \hat{z}) \quad (36)$$

Para la onda transmitida

$$\vec{E}_t = E_{0t} \hat{y} e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}} \quad (37)$$

$$\vec{H}_t = \frac{\hat{k}_t \times E_{0t} \hat{y} e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}}}{\eta_2} = \frac{E_{0t}}{\eta_2} (\cos \theta_t \hat{x} + \text{sen } \theta_t \hat{z}) e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}} \quad (38)$$

donde

$$\eta_2 = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \quad (39)$$

$$\vec{k}_t = k_2 (\text{sen } \theta_t \hat{x} - \cos \theta_t \hat{z}) \quad (40)$$

Con

$$k_2 = \omega \sqrt{\mu_2 \epsilon_2} \quad (41)$$

Las componentes tangenciales de los campos eléctrico y magnético totales tienen que ser continuas al pasar de un medio a otro. En la superficie de separación entre medios, la componente tangencial del campo eléctrico lleva dirección \hat{y} y la componente tangencial del campo magnético lleva dirección \hat{x} . Por lo tanto en $z=0$:

$$\begin{aligned} E_{0t} e^{-jk_1 x \text{sen } \theta_i} + E_{0r} e^{-jk_1 x \text{sen } \theta_r} &= E_{0t} e^{-jk_2 x \text{sen } \theta_t} \\ -\frac{E_{0i}}{\eta_1} e^{-jk_1 x \text{sen } \theta_i} + \frac{E_{0r}}{\eta_1} e^{-jk_1 x \text{sen } \theta_r} &= -\frac{E_{0t}}{\eta_2} e^{-jk_2 x \text{sen } \theta_t} \end{aligned} \quad (42)$$

Tanto de la primera o de la segunda ecuación, de los términos de fase se deduce que el ángulo de incidencia es igual al de reflexión $\theta_i = \theta_r$ y la conocida Ley de Snell que relaciona el ángulo de incidencia con el ángulo de transmisión teniendo en cuenta las propiedades eléctricas y magnéticas de los materiales.

$$n_1 \text{sen } \theta_i = n_2 \text{sen } \theta_t \quad (43)$$

con $n_1 = \sqrt{\mu_{r1}\epsilon_{r1}}$ y $n_2 = \sqrt{\mu_{r2}\epsilon_{r2}}$ los índices de refracción del medio 1 y 2 respectivamente.

Con estas consideraciones, el sistema de ecuaciones obtenido al aplicar las condiciones de contorno en la superficie de separación queda como sigue:

$$\begin{aligned} E_{0i} + E_{0r} &= E_{0t} \\ -\frac{E_{0i}}{\eta_1} + \frac{E_{0r}}{\eta_1} &= -\frac{E_{0t}}{\eta_2} \end{aligned} \quad (44)$$

La solución de este sistema de ecuaciones cuyas incógnitas son E_{0r} y E_{0t} permite escribir las amplitudes de los campos de la onda reflejada y transmitida en función de la amplitud de la onda incidente de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} E_{0r} &= \rho E_{0i} \\ E_{0t} &= \tau E_{0i} \end{aligned} \quad (45)$$

donde

$$\rho = \frac{\eta_2 \cos \theta_i - \eta_1 \cos \theta_t}{\eta_2 \cos \theta_i + \eta_1 \cos \theta_t} \quad (46)$$

es el coeficiente de reflexión, y

$$\tau = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_2 \cos \theta_i + \eta_1 \cos \theta_t} \quad (47)$$

es el coeficiente de transmisión.

IV.1.2 Incidencia TM

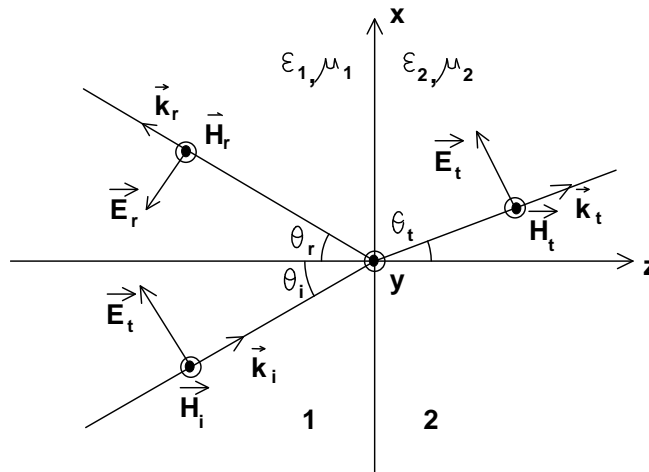


Fig. 13. Incidencia TM

En este caso el campo eléctrico está contenido en el plano de incidencia. Al igual que en incidencia TE necesitamos de una onda reflejada y una onda transmitida para cumplir las

condiciones de contorno. Con la geometría de la figura, las expresiones de los campos son las siguientes:

$$\vec{E}_i = E_{0i}(\cos \theta_i \hat{y} - \text{sen } \theta_i \hat{z}) e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \quad (48)$$

$$\vec{H}_i = \frac{\hat{k}_i \times \vec{E}_{0i} e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}}}{\eta_1} = \frac{E_{0i}}{\eta_1} \hat{y} e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \quad (49)$$

donde

$$\eta_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \quad (50)$$

$$\vec{k}_i = k_i(\text{sen } \theta_i \hat{x} + \cos \theta_i \hat{z}) \quad (51)$$

con

$$k_i = k_1 = \omega \sqrt{\mu_1 \varepsilon_1} \quad (52)$$

para la onda reflejada:

$$\vec{E}_r = E_{0r} \hat{y} e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}} \quad (53)$$

$$\vec{H}_r = \frac{\hat{k}_r \times E_{0r} \hat{y} e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}}}{\eta_1} = \frac{E_{0r}}{\eta_1} (\cos \theta_r \hat{x} + \text{sen } \theta_r \hat{z}) e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}} \quad (54)$$

donde

$$\vec{k}_r = k_1(\text{sen } \theta_r \hat{x} - \cos \theta_r \hat{z}) \quad (55)$$

para la onda transmitida

$$\vec{E}_t = E_{0t} \hat{y} e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}} \quad (56)$$

$$\vec{H}_t = \frac{\hat{k}_t \times E_{0t} \hat{y} e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}}}{\eta_2} = \frac{E_{0t}}{\eta_2} (\cos \theta_t \hat{x} + \text{sen } \theta_t \hat{z}) e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}} \quad (57)$$

donde

$$\eta_2 = \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \quad (58)$$

$$\vec{k}_t = k_2 (\text{sen } \theta_i \hat{x} - \text{cos } \theta_t \hat{z}) \quad (59)$$

con

$$k_2 = \omega \sqrt{\mu_2 \epsilon_2} \quad (60)$$

En este caso, en la superficie de separación entre medios, la componente tangencial del campo eléctrico lleva dirección \hat{x} y la componente tangencial del campo magnético lleva dirección \hat{y} . La información que se obtiene de las fases es la misma que para incidencia TE, es decir, el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión y, el ángulo de transmisión está relacionado con en el de incidencia mediante la Ley de Snell. Para las amplitudes de los campos, en $z=0$:

$$E_{0i} \cos \theta_i - E_{0r} \cos \theta_r = E_{0t} \cos \theta_t \quad (61)$$

$$\frac{E_{0i}}{\eta_1} + \frac{E_{0r}}{\eta_1} = \frac{E_{0t}}{\eta_2} \quad (62)$$

La solución de este sistema de ecuaciones cuyas incógnitas son E_{0r} y E_{0t} permite escribir las amplitudes de los campos de la onda reflejada y transmitida en función de la amplitud de la onda incidente de la siguiente forma:

$$E_{0r} = \rho E_{0i} \quad (63)$$

$$E_{0t} = \tau E_{0i} \quad (64)$$

donde

$$\rho = \frac{\eta_1 \cos \theta_i - \eta_2 \cos \theta_t}{\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t} \quad (65)$$

es el coeficiente de reflexión, y

$$\tau = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \text{sen } \theta_i} \quad (66)$$

es el coeficiente de transmisión.

En la siguiente tabla se recogen los valores de la constante dieléctrica para los diferentes medios y frecuencias encontrados en la literatura [6-11], se puede observar que la permitividad del asfalto es igual para todas las frecuencias consideradas en este estudio, por lo que la reflectividad dependerá del ángulo con que incida dicha onda.

FRECUENCIA	2,45	9,9
Nieve	1,8-j0,15	1,7-j0,22
Hielo	3,16-j2'10 ⁻⁴	3,16-j6'10 ⁻⁴
Asfalto	5-j0,2	5-j0,2
Agua	77,2-j9,2	62,6-j29,9

Tabla 3. Constante dieléctrica para diferentes materiales

Se ha realizado una rutina en matlab para estudiar el comportamiento de las ondas electromagnéticas al incidir sobre una superficie de asfalto seco para un margen de ángulos 0° a 90°, para ambos casos de incidencia TE y TM. Los resultados se muestran en la “Fig.14”.

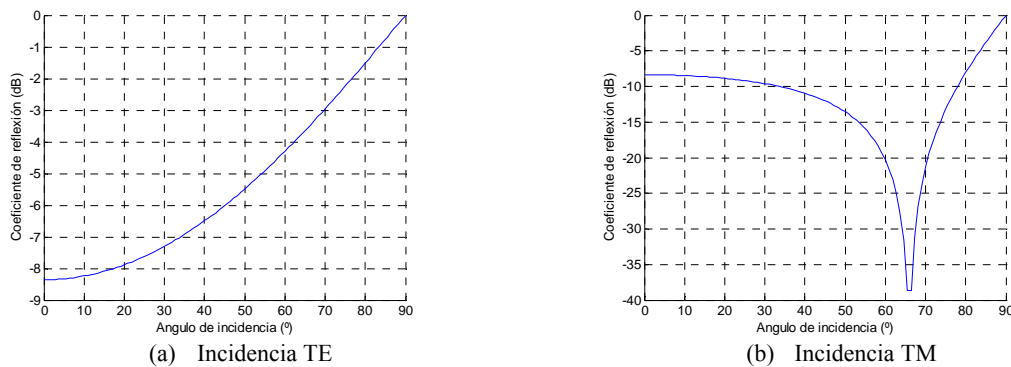


Fig. 14. Coeficiente de reflexión para una onda que incide sobre el asfalto

En la “Fig.14.” se puede apreciar que la reflectividad para una onda electromagnética con incidencia TE aumenta a medida que el ángulo de incidencia va aumentando, mientras que para la incidencia TM la reflectividad disminuye a medida que el ángulo de incidencia aumenta. Este comportamiento indica que la polarización TE es, a priori, mas conveniente para la aplicación que se plantea en este proyecto por su comportamiento monótono en el margen angular de interés

IV.2 REFLECTIVIDAD CUANDO UNA ONDA ELECTROMAGNETICA INCIDE OBLICUAMENTE SOBRE DISCONTINUIDADES PLANAS.

