

Capítulo 3: Efectos de la Presencia de la Tierra.

Podemos clasificar el efecto de la presencia de la tierra en :

1.-OBSTÁCULOS:la presencia de árboles,edificios y montañas implica **pérdidas por obstrucción**,este es un fenómeno de **difracción**.

2.-REFLEXIÓN:la presencia de tierra plana y la de agua especialmente, producen **interferencia por reflexión**.

Comencemos por ver la *difracción de superficie y obstáculos*.

3.1.- Zonas y Elipsoides de Fresnel

Se introdujeron aquí algunos conceptos utilizados por Fresnel y Huygens en los estudios de la óptica, los cuales se usan corrientemente en la práctica del análisis y cálculo de radioenlaces. Ellos tratan de sobre el modo mediante el cual un frente de onda se propaga de un punto a otro, permitiendo así el transporte de energía desde un centro emisor hasta un punto receptor. Los resultados han sido de gran utilidad práctica.

Consideramos que la onda se propaga en un medio con características eléctricas de espacio libre.

3.1.1.- Principio de Huygens

De acuerdo con el principio de Cristian Huygens, un frente de onda puede considerarse como constituido por un sinnúmero de fuentes o frentes secundarios de radiación. En la **figura 3.1**, en la cual se considera un centro emisor isotrópico (por simplicidad) T, un frente de onda ha sido reemplazado por un sinnúmero de radiadores secundarios tales como P_1, P_2, P_3, \dots , cada uno de los cuales emite una onda esférica. La curva tangente a los frentes de onda de los campos secundarios constituye un frente de onda de la radiación primitiva. Analizando el problema desde un punto receptor R, un frente cualquiera puede reemplazarse por los centros secundarios, y el campo recibido en R (que no será otra cosa que el campo E_0 recibido en el espacio libre) estará formado por las contribuciones de cada uno de ellos, contribuciones que tendrían amplitudes y fases diferentes.

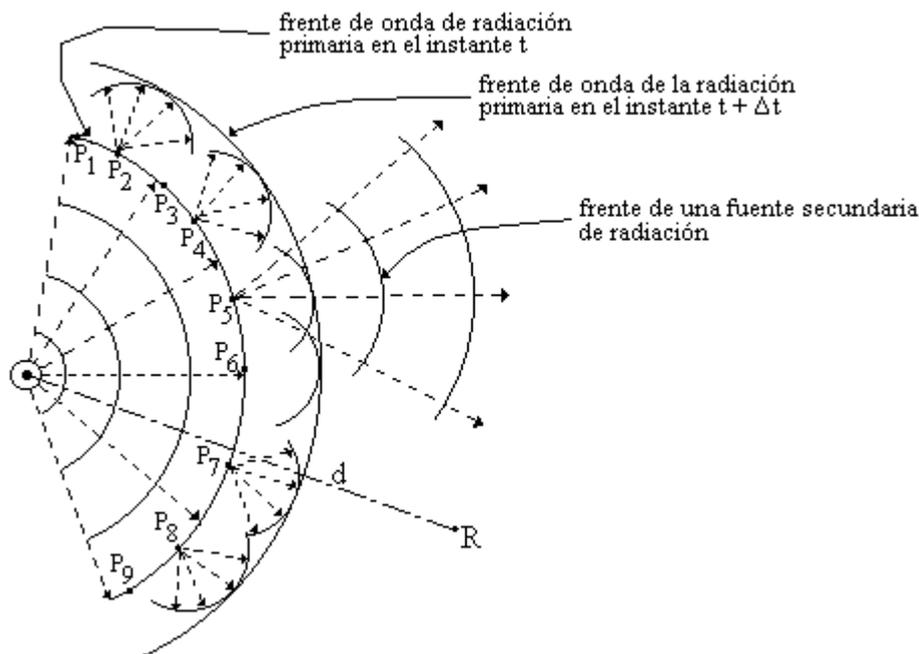


FIG.- 3.1. Frente de onda y sus fuentes secundarias de radiación.

3.1.2.- Campo Recibido como suma de las contribuciones de las zonas de fresnel.

En la **figura 3.2** aparece un centro emisor T y uno de recepción R, separados por una distancia d en el espacio libre.

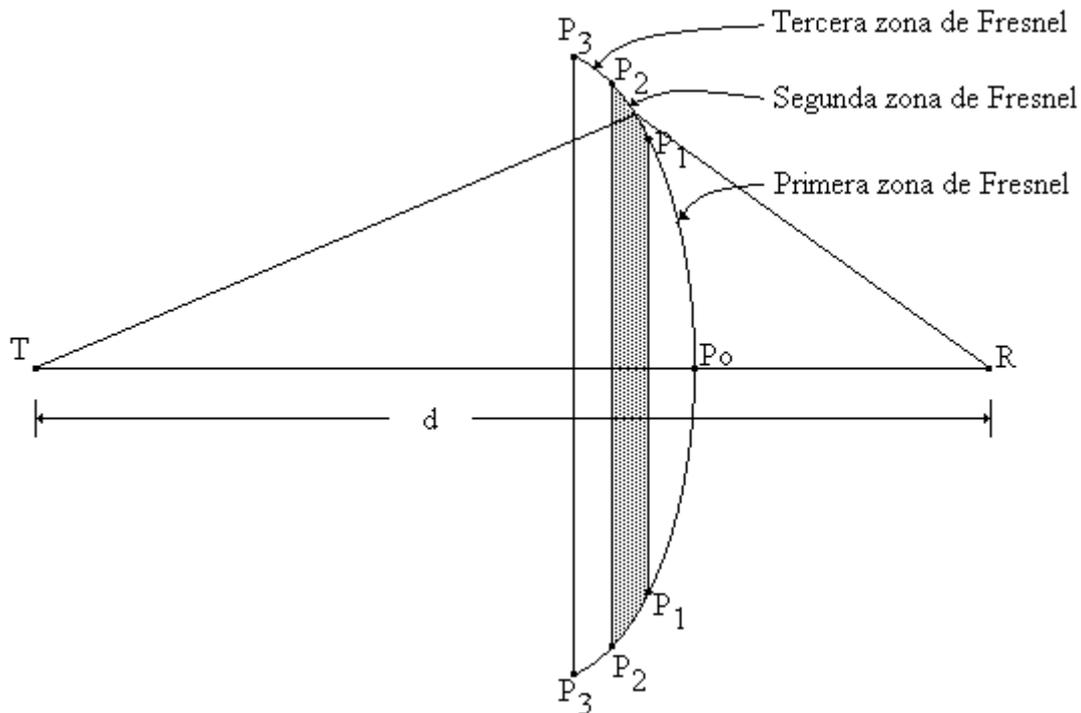


Fig.- 3.2.

De acuerdo a Fresnel se ha dividido un frente de onda en las zonas circulares indicadas. La primera de ellas, denominada **primera zona de Fresnel**, abarca desde P₀ hasta los centros secundarios P₁ tales que TP₁R sea superior a TR en λ/2. **La segunda zona de Fresnel** abarca desde P₁ hasta P₂, de modo que TP₂R sea superior a TR en λ y así sucesivamente se definen las otras zonas, existiendo siempre aun diferencia de media longitud de onda entre los extremos de cada una de ellas.