En este apartado hacemos un análisis para el caso en el que el asfalto ya no este seco y se depositen sobre él posibles capas de meteoros (agua, nieve y hielo), por lo tanto el problema a tratar será el de una que onda que incide sobre sucesivas discontinuidades planas de espesor d.

En la “Fig.15.” podemos definir en el medio de anchura d una onda incidente y otra reflejada cuyas direcciones de propagación son

$$\vec{k}_i = k(\text{sen } \theta \hat{x} + \text{cos } \theta \hat{z}) \tag{67}$$

$$\vec{k}_r = k(\text{sen } \theta \hat{x} - \text{cos } \theta \hat{z}) \tag{68}$$

Las anteriores anteriores expresiones en la deiscontinuidad entre dos medio cumplen la Ley de Snell, y el ángulo de la onda incidente es igual al de la onda reflejada ($\theta_i = \theta_r = \theta$).

IV.2.1 Incidencia TE

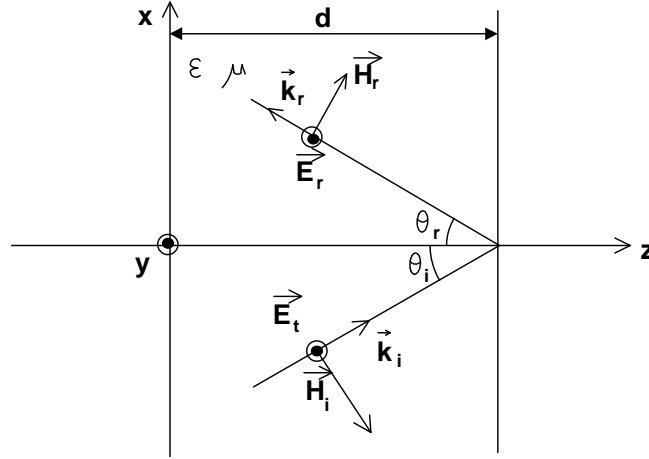


Fig. 15. Incidencia TE

Para una onda plana incidente con el campo eléctrico polarizado linealmente según la dirección \hat{y} las expresiones de los campos totales en el medio de espesor d son

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r = E_{0i} \hat{y} e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}} + E_{0r} \hat{y} e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}} \quad (69)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_i + \vec{H}_r = \frac{E_{0i}}{\eta} (-\cos \theta \hat{x} + \sin \theta \hat{z}) e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}} + \frac{E_{0r}}{\eta} (\cos \theta \hat{x} + \sin \theta \hat{z}) e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}} \quad (70)$$

donde η es la impedancia intrínseca del medio de espesor d .

El coeficiente de reflexión en este medio es:

$$\rho(z) = \frac{E_{0r} e^{-jk(x \sin \theta - z \cos \theta)}}{E_{0i} e^{-jk(x \sin \theta + z \cos \theta)}} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} e^{j2kz \cos \theta} \quad (71)$$

Si se expresa en función del coeficiente de reflexión en $z=d$, tenemos:

$$\rho(z) = \rho(d) e^{j2k \cos \theta (z - d)} \quad (72)$$

La impedancia (cantidad positiva) se define como el cociente entre las componentes de los campos tangentes a la superficie de separación de los medios y puede escribirse en función del coeficiente de reflexión de la siguiente forma

$$Z(z) = \frac{E_{0i} [1 + \rho(z)]}{\frac{E_{0i}}{\eta} \cos \theta [1 - \rho(z)]} \quad (73)$$

$$Z(z) = \frac{\eta}{\cos \theta} \frac{1 + \rho(z)}{1 - \rho(z)} \quad (74)$$

Incidencia TM

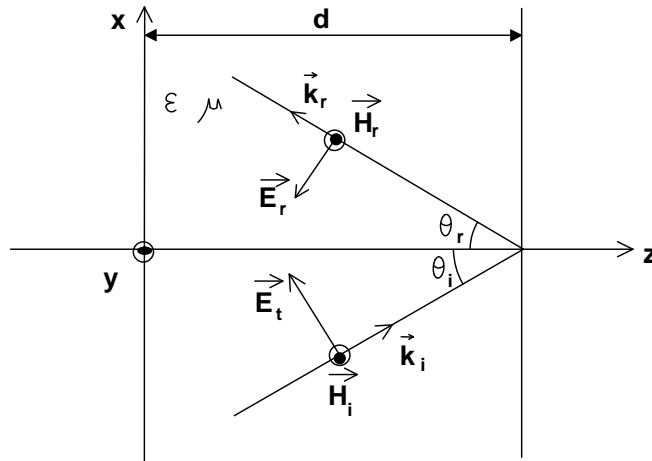


Fig. 16. Incidencia TM

Las expresiones de los campos para este tipo de incidencia pueden escribirse de la siguiente forma:

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r = E_{0i}(\cos \theta \hat{x} - \sin \theta \hat{z})e^{-jk_i \cdot \vec{r}} + E_{0r}(-\cos \theta \hat{x} - \sin \theta \hat{z})e^{-jk_r \cdot \vec{r}} \quad (75)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_i + \vec{H}_r = \frac{E_{0i}}{\eta} \hat{y} e^{-jk_i \cdot \vec{r}} + \frac{E_{0r}}{\eta} \hat{y} e^{-jk_r \cdot \vec{r}} \quad (76)$$

De esta forma el coeficiente de reflexión en el medio de espesor d es:

$$\rho(z) = \frac{-E_{0r} \cos \theta e^{-jk(x \sin \theta - z \cos \theta)}}{E_{0i} \cos \theta e^{-jk(x \sin \theta + z \cos \theta)}} = -\frac{E_{0r}}{E_{0i}} e^{j2kz \cos \theta} \quad (77)$$

$$\rho(z) = \rho(d) e^{j2k \cos \theta (z - d)} \quad (78)$$

y la impedancia

$$Z(z) = \frac{E_{0i} \cos \theta [1 + \rho(z)]}{\frac{E_{0i}}{\eta} [1 - \rho(z)]} \quad (79)$$

$$Z(z) = \eta \cos \theta \frac{1 + \rho(z)}{1 - \rho(z)} \quad (80)$$

De las expresiones de la impedancia y el coeficiente de reflexión se deduce que pueden utilizarse las expresiones de incidencia normal sobre discontinuidades planas [12].

$$\rho(z) = \frac{Z(z) - \eta'}{Z(z) + \eta'} \quad (81)$$

$$Z(z) = \eta' \frac{Z(d) \cos k'(z-d) - j\eta' \operatorname{sen} k'(z-d)}{\eta' \cos k'(z-d) + jZ(d) \operatorname{sen} k'(z-d)} \quad (82)$$

donde

$$k' = k \cos \theta \quad (83)$$

tanto para Incidencia TE como Incidencia TM y,

$$\eta' = \frac{\eta}{\cos \theta} \quad (\text{Incidencia TE}) \quad (84)$$

$$\eta' = \eta \cos \theta \quad (\text{Incidencia TM}) \quad (85)$$

De especial importancia son las expresiones que relacionan el coeficiente de reflexión en el extremo del medio de espesor d con el coeficiente de reflexión al inicio del medio

$$\rho(0) = \rho(d) e^{-j2k' \cos \theta} \quad (86)$$

$$Z(0) = \eta' \frac{Z(d) \cos k'd - j\eta' \operatorname{sen} k'd}{\eta' \cos k'd + jZ(d) \operatorname{sen} k'd} \quad (87)$$

donde k' y η' definidos anteriormente para cada tipo de incidencia.

Las propiedades para la impedancia y el coeficiente de reflexión siguen siendo las mismas que para incidencia normal, es decir, la impedancia es continua al pasar de un medio a otro pero no el coeficiente de reflexión.

Si en un medio no hay onda reflejada, el coeficiente de reflexión es nulo ($\rho(z) = 0$) y la impedancia en ese medio vale $Z(z) = \eta'$ y en el dieléctrico antes de un conductor $\rho(d) = -1$ y $Z(d) = 0$.

Se ha realizado una rutina en matlab para obtener el coeficiente de reflexión para distintos espesores (d) de las capas en consideración (agua, nieve y hielo), a las frecuencias de interés y ángulos de incidencia de 0° a 90° , a continuación se muestran los resultados para la capa de hielo.

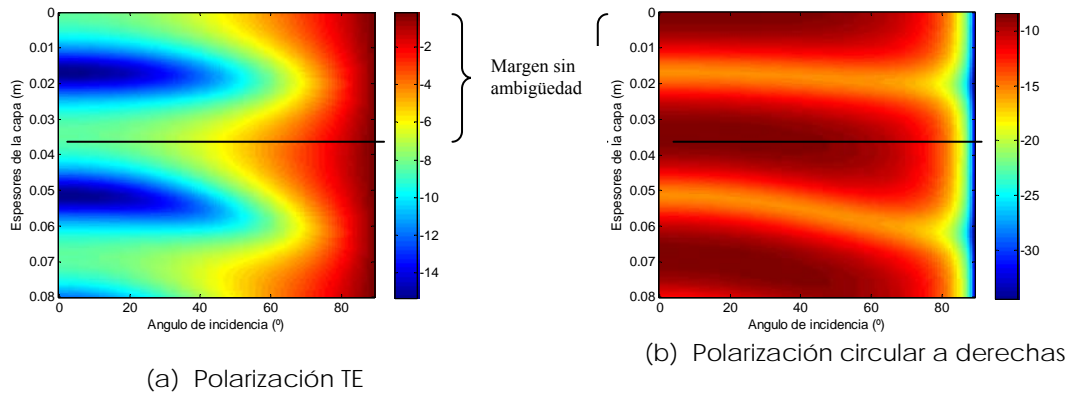


Fig. 17. Coeficiente de reflexión para una onda que incide sobre una capa de hielo

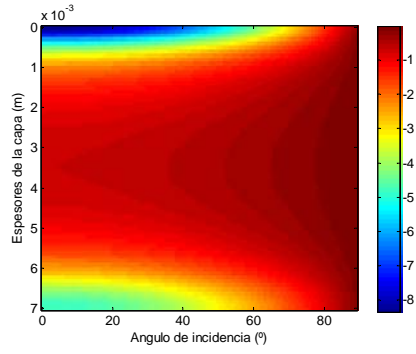
En estas graficas se puede observar que en la detección del espesor de la capa de hielo, a una frecuencia de 2,45 GHz, existe un problema de ambigüedad, puesto que los valores de reflectividad se repiten cada cierto espesor. Esto se debe a que el coeficiente de reflexión depende de la impedancia de entrada del medio, la cual es una función sinusoidal periodica, de periodo $\frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_r}}$, donde λ es la longitud de onda y ϵ_r es la permitividad relativa.

Esta ambigüedad se puede resolver mediante algoritmos de detección, los cuales implementan algún tipo de memoria de estados previos (tengase en cuenta que no puede detectarse una capa de 4cm si antes no la ha habido de 1cm, dado el caso de la “Fig 17”).

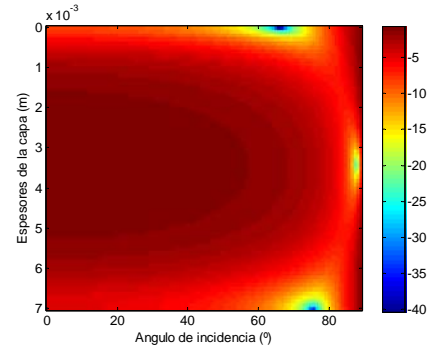
Se ha calculado también la reflectividad para las capas de nieve y agua, a las frecuencias de interes, obteniendo está misma conclusión.

En las Figuras 18, 19 y 20, están graficados los diferentes coeficientes de reflexión obtenidos mediante rutinas en Matlab. Los resultados se muestran para los márgenes de detección no ambigua y las polarizaciones y frecuencias seleccionadas (2.45 y 9,9GHz).

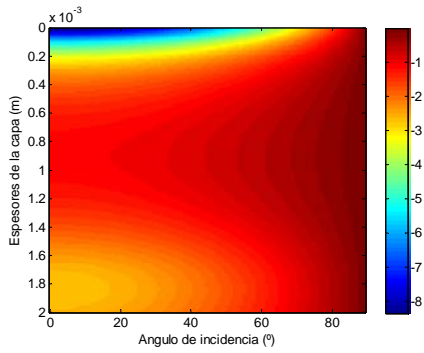
Viabilidad de un Radar Bi-Estático para la Detección del Estado del Pavimento



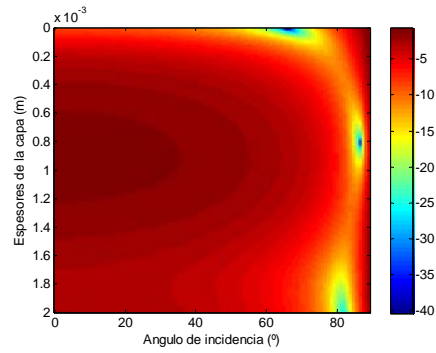
(a) 2.45 GHz con incidencia TE



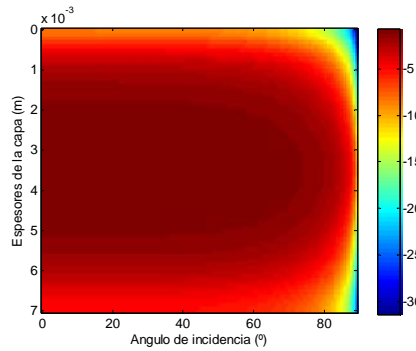
(b) 2.45 GHz con incidencia TM



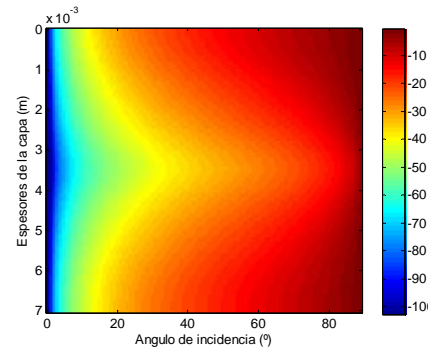
(c) 9.9 GHz con incidencia TE



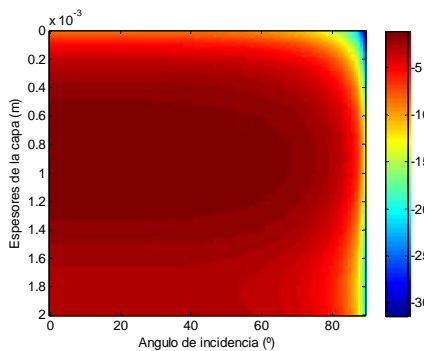
(d) 9.9 GHz con incidencia TM



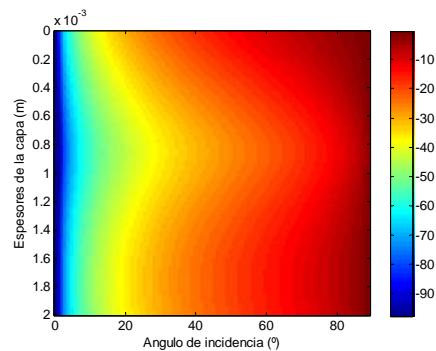
(e) 2.45 GHz con polarización a derechas



(f) 2.45 GHz con polarización a izquierdas

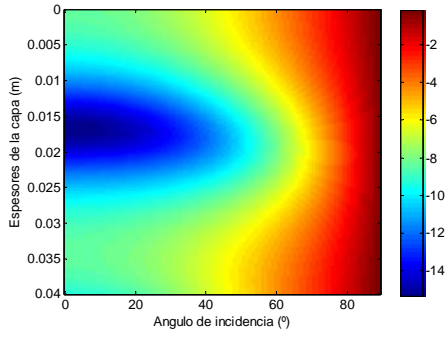


(g) 9.9 GHz con polarización a derechas

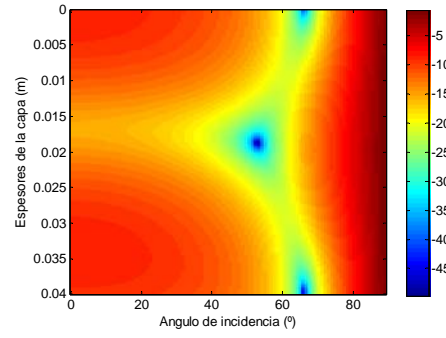


(h) 9.9 GHz con polarización a izquierdas

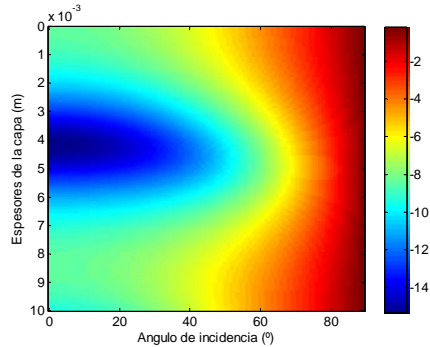
Fig. 18. Coeficiente de reflexión para una onda que incide oblicuamente en una superficie de agua



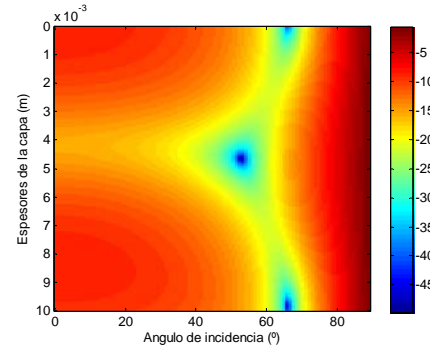
(a) 2.45 GHz con incidencia TE



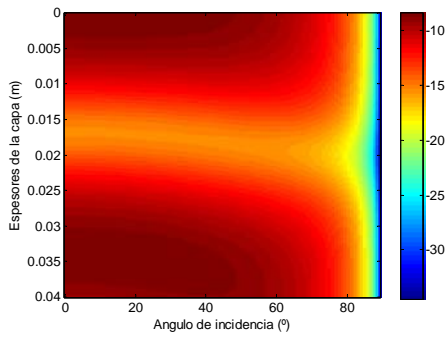
(b) 2.45 GHz con incidencia TM



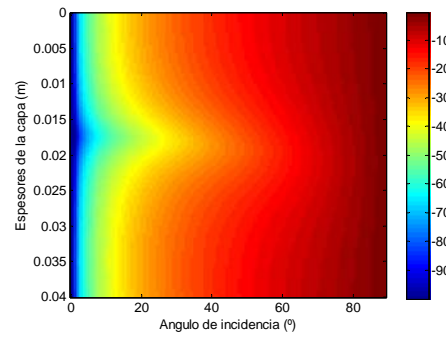
(c) 9.9 GHz con incidencia TE



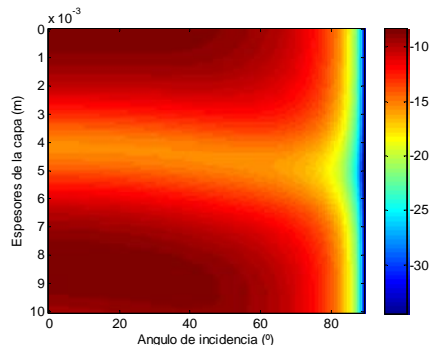
(d) 9.9 GHz con incidencia TM



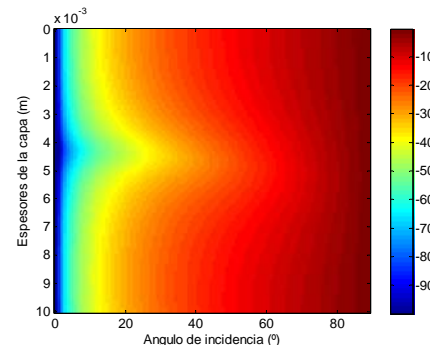
(e) 2.45 GHz con polarización a
derechas