Cada zona de Fresnel, está constituida por una gran cantidad de centros secundarios de radiación uniformemente repartidos. Integrando las contribuciones que cada centro secundario aporta al campo recibido en R, entre los límites de cada zona. se encuentra la contribución de la zona al campo total. Esta integración es posible de realizar y se encuentra que el campo que proporciona en R la zona de orden n es:

$$E_n = (-1)^n \cdot K_n \cdot \frac{E_0'}{d} e^{j(\omega t - \beta d)} \quad (3.1)$$

En esta expresión $\frac{E_0'}{d}$ es la magnitud del campo recibido en R en el espacio libre, o sea la magnitud del campo total. K_n es un coeficiente que además de depender de la frecuencia, depende de la orientación de la superficie de cada zona con respecto al punto R; en otras palabras, depende de la inclinación de la superficie considerada en relación a la dirección del punto R. K_n es un factor que va disminuyendo uniformemente de zona a zona.

La relación (3.1) nos muestra que las contribuciones de cada zona al campo total recibido en R, están desfasadas en 180° con respecto a sus vecinas y sus amplitudes dependen de K_n. Luego el campo total a recibir en el espacio libre será:

$$E_r = \sum_1^n E_n = E_1 - E_2 + E_3 - \dots + (-1)^n E_n$$

Siendo E_1, E_2, E_3, \dots etc., las amplitudes de las componentes de cada zona, como K_n disminuye uniformemente, puede obtenerse que:

$$E_r = \frac{E_1}{2}$$

Lo cual puede verse más claramente en la representación de la **figura 3.3** El campo de la primera zona de Fresnel está indicado por OE, la suma de la contribución de la primera zona y la segunda zona conduce a un campo muy pequeño (es la distancia entre la línea 00 y el extremo de E_2); la contribución E_3 de la tercera zona aumenta el campo pero a un valor inferior de E_1 , y así sucesivamente; como la disminución es uniforme en amplitudes y como siempre hay un desfase de 180° entre una y otra contribución **el campo total recibido es la mitad del campo que provee la primera zona de Fresnel.**

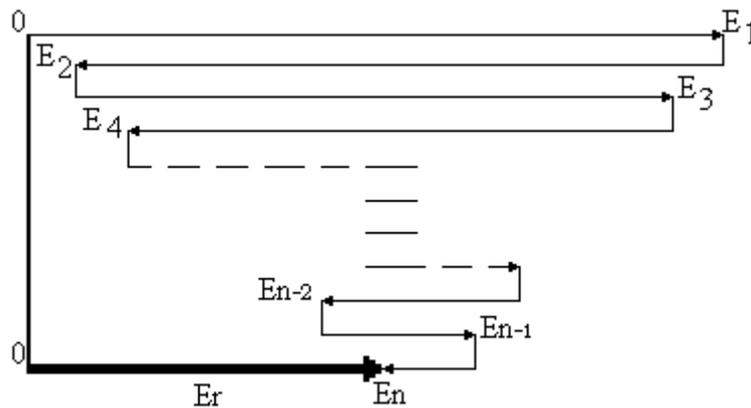


Fig.- 3.3. El campo total descompuesto en sus componentes de Fresnel.

El reemplazo de un frente de onda por los centros secundarios de radiación, y por lo tanto, la definición de zonas de Fresnel, se ha hecho a una distancia cualquiera del extremo emisor. Haciendo variar la posición de esas zonas entre los extremos T y R del enlace, cada una de ellas generará en su desplazamiento un elipsoide de revolución cuyo eje será justamente TR. Así, el primer elipsoide de Fresnel estará formado por el desplazamiento de la primera zona de Fresnel. (**figura 3.4**).

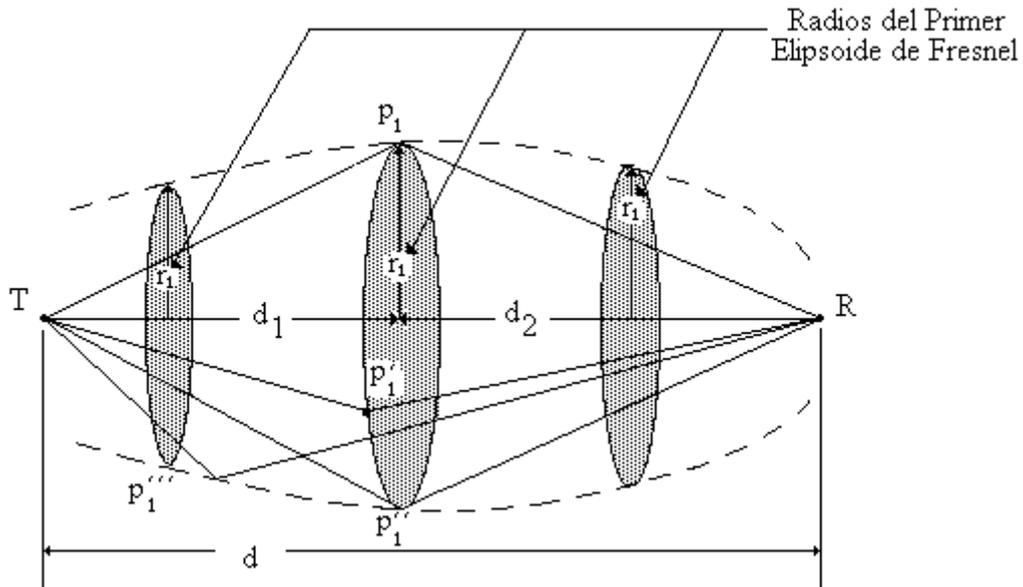


Fig.- 3.4

Por ello entonces, observando la **figura 3.4**, tendremos por definición:

$$TP_1R = TR + \lambda/2 = TR' = TP''_1R = TP'''_1R$$

3.1.3.- Cálculo de los radios de los elipsoides de Fresnel:

Calculemos el radio de la sección recta del primer elipsoide de Fresnel (o sea el radio de la primera zona de Fresnel), en una posición cualquiera. Si P₁ designa un punto de frente de onda sobre el elipsoide de primer orden, tendremos por definición:

$$TP_1 + P_1R - (d_1 + d_2) = \lambda/2 \quad (3.2)$$

pero:

$$TP_1 = \sqrt{d_1^2 + r_1^2} = d_1 \sqrt{1 + \left(\frac{r_1}{d_1}\right)^2} \approx d_1 + \frac{r_1^2}{2d_1}$$

$$P_1R = \sqrt{d_2^2 + r_1^2} = d_2 \sqrt{1 + \left(\frac{r_1}{d_2}\right)^2} \approx d_2 + \frac{r_1^2}{2d_2}$$

Siempre que r_1/d_1 y r_1/d_2 sean pequeños frente a 1. Reemplazando estos valores en la relación (3.2) obtenemos:

$$r_1 = \sqrt{\frac{\lambda d_1 d_2}{d}} \quad (3.3)$$

El radio máximo será lógicamente el ecuatorial, para el cual $d_1 = d_2 = d/2$, y será:

$$r_{1\text{máx}} = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda d} \quad (3.4)$$

Algunos valores numéricos nos permiten ver en la **tabla 1**, la magnitud del radio máximo de la primera zona de Fresnel, y se comprende desde ya la dificultad que existe al despejar, de todo obstáculo en un enlace, el primer elipsoide de Fresnel en frecuencias bajas.

d	FRECUENCIA	
	100 MHz	1000 MHz
10 Km	86 m	27,5 m
30 Km	150 m	47,5 m
50 Km	194 m	61 m
80 Km	245 m	77,5 m
100 Km	275 m	87 m

Tabla 1: Algunos valores del radio máximo de la primera zona de Fresnel.

Las expresiones correspondientes a (3.3) y (3.4), pero considerando el elipsoide de orden n son:

$$r'_n = \sqrt{\frac{n\lambda d_1 d_2}{d}} = \sqrt{nr_1}$$

$$r_{n \text{ má x}} = \frac{1}{2} \sqrt{n\lambda d} = \sqrt{nr_1 \text{ má x}}$$

En la **figura 3.5** se ha colocado una pantalla imaginaria, interpuesta entre un centro transmisor y uno receptor, y sobre ella se han dibujado las intersecciones con los elipsoides de Fresnel, según se indicó anteriormente, el campo creado por todas las zonas de Fresnel es igual a la mitad de la contribución de la primera zona.