(f) 2.45 GHz con polarización a
izquierdas

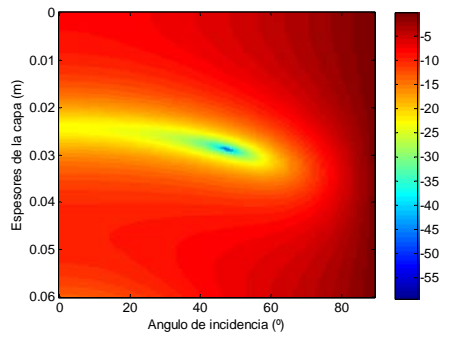


(g) 9.9 GHz con polarización a
derechas

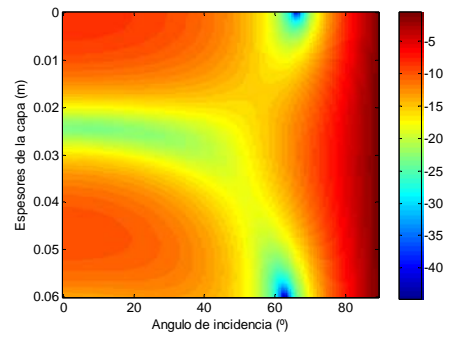


(h) 9.9 GHz con polarización a
izquierdas

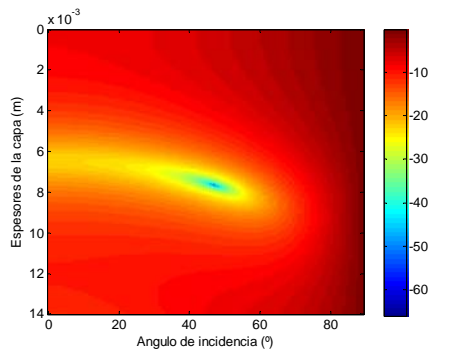
Fig. 19. Coeficiente de reflexión para una onda que incide oblicuamente en una superficie de hielo



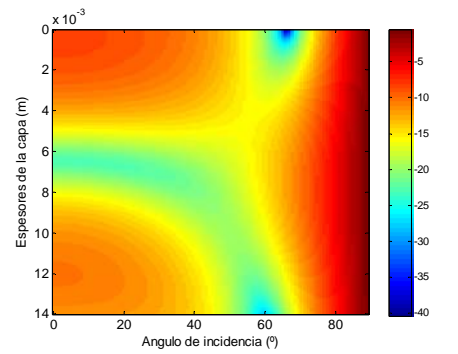
(a) 2.45 GHz con incidencia TE



(b) 2.45 GHz con incidencia TM



(c) 9.9 GHz con incidencia TE



(d) 9.9 GHz con incidencia TM

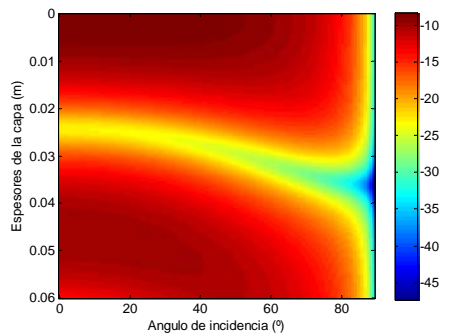
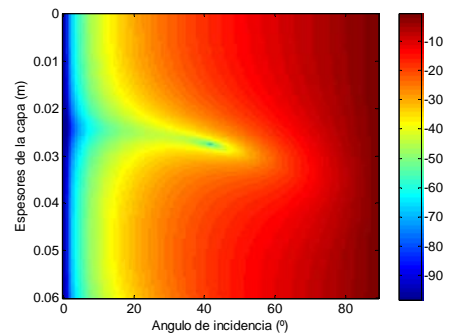
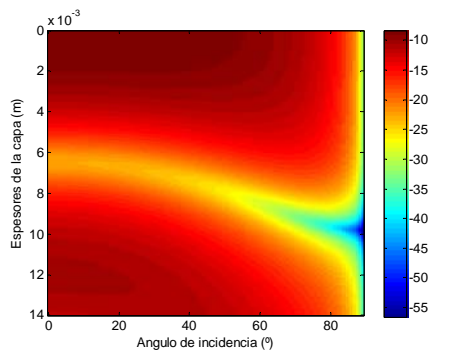
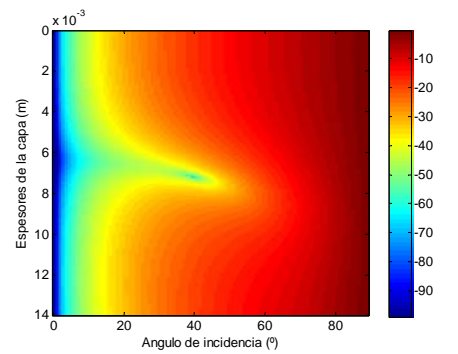
(e) 2.45 GHz con polarización a
derechas(f) 2.45 GHz con polarización a
izquierdas(g) 9.9 GHz con polarización a
derechas(h) 9.9 GHz con polarización a
izquierdas

Fig. 20. Coeficiente de reflexión para una onda que incide oblicuamente en una superficie de nieve

En estas graficas se puede apreciar que el comportamiento para la polarización TM es bastante irregular, siendo mucho más aconsejable el uso de la polarización TE o cualquiera de las circulares, si bien a priori la polarización circular a derechas parece mostrar mayor sensibilidad al espesor de las capas de meteoros.

IV.3 ATENUACIÓN POR REFLEXIÓN EN DISCONTINUIDADES PLANAS.

El sistema radar para la detección de hielo, lluvia y nieve en la carretera se describe esquemáticamente en la “Fig.23.” El radar que se pretende desarrollar es del tipo pulsado y no coherente, esto significa que solo tiene en cuenta la información derivada de la potencia detectada por el receptor. Dicha potencia viene dada por:

$$P_R = \left[\frac{P_T}{4\pi R_1^2} G_T(\theta_1) \right] \sigma_c \frac{1}{4\pi R_2^2} A_f(\theta_2) L \quad (88)$$

Donde:

P_T es la potencia transmitida

R_1 es la distancia recorrida por el rayo incidente

G_T es la ganancia de la antena transmisora

θ_1 es el ángulo que forma el rayo incidente con la horizontal que depende de la posición del pulso de la calzada.

σ_c es la sección recta de clutter del pavimento

R_2 es la distancia recorrida por el rayo reflejado

A_f es el área efectiva

θ_2 es el ángulo que forma el rayo reflejado con la horizontal que depende de la posición del pulso en la calzada

L son las pérdidas de propagación.

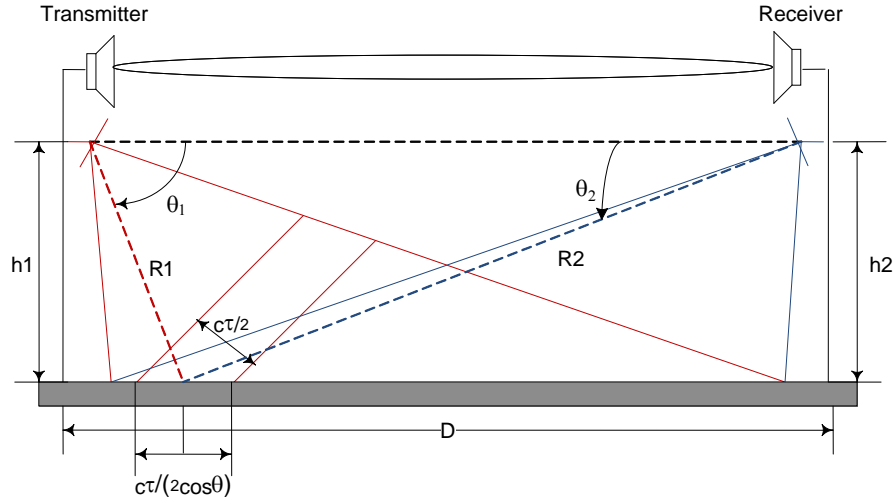


Fig. 21. Arquitectura de Sistema Radar

El área efectiva se puede expresar como:

$$A_f(\theta_2) = \frac{\lambda^2 G_R(\theta_2)}{4\pi} \quad (89)$$

por lo tanto la potencia recibida por el receptor será:

$$P_R = \frac{P_T G_T(\theta_1) G_R(\theta_2) \lambda^2 \sigma_c L}{(4\pi)^3 R_1^2 R_2^2} \quad (90)$$

Teniendo en cuenta que la sección recta de clutter del pavimento se obtiene a partir de:

$$\sigma_c = 4\pi R_2^2 \rho(\theta_2) \quad (91)$$

donde ρ es el coeficiente de reflexión para superficies planas calculado en el apartado anterior.

Entonces la potencia recibida se puede expresar como:

$$P_R = \frac{P_T G_T(\theta_1) G_R(\theta_2) \lambda^2 \rho(\theta_2) L}{(4\pi)^2 R_1^2} \quad (92)$$

dado que R_1 y R_2 son de la forma:

$$R_1 = \frac{h_1}{\sin\theta_1}, R_2 = \frac{h_2}{\sin\theta_2} \quad (93)$$

Finalmente se llega a:

$$P_R = \frac{P_T G_T(\theta_1) G_R(\theta_2) \lambda^2 \rho(\theta_2) L (\sin\theta_1)^2}{(4\pi)^2 h_1^2} \quad (94)$$

Dado que las pérdidas de propagación son variables y dependen de las condiciones atmosféricas hay que estimarlas en tiempo real. Para ello se dispone de un segundo haz (muy directivo) que

emite el transmisor directamente al receptor. La potencia detectada por el receptor a través de este haz es:

$$P_{Rdirecto} = \frac{P_T}{(4\pi)^2 D^2 L} G^2 \lambda^2 \quad (95)$$

dado que

$$L = \alpha D \quad (96)$$

donde α es la constante de atenuación y D es la distancia entre antenas. Una vez conocida la constante de atenuación, se calculan las pérdidas de propagación del rayo incidente.

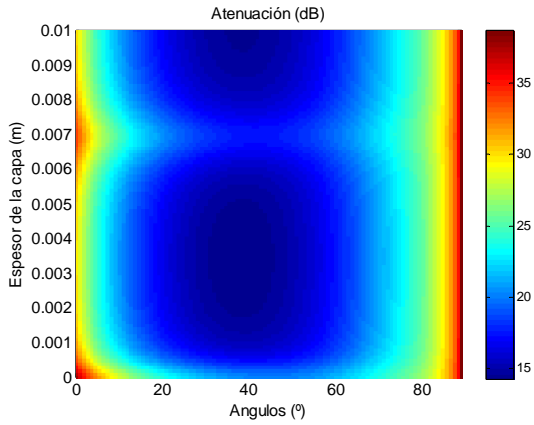
$$L = \alpha(R_1 + R_2) \quad (97)$$

Por lo tanto, la potencia recibida por el receptor es una función que depende de la posición del pulso en la calzada (que se puede obtener fácilmente si se introducen los sincronismos adecuados), de la densidad de sección recta de clutter del pavimento y de las pérdidas de propagación (conocidas gracias al haz directivo).