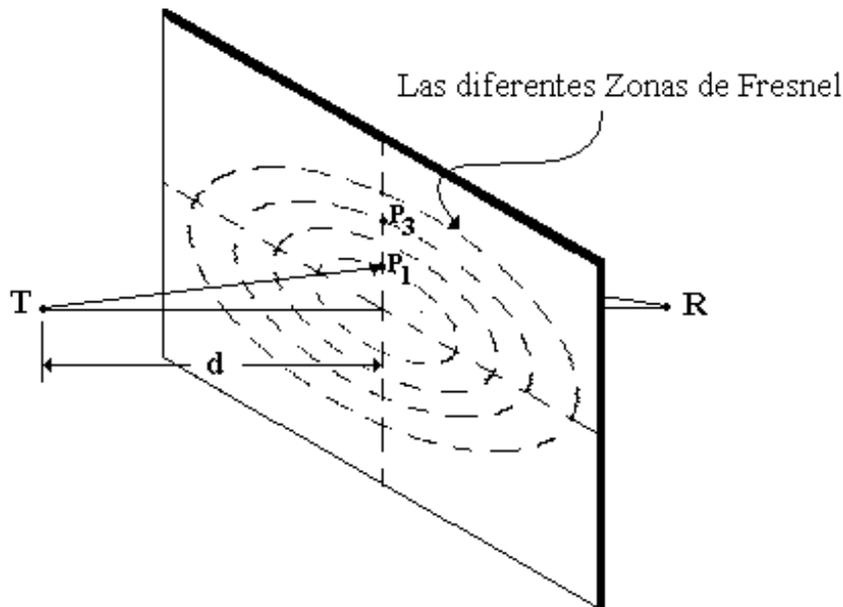


Fig.- 3.5

Ello indicaría entonces que si la pantalla obstructora tuviese una abertura tal que pasara solo la energía de la primera zona, campo en R sería igual al doble del campo que existiría sin la obstrucción, es decir igual al doble del campo correspondiente al espacio libre.

Si la abertura fuese tal que permitiera además el paso de la segunda zona el campo en R sería por el contrario muy pequeño. Al aumentar el diámetro de la abertura, entonces de 0 a 8, el campo en R oscilaría alrededor del valor del campo correspondiente al espacio libre, siendo decrecientes las amplitudes de esas oscilaciones.

En la **figura 3.6**, se muestra una pantalla obstructora (perfectamente absorbente y de gran extensión que va gradualmente interponiéndose entre el trayecto TR según una perpendicular a TR.

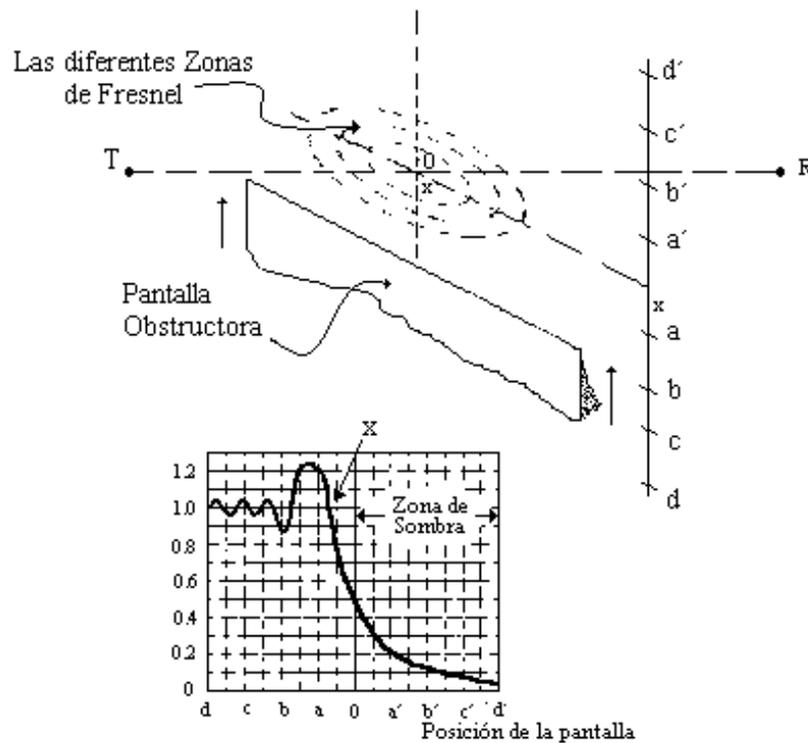


Fig.- 3.6

Cuando esta pantalla está muy alejada de TR el campo que se recibe en R es el campo correspondiente a la recepción en el espacio libre. A medida que ella se interpone, el campo en R oscila alrededor del valor de espacio libre, con amplitudes crecientes hasta un cierto máximo que ocurre antes que el borde de la pantalla esté en línea con T y R, o sea, antes que esté en la posición 0. En la posición 0 el campo en R es igual a la mitad del de espacio libre, ya que la pantalla estaría obstruyendo a la mitad del espacio. A partir de ese punto, una mayor obstrucción conduce a un campo menor.

En la misma **figura 3.6** puede apreciarse que la posición de la pantalla está expresada en unidades arbitrarias. Este resultado es justamente el que se aprovecha para el cálculo de radioenlaces, en donde una montaña aguda sobresale netamente del resto del perfil terrestre y se interpone entre una antena transmisora y una receptora. En particular, puede demostrarse (ver **figura # 3.8**) que cuando las alturas de las antenas son tales que el trayecto directo está sobre una colina, que pueda asimilarse a la pantalla señalada, a una altura igual al 55% del radio de la primera zona de Fresnel, el campo en R es igual al que se recibiría en el espacio libre. Este punto, correspondiente a $0.55r_1$, es el punto X indicado en la **figura 3.6**.

En la **figura 3.7**, se muestran dos casos de obstrucción. Un caso en donde la montaña intercepta parte de la primera zona de Fresnel permitiendo visibilidad en los extremos, y el otro en el cual la montaña se interpone entre ambos extremos no permitiendo la visibilidad.

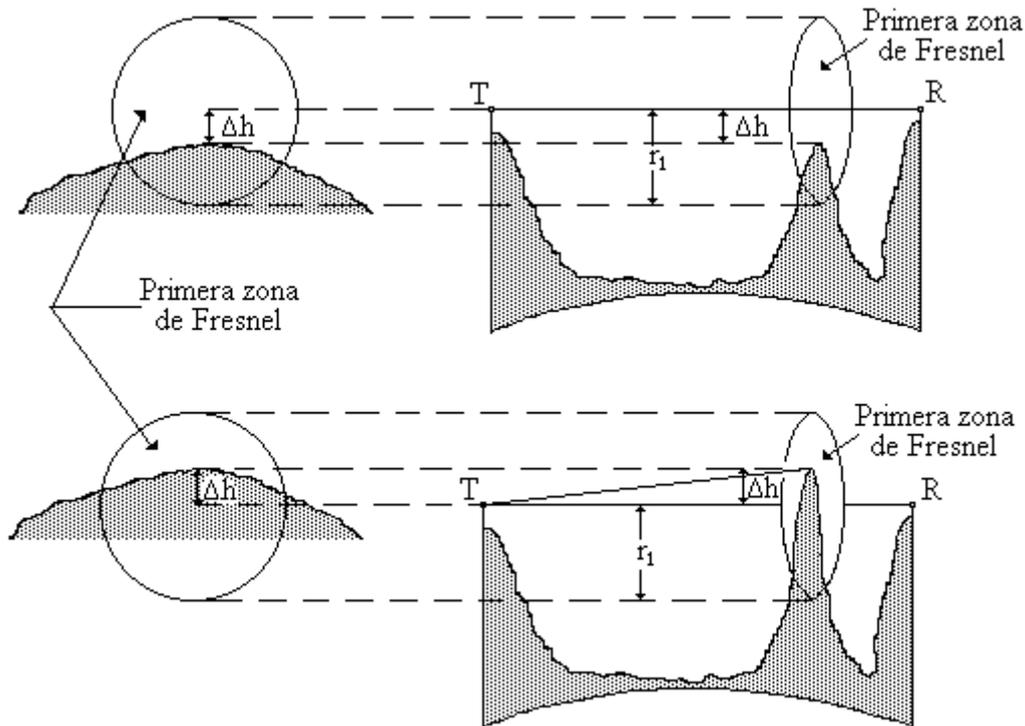


Fig.- 3.7. Obstrucción de la primera zona de Fresnel

Un buen parámetro del grado de despeje del borde montañoso con respecto a la visual TR lo da $u' = \Delta h / r_1$, siendo r_1 el radio de la primera zona de Fresnel en el punto de ubicación del obstáculo.

En el caso de la obstrucción parcial el valor de u' se considera positivo. Si $u' = 0$, estamos en el límite de la visibilidad y el campo a recibir en R es la mitad del correspondiente al espacio libre.

En el caso para el cual la montaña obstruye totalmente la visibilidad (caso de **difracción neta**), el parámetro u' se considera negativo.

En la **figura 3.8** se ha trazado en forma correcta la variación del campo de recepción, relativo al correspondiente al espacio libre, en función del parámetro:

$$u' = \Delta h / r_1$$

Que ya hemos definido en la **figura 3.7**.

Fig.- 3.8

3.1.4.- Línea de Vista Visibilidad Electromagnética.

La línea de vista es función de la relación de c/r , si esta relación es mayor o igual a 0.577, en el punto de recepción se tiene el nivel de espacio libre.

Se dice entonces que existe "línea de vista" si el despeje es al menos el 60% del radio de la primera zona de Fresnel. (ver *figura 3.9*).

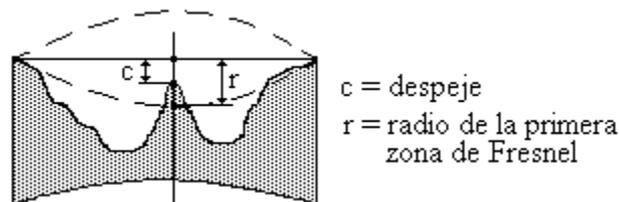


Fig.- 3.9

Hay que tener en cuenta que K es modificado al variar las condiciones meteorológica, luego puede suceder que un trayecto despejado con un cierto K , sea obstruido para otra condición atmosférica, por eso no deben usarse los K medio.

Por otra parte:

- 1.- La condición de obstrucción del primer elipsoide de Fresnel es más fácil de realizar a λ pequeños ($\lambda = 7.5$ cm, $d = 50$ Km, $r = 30$ m) pero asimismo variaciones de K pueden producir obstrucciones fácilmente.
- 2.- En cambio a λ mas grandes ($\lambda = 1.2$ m, $d = 50$ Km, $r = 120$ m) generalmente habrá obstrucción parcial, pero los cambios de K no afectan casi nada.

3.1.5- Criterios para el Despeje.

- I.- Si $f \geq 2000$ Mhz $0.6F_1$ para $K_{\text{mínimo}}$ (2/3 mar o costa y 1 en tierra).
- II.- si $f < 2000$ Mhz (150, 450, 900 Mhz) $0.1F_1$ para $K = 4/3$.

Aunque ya se dijo que se puede diseñar con obstrucciones parciales.

Es importante destacar que la curva de la **Figura 3.8** es para montaña aguda (ó difracción or flo de cuchillo) cuando la curvatura es suave hay que tener en cuenta la reflexión y en ese caso son muy importantes las características reflectoras de la colina, existen curvas similares a la de la **Figura 3.8** que dan la relación en dB del campo recibido a campo de espacio libre para diversos valores del coeficiente de reflexión (ver Rábanos, Transmisión por Radio, U. de Madrid, pag. 53 y otros manuales y textos radioenlaces).

Cabe destacar el hecho de poder decir que las **pérdidas por difracción** serán:

$$L_d = -20 \log(\text{campo relativo al de espacio libre})$$

Por último el **efecto de la directividad de la antena**, es despreciable si se calcula la relación entre r' (radio correspondiente al ángulo de media potencia) y r (radio de la primera zona de Fresnel). Se observa luego que $r'/r \approx 10$, queriendo esto decir que el ángulo de media potencia abarca varias zonas de Fresnel.

3.2.- Reflexión.

3.2.1.- Las Leyes de Snell

Cuando una onda electromagnética se propaga por un medio de gran extensión y cuyas características eléctricas son constantes e iguales en todos sus puntos, la trayectoria que caracteriza su propagación no sufre alteraciones. Sin embargo, si ella incide sobre una superficie S que separa este medio de otro con características diferentes, aparecen otras ondas generadas por la primera. Al incidir la onda (**onda incidente**) sobre la superficie, induce un movimiento oscilatorio a las cargas libre y ligadas existentes en la vecindad de S . Estas oscilaciones reirradían un campo dirigido hacia el medio en que se propaga la onda original (Es el **campo reflejado**) y un campo dirigido hacia el otro medio (es el **campo de refracción** o **campo transmitido**).

Nos interesa analizar el caso en el que el medio 1 tiene características aproximadas a las del espacio libre, esto es una constante dieléctrica ϵ_0 , y una permeabilidad magnética μ_0 . El medio 2 en cambio puede ser un dieléctrico ó un medio conductor, es decir, caracterizado en general por constante dieléctrica ϵ , permeabilidad magnética μ , y conductividad σ .

Es posible demostrar que:

- Las direcciones de propagación de las ondas incidente, reflejada y refractada, se encuentran contenidas en el plano normal a la superficie límite de los dos medios. Es el **plano de incidencia**.
- El ángulo de incidencia θ_i es igual al ángulo de reflexión θ_r . (tal como se muestra en la **figura 3.10**).

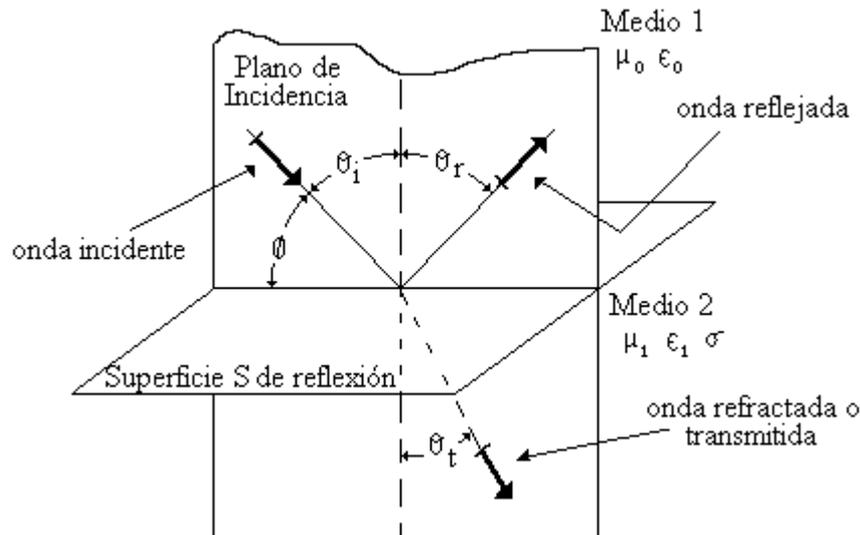


Fig.- 3.10

- c) La razón entre los senos de los ángulos de incidencia y refracción es la razón inversa entre las constantes de propagación esto es:

$$\frac{\text{Sen}\theta_i}{\text{Sen}\theta_t} = \frac{\sqrt{\omega^2 \epsilon \mu - j \sigma \omega}}{\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0} - j \frac{\sigma \mu}{\epsilon_0 \mu_0 \omega}}$$