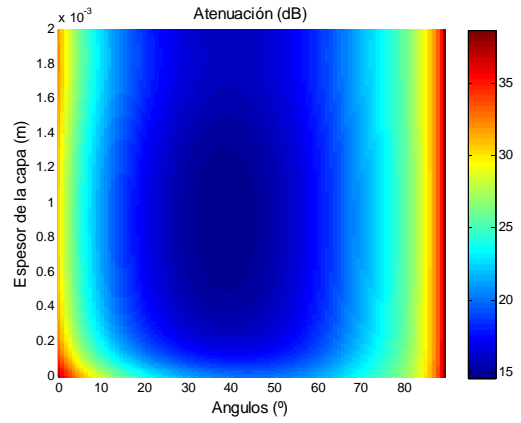
Finalmente, la atenuación es:

$$A(dB) = 10 \log \left(\frac{P_R}{P_{Rdirecto}} \right) \quad (98)$$

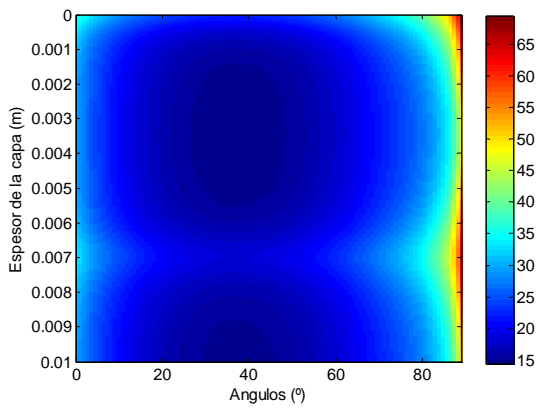
Para obtener un indicador que no dependa de las pérdidas de propagación, se calculó la atenuación por reflexión. De esta manera se obtiene una función que representa exclusivamente el efecto del suelo sobre las ondas electromagnéticas, independientemente de las condiciones atmosféricas. A continuación se muestran los resultados obtenidos para la polarización TE y las dos polarizaciones circulares para las dos frecuencias seleccionadas.



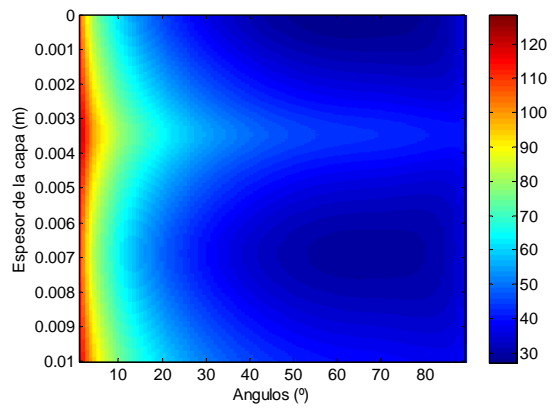
(a) 2.45 GHz con incidencia TE



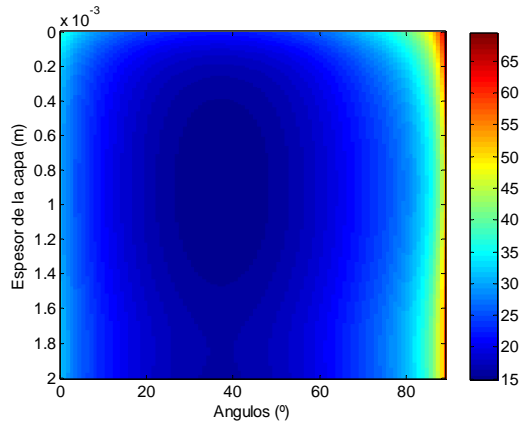
(b) Superficie de agua a 9.9 GHz con incidencia TE



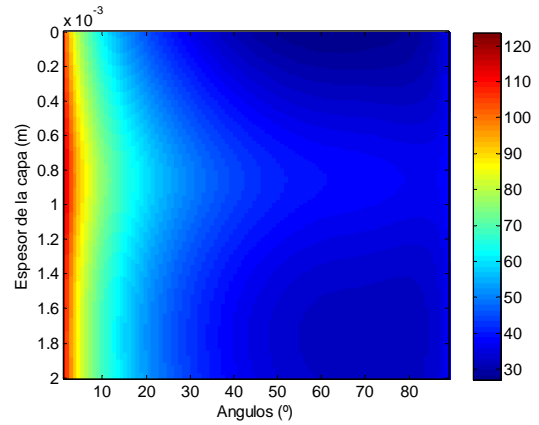
(c) 2.45 GHz polarización a derechas



(d) 2.45 GHz polarización a izquierdas

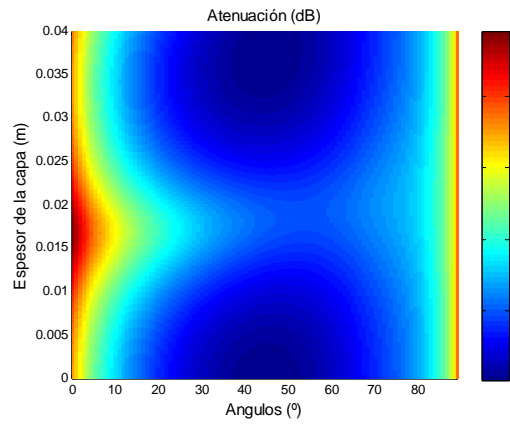


(e) 9.9 GHz polarización a derechas

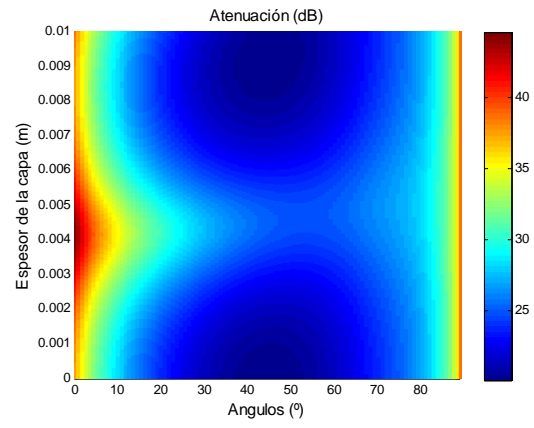


(f) 9.9 GHz polarización a izquierdas

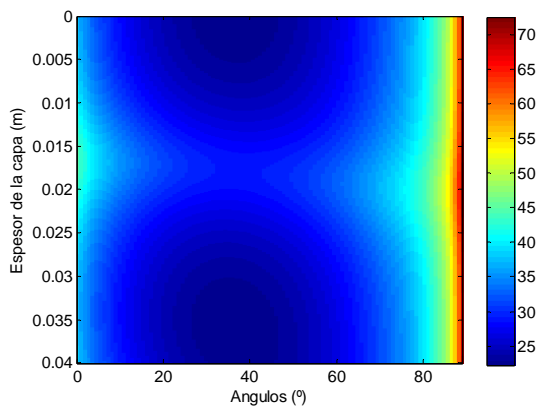
Fig. 22. Atenuación de una onda que incide sobre una superficie de agua