Como para la mayoría de los medios $\mu = \mu_0$, se tiene la expresión más conocida:

$$\frac{\text{Sen}\theta_i}{\text{Sen}\theta_t} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - j \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}} = \sqrt{\epsilon_r - j \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}}$$

Si el segundo medio es un dieléctrico, o bien si la frecuencia es tal que la parte imaginaria de la ecuación anterior pueda despreciarse, tendríamos:

$$\frac{\text{Sen}\theta_i}{\text{Sen}\theta_t} = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \sqrt{\epsilon_r} = n$$

Es decir un índice de refracción real.

Si el medio 1 es un medio dieléctrico cualquiera con constante ϵ_1 , μ_1 , y el medio 2 también es dieléctrico con constantes ϵ_2 , μ_2 , se habría encontrado.

$$\frac{\text{Sen}\theta_i}{\text{Sen}\theta_t} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.5)$$

Esto es la razón entre los senos de los ángulos de incidencia y refracción es la razón entre las velocidades de propagación, (o es la razón inversa entre los índices de refracción).

Lo que hemos y indicado en **b** y **c** es lo que en electromagnetismo se conoce como **Leyes de Snell**. (La Literatura Francesa las llama Leyes de Descartes).

En (3.5) aparece la expresión generalizada del índice de refracción extendida al caso de un medio conductor. Es el índice de refracción complejo n' :

$$n'^2 = \epsilon_r - j \sigma / \epsilon_0 \omega$$

y cuyas expresiones en unidades prácticas son:

$$n'^2 = \epsilon_r - j1.8 \cdot 10^4 \sigma \text{ (mho/m)}/f \text{ (Mhz)}$$

$$n'^2 = \epsilon_r - j60\sigma \text{ (mho/m)} \cdot \lambda \text{ (m)}$$

3.2.2.- Expresiones Generales del Coeficiente de Reflexión:

El campo eléctrico reflejado queda relacionado con el campo incidente que lo generó, mediante una expresión que denominamos **coeficiente de reflexión**. Es una expresión compleja general, comportando una amplitud y una fase. En otras palabras la amplitud y la fase de la onda inmediatamente después de la reflexión son diferentes a la amplitud y fase de la onda incidente.

Expresaremos en general tenemos:

$$\vec{E}_r = R\vec{E}_i = |R|e^{j\delta}\vec{E}_i$$

El valor del coeficiente de reflexión, depende de la polarización de la onda electromagnética, como siempre podrá descomponerse en una onda paralela a la superficie de reflexión y en una onda contenida en el plano de incidencia, distinguiremos **la polarización horizontal** y **la polarización vertical**. (Las cuales están representadas en la **figura 3.11**).

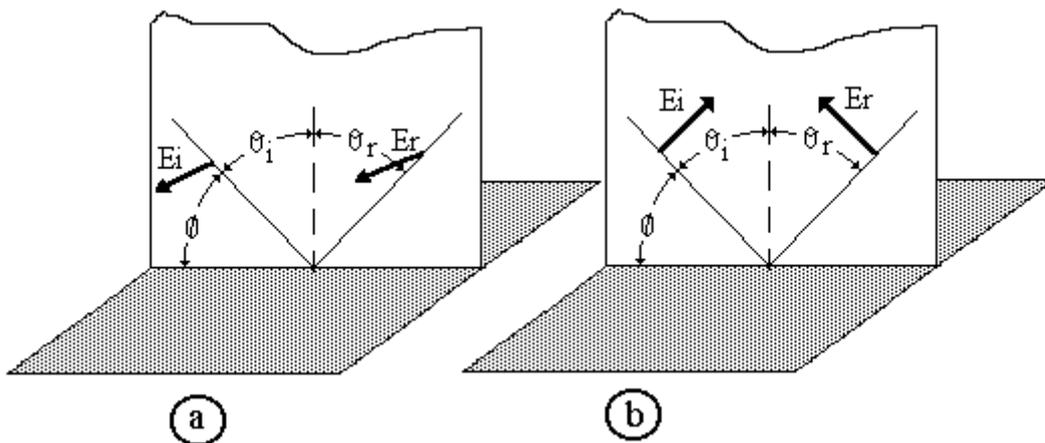


Fig.- 3.11. Reflexión. Polarización Horizontal y Vertical

Polarización Horizontal: (ver **figura 3.11a**). La expresión general del coeficiente de reflexión es:

$$R_h = |R_h|e^{j\delta_h} = \frac{\text{Sen}\phi - \sqrt{n'^2 - \text{Cos}^2\phi}}{\text{Sen}\phi + \sqrt{n'^2 - \text{Cos}^2\phi}}$$

Polarización Vertical: (ver **figura 3.11b**). En este caso:

$$R_v = |R_v|e^{j\delta_h} = \frac{\text{Sen}\phi - \sqrt{n'^2 - \text{Cos}^2\phi}}{\text{Sen}\phi + \sqrt{n'^2 - \text{Cos}^2\phi}}$$

En ambas expresiones, n' es el índice de refracción complejo, y queda expresado en función de la frecuencia y de las características del terreno refractor.

3.2.3.- Reflexiones sobre Medios Dieléctricos.

En algunas circunstancias, dependiendo de la conductividad del terreno y de la frecuencia de trabajo, la tierra presenta características similares a las de un dieléctrico.

La Ley de Snell nos indica que el ángulo de refracción estaba ligado al ángulo de incidencia, mediante a la relación:

$$\frac{\text{Sen}\theta_i}{\text{Sen}\theta_t} = n$$

y aquí deben distinguirse dos casos dependiendo del índice de refracción.

- Si $n > 1$, lo cual corresponde a los terrenos de la realidad, a cada ángulo real de incidencia existe un ángulo real de refracción.
- Si $n < 1$, el ángulo θ_t , de la onda transmitida será real sólo mientras se cumpla que $\text{Sen}\theta_i/n > 1$. De lo contrario no hay transmisión de energía hacia el medio 2; ocurre la reflexión total. Este caso puede aplicarse, en lo formal, a la reflexión ionosférica pues ahí el índice de refracción es inferior a la unidad.