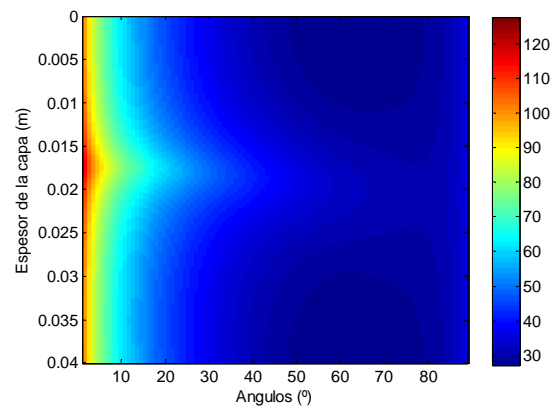
(a) 2.45 GHz con incidencia TE



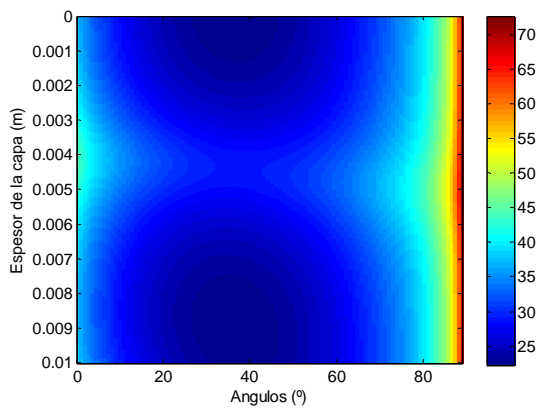
(b) 9.9 GHz con incidencia TE



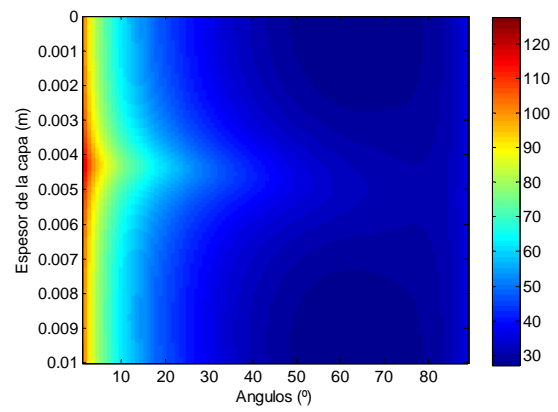
(c) 2.45 GHz polarización a derechas



(d) 2.45 GHz polarización a izquierdas



(e) 9.9 GHz polarización a derechas



(f) 9.9 GHz polarización a izquierdas

Fig. 23. Atenuación de una onda que incide sobre una superficie de hielo

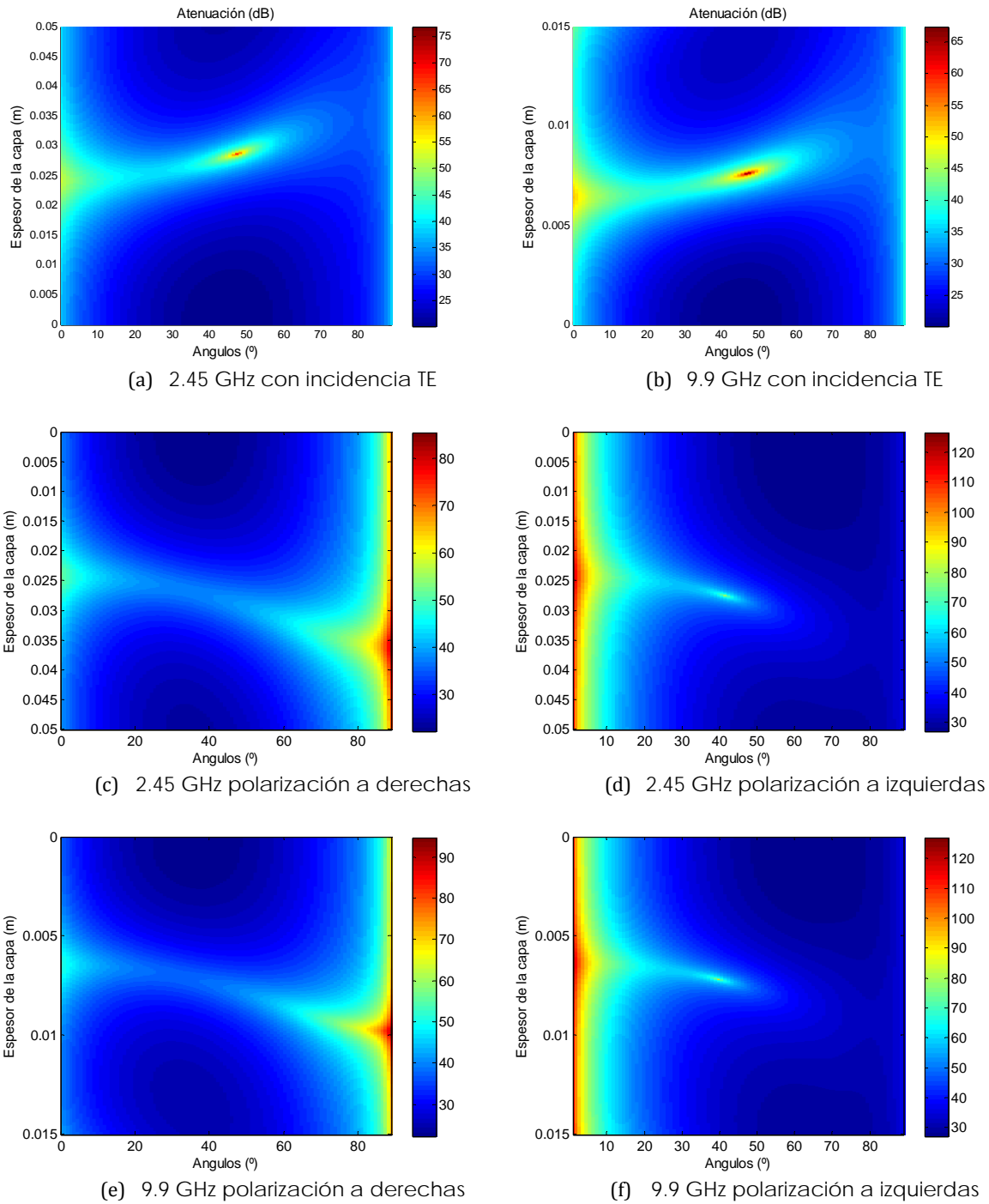


Fig. 24. Atenuación de una onda que incide sobre una superficie de nieve

De igual forma que en las graficas de reflexión, el mejor comportamiento es el de la polarización circular a derechas. Por otra parte los márgenes dinámicos que se obtienen son perfectamente alcanzables con la tecnología actual, por lo que el sistema propuesto resulta, en teoría, viable.

V CONCLUSIONES

- La arquitectura de radar biestático propuesta en este trabajo, proporciona una estimación válida para detectar malas condiciones en el firme de las carreteras que puedan afectar la seguridad del tráfico. El sistema es capaz de proporcionar información fiable sobre el espesor de posibles capas de nieve, agua o hielo sobre la carretera.
- La respuesta del sistema que hemos obtenido es periódica debido a que la impedancia de entrada del medio también lo es, creando una ambigüedad en la detección que debe ser solucionada mediante la implementación de algoritmos de detección.
- Las polarizaciones TE y circulares resultan las más aconsejables para la implementación del radar biestático, ya que muestran mayor sensibilidad a la detección de los espesores de las diferentes capas, mientras que la polarización TM presenta irregularidades que crearían imprecisiones en la detección.
- El cálculo de la atenuación por reflexión, es hecho independientemente de las pérdidas de transmisión, consiguiéndose una función que representa exclusivamente el efecto del suelo en las ondas electromagnéticas, independientemente de las condiciones atmosféricas.

AGRADECIMIENTOS

A J.V.B.T y a S.R.E. por toda la colaboración prestada. Muchas Gracias.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Eric S. Li and Kamal Sarabandi, *Low Grazing Incidence Millimetre-Wave Scattering Models and Measurements for Various Road Surfaces*, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 47, May 1999.
- [2] *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*, Athanasios Papoulis, McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo, 9th edition.
- [3] Petr Beckmann and André Spizzichino. *The Scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*. Editorial Artech House, Inc. 1987
- [4] Fawwaz T. Ulaby, Richard K. Moore and Adrian K. Fung. “*Microwave Remote Sensing – Active and Passive*”. Vol. II. Editorial Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1982.
- [5] Fawwaz T. Ulaby and Charles Elachi. *Radar Polarimetry for Geoscience Applications*. Editorial Artech House, Inc. 1990.
- [6] Edward J. Jaselskis, Jonas Grigas and Algirdas Brilingas, “*Dielectric Properties of Asphalt Pavement*” Journal of materials in civil engineering, September 2003.
- [7] Christian Mätzler and Urs Wegmüller. “*Dielectric properties of fresh-water ice at microwave frequencies*”. Journal of Physics D: Applied Physics. Vol. 20. April 1987.
- [8] Gary Koh. “*Dielectric Properties of Ice and Snow at 26.5 to 40 GHz*”. Geoscience and Remote Sensing Symposium International 1992.
- [9] ITU-R P.527-3. “*Electrical Characteristics of the Surface of the Earth*”. 1992.
- [10] Martti T. Hallikainen, Fawwaz T. Ulaby and Mohamed Abdelrazik. “*Dielectric Properties of Snow in the 3 to 37 GHz Range*”. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 34. Nov. 1986.
- [11] Martti E. Tiuri, Ari H. Sihvola, Ebbe G. Nyfors and Martti T. Hallikaiken. “*The Complex Dielectric Constant of snow at Microwave Frequencies*” IEEE Journal of Oceanic Engineering, Vol 9, No 5, Dec. 1984.
- [12] *Electrodinámica para Ingenieros*, Luis Nuño et al, Intertécnica, Valencia, 2005

ANEXOS

On the feasibility of a bi static radar for detecting bad road conditions

S. R. Esparza, O. Calderón, L. Landazábal, M. A. Deluque, J. V. Balbastre, E. de los Reyes, ITACA Research Institute, Polytechnic University of Valencia, Spain

Abstract

In this paper a study on the feasibility of a bi static radar system for bad road conditions, including water, snow and ice, is presented. First of all, the most suitable frequency is chosen among all the frequencies available for such a system from a regulatory point of view. Then, the best mathematical model for predicting the electromagnetic behaviour of different layers of water, snow or ice over an asphalt basis is presented. The numerical study is focused on the reflexion attenuation (the difference between the direct and the reflected signal levels). Results for linearly polarized waves are presented and some useful design guidelines are presented.

1 Introduction

Traffic accidents are a huge problem from the social and the economic points of view. The European Traffic Safety Council presented on June 2007 a report supported by the European Commission [1] containing the most relevant figures related with road safety in Europe. According to this report, in Europe there is more than 1.000.000 traffic accidents each year in which over 40.000 people die and many more result injured. Traffic administrations all around Europe develop policies with the aim of reducing those figures. Campaigns devoted to reduce the average speed, the driver's alcohol consumption or the use of mobile phones while driving are implemented year after year. Very promising results have been obtained in highways and other major roads, but not in secondary roads which are narrower, worse paved and signaled and where bad weather conditions can severely affect the road safety.

Cars manufacturers include active safety elements in the most expensive brands and models, but the majority of the European citizens cannot pay the price of those high-tech items. Nevertheless, governments are somewhat responsible of citizen safety and they deploy sensors that detect bad road conditions, but these sensors are expensive and have some operational problems: they must be installed near a power supply line, they cover a rather small area (no more than 20x20 cm) and they are frequently removed by the effect of trucks and snowblowers.

In this paper the architecture of a bi-static pulsed radar system which is able to detect water, snow or ice spots over the asphalt pavement is presented. The system architecture is introduced in section 2, where the most relevant system parameters are presented. In section 3 the most suitable frequency is chosen both from the operational, regulatory and economical point of view. In section 4 the mathematical models available for characterizing the road surface are described and the most suitable one for this specific application is identified and then described with some detail in section 5. The numerical results obtained using the models described in section 5 are presented in section 6, while the conclusion relevant to the system design are described in section 7.

2 System architecture

The system considered in this paper is described in figure 1. It is based on two antennas placed one in front the other covering all the road lanes. One of the antennas is connected to the transmitter circuit and the other one is connected to the receiver circuit. This architecture was already described in [2], where continuous wave (CW) bi-static clutter measurements were reported at L band. In this case, in order to get a better space resolution, a pulsed radar will be used instead of a CW one. The transmitter emits one pulse of width τ

seconds each T seconds. The pulse width depends on the desired resolution ($\tau = 2\delta_z \cos\theta / c$, being δ_z the specified resolution, c the speed of light and θ the angle defined in figure 1). The power detected by the receiver antenna is then given by:

$$P_R = \frac{P_T G_T(\theta_1) G_R(\theta_2) \lambda^2 \sigma_c L}{2(4\pi)^3 R_1^2 R_2^2}$$

where P_T is the power radiated by the transmitter, $G_T(\theta_1)$ and $G_R(\theta_2)$ are the corresponding antenna gain, λ is the operating wavelength, σ_c is the road radar cross section, L is the attenuation due to signal absorption across the propagation path and R_1 , θ_1 and R_2 , θ_2 are defined in figure 1.

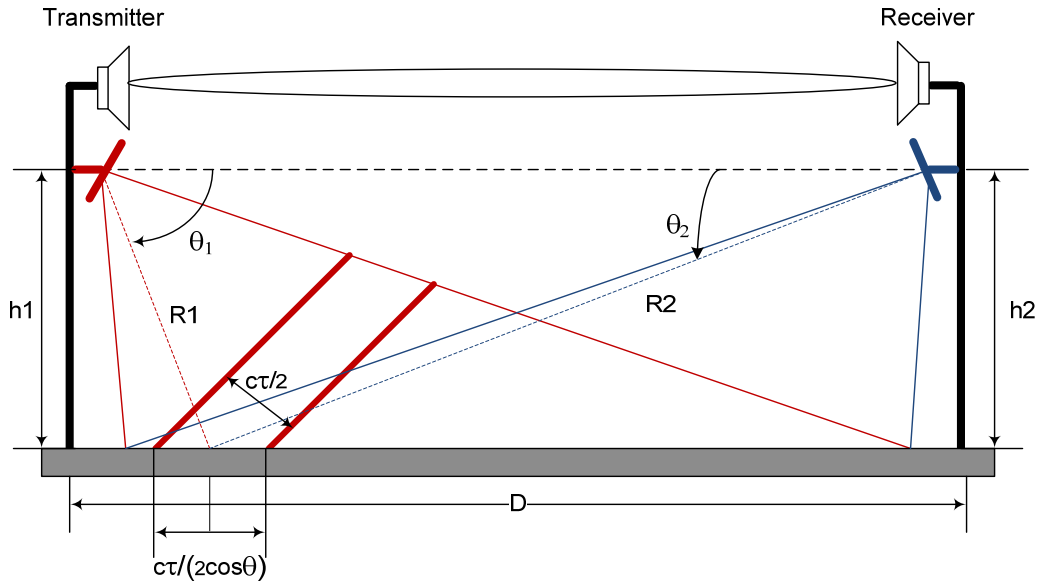


Fig. 1. Bi static radar system architecture

The road radar cross section, σ_c , is computed from the corresponding surface density σ_c^0 :

$$\sigma_{C,pq} = \sigma_{C,pq}^0 A_{il} = 4\pi R_2^2 |R_{p,q}|^2$$

where $R_{p,q}$ is the reflection coefficient on the road surface and the subscripts p,q stands for the different polarization combinations of the transmitter-receiver antennas. Thus, the received power is given by:

$$P_R = \frac{P_T G_T(\theta_1) G_R(\theta_2) \lambda^2 |R_{p,q}|^2 L}{(4\pi)^2 R_1^2}$$

As stated by the previous equation, the received power depends on the transmission losses, L . In order to derive an estimator independent from the weather conditions, two very directive antennas are built in the system. If both antennas are identical, the received power is given by:

$$P_{R,0} = \frac{P_{T,0} G_0^2 \lambda^2 L}{(4\pi)^3 D^2}$$

Therefore, the Reflection Attenuation can be defined as:

$$A_R = 4\pi \frac{P_R}{P_{R,0}} \frac{G_T(\theta_1)G_R(\theta_2)}{G_0^2} \frac{D^2}{R_1^2} |R_{p,q}|^2$$

All the parameters in the previous equation are known but the reflection coefficient, which depends on the particular combination of materials illuminated by the transmitter antenna (dry asphalt, water, snow, ice and all the possible combinations). Thus, this equation defines a valid estimator to identify whether there is some particular condition affecting road safety.

3 Frequency selection

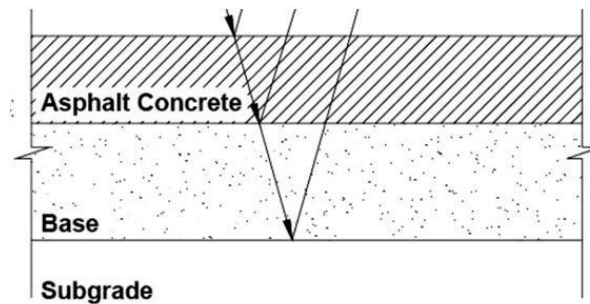


Fig. 2. Road pavement structure

Road pavement is made of the superposition of several layers, as shown in figure 2. From top to bottom, the different materials present in any road are asphalt, a base made of sand and rocks and a subgrade of rocks. Over the outer layer may exist some additional layers of water, snow or ice when the weather conditions are especially bad. The electromagnetic permittivity of all those materials is listed in the following table [3-8].

	2.45 GHz	9.9 GHz	12 GHz	18 GHz	27 GHz	64 GHz
<i>Asphalt</i>	5-j0.2	5-j0.2	5-j0.2	5-j0.2	5-j0.2	5-j0.2
<i>Water</i>	77.2-j9.2	62.6-j29.9	57-j33	45-j37	30-j34	11-j20
<i>Snow</i>	1.8-j0.15	1.7-j0.22	1.65-j0.21	1.63-0.2j	1.52-j0.18	1.4-j0.15
<i>Ice</i>	3.16-j2·10 ⁻⁴	3.16-j6·10 ⁻⁴	3.16-j8·10 ⁻⁴	3.16-j8·10 ⁻⁴	3.16-j2·10 ⁻³	3.16-j4·10 ⁻³

Table. 1. Complex dielectric constants of the different materials considered in the study at the available frequencies.

Electromagnetic waves can penetrate into a material a given distance, known as skin depth. The skin depth depends on both the material properties and the wave frequency. For the materials and frequencies considered in this work, the skin depth is listed in table 2.

	2.45 GHz	9.9 GHz	12 GHz	18 GHz	27 GHz	64 GHz
<i>Asphalt</i>	0.06	0.02	0.015	0.012	0.01	0.005
<i>Water</i>	0.02	0.004	0.003	0.0025	0.002	0.0012

<i>Snow</i>	0.09	0.04	0.03	0.02	0.015	0.008
<i>Ice</i>	0.07	0.03	0.02	0.01	0.008	0.003

Table 2. Skin depth (in meters) in the different materials considered in the study at the available frequencies.

Data included in table 2 permit extract some useful preliminary conclusions. First of all, since the asphalt layer usually is 10 cm depth, it can be considered semi-infinite and thus the effect of both the base and the subgrade will be discarded in all the models discussed later on this paper, no matter the frequency used. Moreover, the skin depth information is critical for choosing the most suitable frequency for the application. Although some hydroplaning phenomena have been reported for water layers thinner than a few millimetres, severe hydroplaning occurs when the water layer is wider than 8-10 mm [9]. Therefore, the most suitable frequency for the bad road condition radar sensor among all the considered in this work is 2.45 GHz. This frequency is also able to provide us with relevant information concerning the snow and ice scenarios and is, thus, the frequency chosen for this application. Obviously, the antenna size is much bigger at 2.45 GHz than at higher frequencies, but for roadside systems this is not as critical as it is for on vehicle systems. Moreover, the lower the frequency the devices and subsystems are cheaper.

4 Rough versus smooth models

Since the system performance depends on the reflection of electromagnetic waves on the road surface, for an appropriate design it is necessary to develop a model describing the interaction between the high frequency electric field and the surfaces considered in this work. There is an extensive literature on the subject of scattering of electromagnetic waves from arbitrary surfaces. Depending on the surface roughness, the most relevant methods used to solve the scattering problem are [10-12]:

- ▶ To use the laws of the Geometric Optics (reflection and refraction). This approximation is valid for flat surfaces or when the curvature radius is very large compared with the wavelength and the surface roughness is negligible.
- ▶ The Kirchoff method, valid when both the rms value of the surface roughness and the average surface curvature are larger than the wavelength.
- ▶ The small perturbation method, valid when both the correlation length and the rms value of the surface roughness are smaller than the wavelength.

Generally speaking, any surface is somewhat rough, but it can be considered flat when the roughness meets the following relationship, known as the Rayleigh criterion [10]:

$$h_R < \frac{\lambda}{8 \sin \theta}$$

Figure 3 shows the values of the Rayleigh criterion for waves between 1 and 10 GHz and incidence angles between 10 and 90 degrees and it can be seen that at 2.45 GHz it is greater than 4 cm.

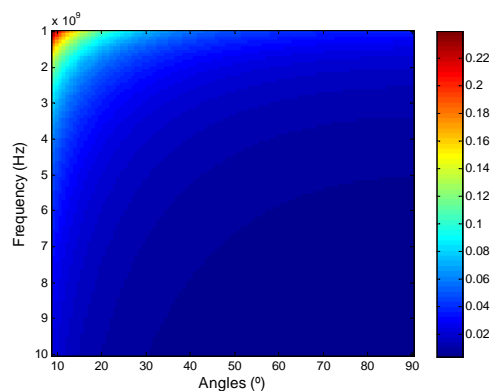


Fig. 3. Rayleigh criterion in metres for frequencies between 1 to 10 GHz and incidence angles between 10 to 90°

The roughness of the surfaces used in pavements is a zero mean Gaussian random variable with rms value given in table 3 [13].

	h_{rms}
<i>concrete</i>	0.2 mm
<i>Smooth asphalt</i>	0.34 mm
<i>Rough asphalt</i>	0.9 mm

Table. 3. Values of rms roughness of different kind of surfaces used in roads

The probability that the asphalt roughness is bigger than the Rayleigh criterion is given by [14].

$$P(h > h_R) = \int_{h_R}^{\infty} \frac{1}{h_{rms}} e^{-\frac{h^2}{h_{rms}^2}} dh = \frac{1}{2\sqrt{2}h_{rms}} \text{erfc}(h_R)$$

and it is absolutely negligible. Therefore, all the surfaces involved in this work can be considered smooth and thus analyzed using the simplest model among all the listed above: the Geometric Optics.

5 Geometric Optics and Transmission Line model

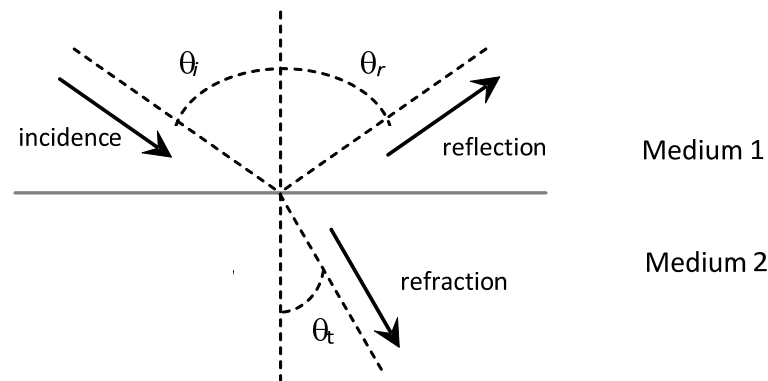


Fig. 3. GO reflexion and transmission (Snell) laws

The Geometric Optics (GO) explains the reflection and refraction phenomena from surfaces separating two homogeneous media using two simple expressions that can be straightforwardly derived by applying the Maxwell Equations boundary conditions to the plane wave solution of the vector wave equation at the medium discontinuity. The two GO basic equations are graphically summarized in figure 3 and they can be stated as follows:

- **Reflection law:** both the incident and reflected vector waves (the unit vector pointing to the wave propagation direction) are contained on the incidence plane (that defined by the wave vector of the incident wave and the unit normal vector to the separation surface at the incidence point). Moreover, the angle between the vector wave of the incident wave and the unit normal vector to the separation surface is the same than the angle between the latter and the vector wave of the reflected wave.