Como se trata de una reflexión sobre dieléctricos, el índice de refracción complejo real n , y por lo tanto las expresiones generales de R_h y R_v . Quedando:

$$R_h = |R_h|e^{j\delta_h} = \frac{\text{Sen}\phi - \sqrt{n^2 - \text{Cos}^2\phi}}{\text{Sen}\phi + \sqrt{n^2 - \text{Cos}^2\phi}} = \frac{\text{Sen}(\theta_t - \theta_i)}{\text{Sen}(\theta_t + \theta_i)}$$

$$R_v = |R_v|e^{j\delta_v} = \frac{n^2\text{Sen}\phi - \sqrt{n^2 - \text{Cos}^2\phi}}{n^2\text{Sen}\phi + \sqrt{n^2 - \text{Cos}^2\phi}} = \frac{\text{Tg}(\theta_t - \theta_i)}{\text{Tg}(\theta_t + \theta_i)}$$

Primer Caso: $n > 1$. La variación de la magnitud del coeficiente de reflexión, y de la fase, para diferentes ángulos de incidencia, adquiere la forma indicada en la **figura 3.12**

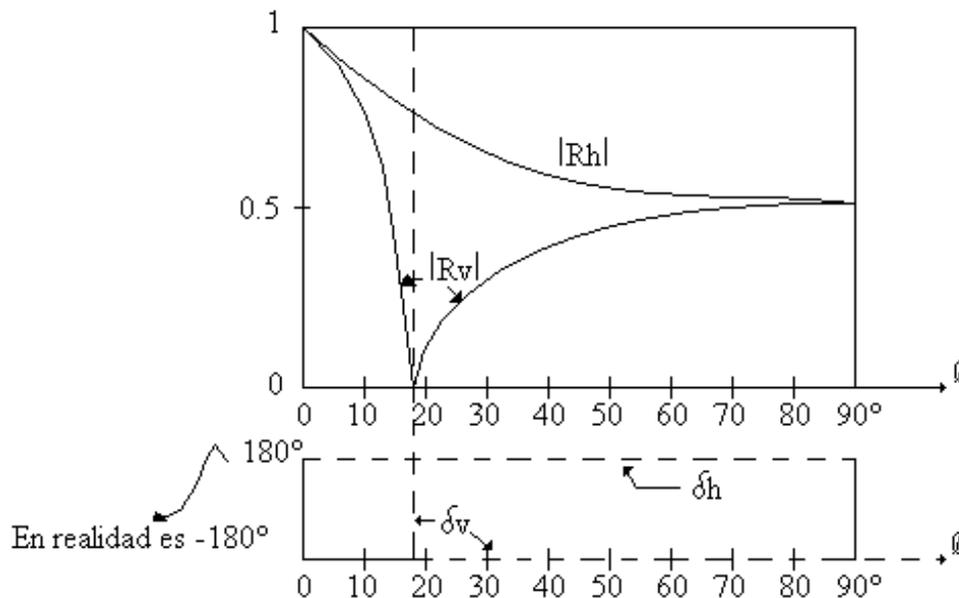


Fig.- 3.12. Coeficiente de Reflexión, amplitud y fase para $n = (\epsilon r)^{1/2} = 3$

Se observa que en la polarización horizontal la magnitud nunca se anula y el desfase siempre es de 180° . en polarización vertical la magnitud se anula para una incidencia característica denominada **Ángulo de Brewster**. Para ángulos pequeños, inferiores al ángulo de Brewster, la onda reflejadas está en 180° fuera de fase con la incidente (tal como en polarización horizontal). En cambio para ángulos mayores, está en fase.

El ángulo ϕ_B bajo el cual se anula la reflexión, se obtiene directamente de la ecuación de R_v :

$$\text{Sen}^2\phi_B = \frac{1}{n^2 + 1}$$

Un onda polarizada en una dirección cualquiera que incide sobre una superficie con un ángulo igual al de Brewster, produce una reflexión polarizada horizontalmente. Por ello también este ángulo recibe el nombre de ángulo polarizante.

Segundo Caso: $n < 1$.

En esta situación, mientras que se cumpla que $\text{Sen}\theta_i/n \leq 1$, la reflexión tiene la misma forma anterior. pero cuando $\text{Sen}\theta_i/n > 1$, ocurre la reflexión total como ya se indicó anteriormente; en las expresiones de R_h y R_v , la raíz cuadrada es imaginaria y por lo tanto los coeficientes de reflexión son expresiones del tipo $(a-bj)/(a+bj)$, cuya magnitud es igual a 1.

En la **figura 3.13** se ha trazado la variación para diferentes ángulos de incidencia.

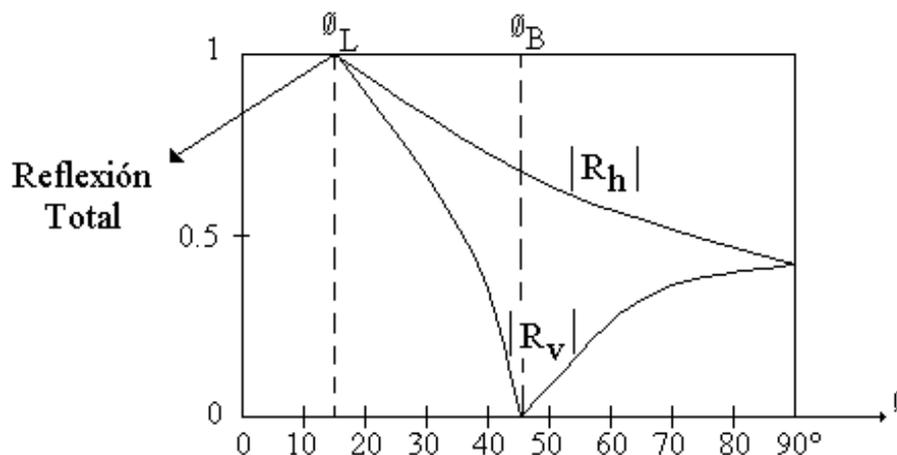
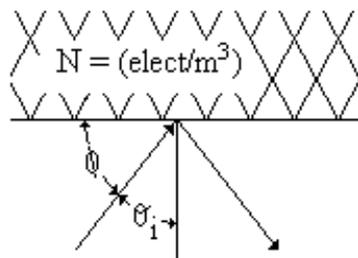


Fig.- 3.13 Coeficiente de Reflexión para $n < 1$.

Supongamos una capa ionosférica “uniforme” con una concentración N de electrones por metro cúbico, la cual se presenta en el **esquema 1**:



Esquema # 1

Se pide encontrar la condición para que ocurra reflexión total, el índice de reflexión está expresado por: $n = \sqrt{\frac{1 - 81N}{f^2}}$

En donde f es la frecuencia de trabajo. Deberá cumplirse que:

$$\text{Sen}\theta_i > \sqrt{\frac{1 - 81N}{f^2}}$$

Cuando hay incidencia vertical $\theta_i = 0$, y por lo tanto de esta expresión obtenemos:

$f < \sqrt{81N}$, es decir, la frecuencia deberá ser inferior a $f_v < \sqrt{81N}$. Cuando la incidencia es oblicua, tendremos que: $\text{Sen}^2\theta_i > 1 - f_v^2 / f^2$ la cual arreglada convenientemente nos conduce a:

$f < f_v \text{Sec}\theta_i$ que es la **Ley de la secante de las comunicaciones por ondas cortas**.

3.2.4.- Reflexión sobre un Medio Conductor.

Al presentar el medio 2 cierta conductividad, como la que se encuentra en la superficie terrestre sea mar ó tierra, las expresiones para el coeficiente de reflexión corresponden a las expresiones generales de R_v y R_h . La forma general de la variación se ha trazado en la **figura 3.14**, la cual se muestra a continuación:

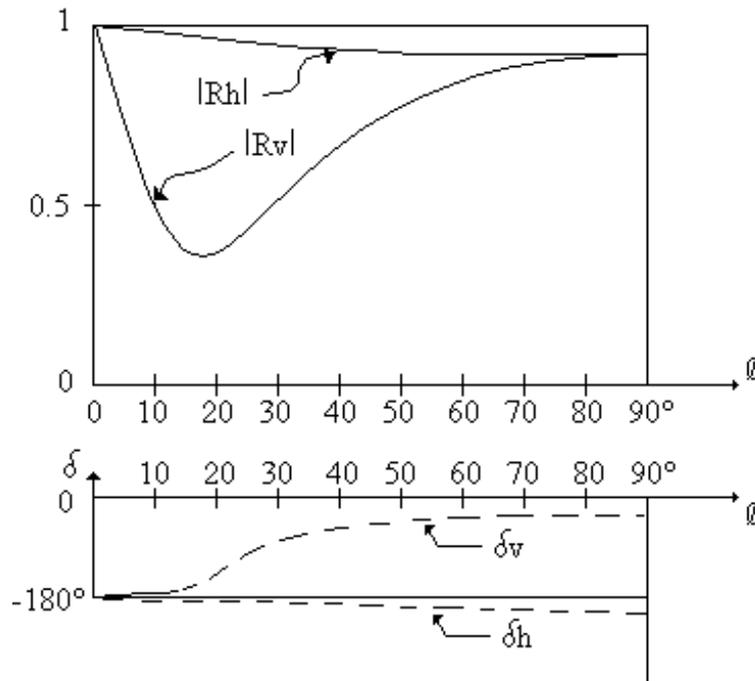


Fig.- 3.14. Variación del coeficiente de reflexión magnitud/fase, para una superficie con conductividad.