- **Diffraction law:** the angle between the vector wave of the incident wave and the unit normal vector to the separation surface and the angle between the latter and the vector wave of the transmitted wave is given by the Snell law:

$$\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sin(\theta_i) = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} \sin(\theta_t)$$

where ε and μ are the electrical permittivity and the magnetic permeability of the corresponding medium, respectively.

In this work only linearly polarized waves are considered. The analysis is therefore performed for two orthogonal linear polarizations: Transverse Electric or TE (the electric field of the incident wave is normal to the plane of incidence) and Transverse Magnetic or TM (the magnetic field of the incident wave is normal to the plane of incidence whereas the electric field lies on it). The amplitude of the electric field reflected is related to the incident one by the Fresnel reflection coefficient, which is given by [15]:

$$R = \frac{Z(0) - \eta'_0}{Z(0) + \eta'_0}$$

To take into account the effect of the water, snow or ice layer on the surface road, the impedance is computed using the transmission line model [15]:

$$Z(0) = \eta' \frac{Z(d) \cos k'(d) + j \eta' \sin k'(d)}{\eta' \cos k'(d) + j Z(d) \sin k'(d)}$$

The above equations are polarization dependent. Indeed, $\eta' = \eta / \cos \theta$ for TE polarization and $\eta' = \eta \cos \theta$ for TM polarization, whereas $k' = k \cos \theta$ for both polarizations. In the previous expressions k stands for the material wavenumber ($k = 2\pi f \sqrt{\mu \varepsilon}$, being f the operating frequency), η for the material intrinsic impedance ($\eta = \sqrt{\mu / \varepsilon}$) and d for the medium depth.

6 Numerical Results

Although the polarization dependence, for perfectly smooth surfaces there is not polarization coupling, i.e. there are not crossed polarization reflected waves. Hence, the following figures show the attenuation reflection on the depth-angle plane for different materials covering the surface road and for the two orthogonal polarizations.

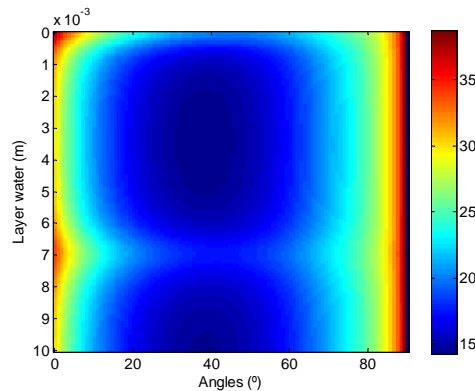


Fig. 4. AR for water at 2.45 GHz, TE polarization

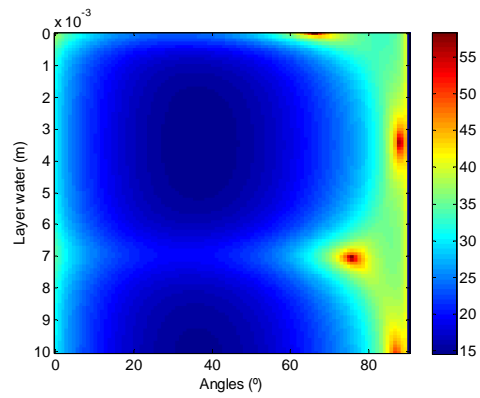


Fig. 5. AR for water at 2.45 GHz, TM polarization

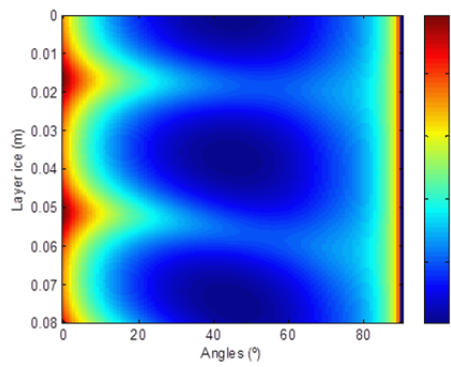


Fig. 6. AR for ice at 2.45 GHz, TE polarization

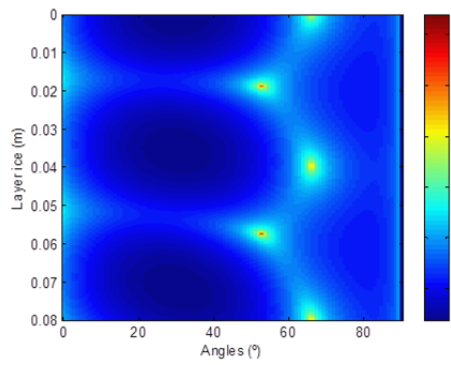


Fig. 7. AR for ice at 2.45 GHz, TM polarization

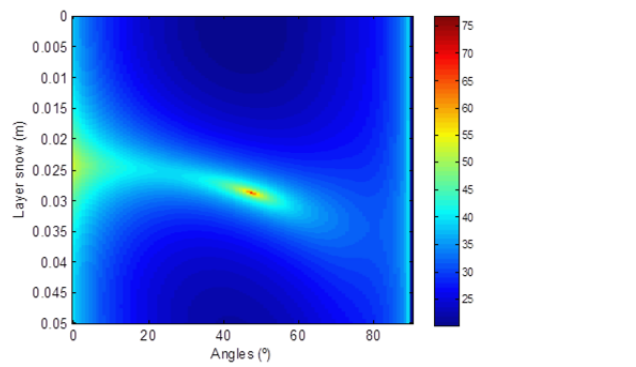


Fig. 8. AR for snow at 2.45 GHz, TE polarization

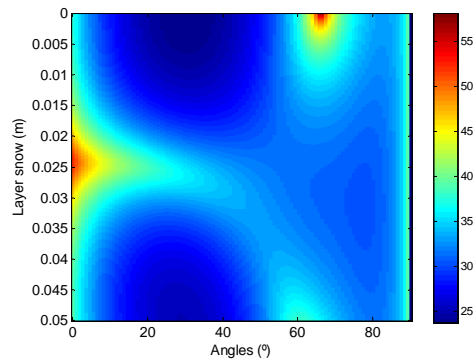


Fig. 9. AR for snow at 2.45 GHz, TM polarization

The previous figures show that there is relevant difference between the reflection from a road surface covered by different kind of materials (water, snow and ice). This difference is enough to classify the surfaces depending on the material present over the asphalt layer. Since the impedance is a periodic function of the medium depth for a given angle, the response is somewhat periodic, thus the unambiguous detection area must be identified if a depth estimation will be performed on the basis of the attenuation information. Generally speaking the TE response is clearer and presents a larger unambiguous area.

7 Conclusions

The bi static radar architecture proposed in this paper provides an estimator valid for detecting the presence on the road surface of different materials that can affect the traffic safety (water, snow or ice). This estimator is independent from transmission losses. The system response is somewhat periodic because the impedance is also periodic, and hence the unambiguous area must be identified. In this sense, results for TE polarization are clearer and show a larger unambiguous area (which includes a range of material depth relevant from the road traffic point of view). Therefore, the system proved to be feasible and further investigation must be carried out in order to design a practical prototype.

8 Acknowledgements

This work has been supported by the Spanish Ministry of Industry, Tourism and Commerce project IAP 560410-2008-59.

References

- [1] http://ec.europa.eu/transport/roadsafety/publications/projectfiles/supreme_en.htm
"Summary and Publication of best Practices in Road Safety in the Member States of the European Union and in Norway and Switzerland" (SUPREME), European Traffic Safety Council (ETSC).
- [2] Radar Series, Vol 5. Ed. David D. Barton, The Artech Radar Library, 1977
- [3] Edward J. Jaselskis, Jonas Grigas and Algirdas Brilingas, "Dielectric Properties of Asphalt Pavement" Journal of materials in civil engineering, September 2003.
- [4] Christian Mätzler and Urs Wegmüller. "Dielectric properties of fresh-water ice at microwave frequencies". Journal of Physics D: Applied Physics. Vol. 20. April 1987.

- [5] Gary Koh. "Dielectric Properties of Ice and Snow at 26.5 to 40 GHz". Geoscience and Remote Sensing Symposium International 1992.
- [6] ITU-R P.527-3. "Electrical Characteristics of the Surface of the Earth". 1992.
- [7] Martti T. Hallikainen, Fawwaz T. Ulaby and Mohamed Abdelrazik. "Dielectric Properties of Snow in the 3 to 37 GHz Range". IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 34. Nov. 1986.
- [8] Martti E. Tiuri, Ari H. Sihvola, Ebbe G. Nyfors and Martti T. Hallikaiken. "The Complex Dielectric Constant of snow at Microwave Frequencies" IEEE Journal of Oceanic Engineering, Vol 9, No 5, Dec. 1984.
- [9] "Aquaplaning. Development of a Risk Pond Model from Road Surface Measurements, Sara Nygårdhs", PhD Dissertation, Linköping University, Sweden, 2003.
- [10] Petr Beckmann and André Spizzichino. "The Scattering of electromagnetic waves from rough surfaces". Editorial Artech House, Inc. 1987
- [11] Fawwaz T. Ulaby, Richard K. Moore and Adrian K. Fung. "Microwave Remote Sensing – Active and Passive". Vol. II. Editorial Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1982.
- [12] Fawwaz T. Ulaby and Charles Elachi. "Radar Polarimetry for Geoscience Applications". Editorial Artech House, Inc. 1990.
- [13] Eric S. Li and Kamal Sarabandi, "Low Grazing Incidence Millimetre-Wave Scattering Models and Measurements for Various Road Surfaces", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 47, May 1999
- [14] "Probability, Random Variables, and Stochastic Processes", Athanasios Papoulis, McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo, 9th edition,
- [15] "Electrodinámica para Ingenieros", Luis Nuño et al, Intertécnica, Valencia, 2005