En ella puede observarse que en el caso de polarización vertical, la magnitud pasa por un mínimo, el cual tiende a cero en la medida que disminuye la conductividad o a medida que aumenta la frecuencia. En otras palabras tiende a cero a medida que la superficie terrestre presenta características de dieléctrico.

Nota: Debe observarse que cuando el ángulo es pequeño, lo cual es corriente en los enlaces de la práctica, la magnitud del coeficiente de reflexión es igual o muy cercana a 1, y el desfase es igual o muy cercano a 180°, tanto en la polarización vertical como la horizontal. (Diferente es el caso de reflexión sobre una superficie perfectamente conductora, $\sigma = \infty$, ya que en este caso las magnitudes son iguales a 1, pero la onda reflejada en polarización vertical está en fase con la incidente mientras que en la polarización horizontal está en oposición de fase; todo esto, para todo ángulo de incidencia ϕ).

La magnitud del coeficiente de reflexión puede disminuir si la superficie reflectora no es de grandes dimensiones, o bien si ella presenta rugosidades importantes en relación a la longitud de onda. Por ello una buena superficie reflectora es nefasta para las comunicaciones en frecuencias muy elevadas; la onda reflejada interfiere con la onda directa en alto grado.

Mientras mayor sea la rugosidad del terreno, mayor es la dispersión de la energía reflejada; por lo tanto, menor será la magnitud de la onda reflejada que interferirá con la directa: el valor del coeficiente de reflexión es menor.

También la magnitud del coeficiente de reflexión disminuye debido a la esfericidad de la superficie terrestre, efecto que se indica a continuación.

3.2.5.- Factor de Divergencia.

El análisis de la reflexión de una onda electromagnética en una superficie esférica es más complejo que en el caso de una superficie plana que se ha señalado en las secciones precedentes. La expresión del coeficiente de reflexión es bastante más complicada; naturalmente tiende más al caso plano en su expresión el radio de la esfera se hace tender a infinito.

Puede demostrarse, sin embargo, que no se comete gran error, si en lugar del coeficiente real se toma el coeficiente correspondiente a tierra plana afectándolo de un factor, denominado "Factor de divergencia **D**", siempre que el ángulo de incidencia no sea pequeño.

Analizando la expresión general puede obtenerse la expresión del factor de divergencia.

Para los efectos prácticos, el mismo resultado se obtiene de consideraciones de carácter geométrico, ya que el factor de divergencia traduce el hecho que la energía reflejada por una superficie esférica diverge en un ángulo sólido más grande que aquel producido en la reflexión sobre una superficie plana. (ver *figura 3.15*)

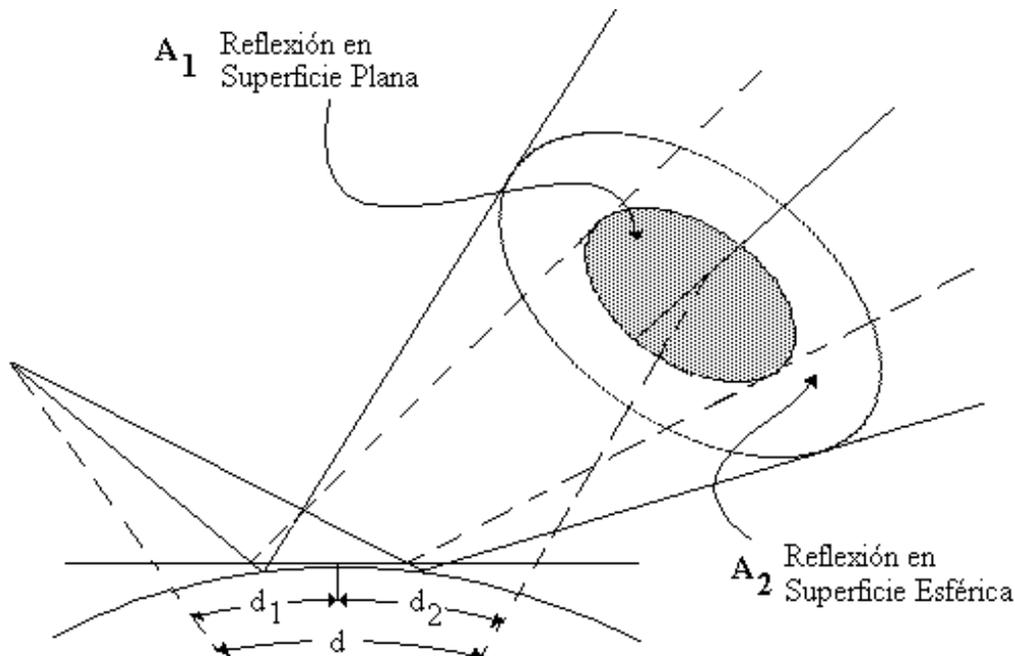


Fig.- 3.15

En la *figura 3.15* se muestran dos secciones rectas del cono de energía que se refleja ya sea en una superficie plana **A₁** ó bien en una superficie esférica **A₂**. El área **A₂** es mayor que **A₁**, y como la potencia emitida inicialmente es la misma en ambos casos, la densidad de potencia de **A₂** será menor que en **A₁**. Esto indica que el campo reflejado en la superficie esférica es menor que el reflejado por la superficie plana.

La razón entre ambas amplitudes es justamente el factor de divergencia:

$$\frac{(E_2)}{(E_1)} = D = \sqrt{\frac{A_1}{A_2}}$$

Al considerar un punto emisor a una cierta altura h_1 sobre la superficie esférica, un punto receptor a una altura h_2 , la reflexión ocurrirá a una distancia d_1 del extremo emisor como se muestra en la **figura 3.15**. (o a una distancia d_2 del otro extremo). La expresión práctica y simplificada de **D** es:

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + (2d_1d_2 / R_0d \text{Sen}\phi)}}$$

La cual se aplicará siempre que la incidencia ϕ no sea demasiado pequeña.

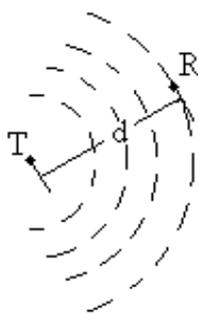
Luego el coeficiente de reflexión en tierra esférica es: $R_e = D \cdot R_{\text{plana}}$.

Siendo R_{plana} el correspondiente de las expresiones generales de R_v y R_h , o bien según las otras ecuaciones según sean las características de trabajo.

3.3.- Composición de la Onda directa y la Onda Reflejada en la Tierra.

3.3.1.- El Concepto de Trayectorias.

La energía emitida por una cierta antena no constituye una onda plana como ya se ha indicado. Es una onda que se va expandiendo y distribuyendo en el espacio desacomodado a las características directivas de la antena emisora. Se frente onda se propaga a una determinada velocidad y se va expandiendo a medida que nos alejamos del centro emisor un



frente de onda alcanza el punto receptor y el campo puede determinarse en R con ayuda de la *Teoría de Ondas Electromagnéticas*. Indiquemos con:

$$E = \frac{E'}{d} e^{j(\omega t - \beta d)} \quad (1)$$

al campo recibido en R a la distancia d, calculado de acuerdo a la Teoría de Ondas en el Espacio Libre (en la **figura 3.16** se ha graficado esta situación). Con E' la característica direccional de la antena ubicada en T.

Fig.- 3.16.

Concepto de expansión de una onda hasta alcanzar el punto R

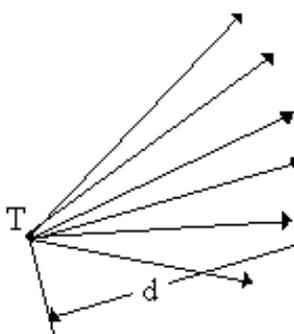


Fig.- 3.17.

Concepto de trayectorias Sólo la

La manera cómo se propaguen los frentes de onda, puede ser explicado con el principio de Hughens y Fresnel que se indicarán más adelante. Esta situación física real, puede simplificarse dando origen *la teoría de trayectorias o de la óptica geométrica*. No es de validez universal pero es de gran utilidad en el estudio de los radioenlaces en visibilidad. la teoría en trayectorias supone que la energía se irradia según líneas rectas, según *trayectorias rectas*, tal como se ilustra en la **figura 3.17**, cada una de las cuales lleva asociada una cierta cantidad de energía.

trayectoria TR provee el campo en R.

Aquella trayectoria que pasa por el punto R es la que producirá el campo que la energía asociada a esa trayectoria producirá en R será justamente el dado por la expresión de E. (1) de la Teoría de Ondas.

Trayectorias muy vecinas a TR producirán en sus extremos el mismo campo indicado, habrá entonces una cierta densidad de trayectorias entorno a TR, que producirán una densidad de potencia $P = E^2/120\pi$ susceptible de ser captada por la superficie efectiva de captación de una antena receptora en R.

Esto es lo que se conoce con el nombre de **Teoría de Trayectoria**. Si la potencia total que llega a R. Según la trayectoria de ondas se supone que haya viajado exclusivamente según TR, tendremos el concepto de **propagación de energía según la Teoría de Trayectorias**.

En el espacio libre sólo trayectorias rectas directas se requieren para representar la propagación. Cuando está presente una superficie reflectora como la terrestre, una segunda trayectoria puede existir llevando la energía reflejada. Cuando la atmósfera esta presente las trayectorias rectas pueden curvarse a causa de la variación del índice de refracción con la altura.

Pueden existir otras trayectorias por presencias de capas troposféricas reflectoras. Esto es en realidad lo que implícitamente se había dicho anteriormente en los temas de ondas directas y ondas reflejadas del **Capítulo 2** de la presente guía. Cabe destacar que el fenómeno es más complejo que lo caracterizado por dos trayectorias.

3.3.2.- Expresión del Campo Resultante.

Consideremos un emisor, ubicado a una altura h_1 sobre la superficie terrestre y un punto receptor R ubicado a una altura h_2 , tal como se indica a continuación: (**figura 3.18**).

Diagrama de radiación de la antena
 El campo emitido es $E(\theta) = E_0'(\theta)$
 en la dirección de máxima radiación $f(\theta) = 1$,
 que en este caso es la horizontal

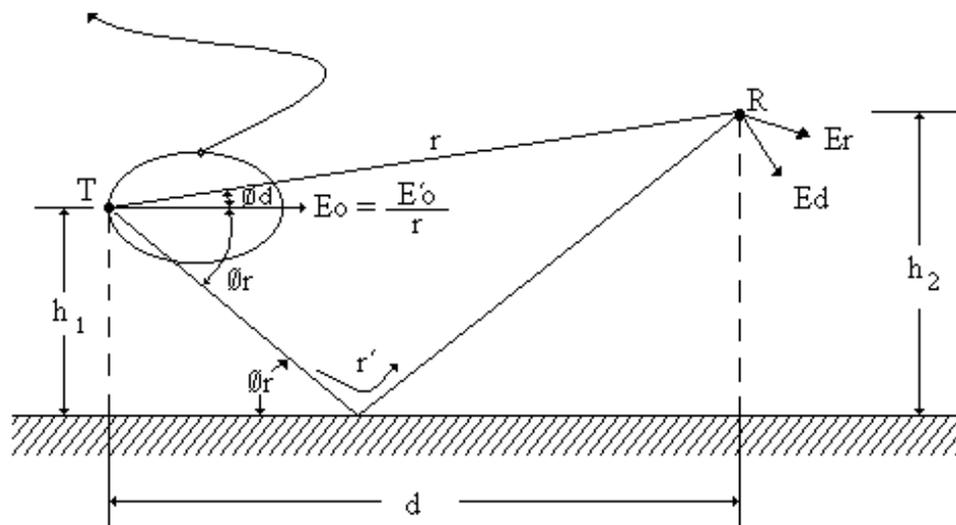


Fig.- 3.18

La Antena emisora presenta un diagrama de radiación definido por una función $f(\theta)$. Al receptor llegará energía proveniente de T, ya sea porque se ha propagado sin reflexiones en la

superficie terrestre o porque se ha propagado sin reflexiones en la superficie terrestre o porque ha sufrido una reflexión, es decir, dos ondas.

Consideremos el primer caso **el campo directo**, cuya orientación es la señalada en la misma **figura 3.18**. Dadas las magnitudes normalmente encontradas en la práctica para h_1 , h_2 y d , supondremos que a cierta distancia de E es vertical si la polarización de la onda emitida es vertical. Si la polarización es horizontal D_e será horizontal siempre.

Podemos escribir para el campo directo:

$$E_d = \frac{E'_0}{d} e^{j(\omega t - \beta d)} f_{(\phi_d)}$$

Para el campo reflejado, suponiendo las mismas consideraciones anteriores en cuanto a dirección de acuerdo a la polarización, y en cuanto a dirección de acuerdo a la polarización, y en cuanto a reemplazar r' por d , tendremos:

$$E_r = \frac{E'_0}{d} e^{j(\omega t - \beta r')} f_{(\phi_r)} |R| e^{j\delta}$$

Como ambos campos tienen la misma dirección (se supuso vertical si la polarización es vertical, y es horizontal si la polarización es horizontal), podemos sumar algebraicamente ambas expresiones para obtener el campo total.

$$|E| = \frac{E'_0}{d} |f_{(\phi_d)} + |R| f_{(\phi_r)} e^{-j(\beta \Delta r - \delta)}|$$

Siendo $\Delta r = r' - r = 2h_1 h_2 / d$ la diferencia de trayecto entre la onda reflejada y la onda directa. considerando el desfase producido por la reflexión de la tierra el desfase total con respecto al campo directo es $(\Delta \omega r - \delta)$ la magnitud del campo es:

$$|E| = \frac{E'_0}{d} = \sqrt{f_{(\phi_d)}^2 + |R|^2 f_{(\phi_r)}^2 + 2R f_{(\phi_r)} f_{(\phi_d)} \cos(\Delta \omega r - \delta)}$$

Expresión en la cual podemos notar la naturaleza fluctuante del campo al variar la distancia d o la altura h del punto receptor.

Si aumentamos la distancia, las direcciones ϕ_d y ϕ_r tienden a la correspondiente dirección de la máxima radiación, con lo cual:

$$|E| = \frac{E'_0}{d} = \sqrt{1 + |R|^2 + 2R \cos(\Delta \beta r - \delta)}$$

A mayor distancia sabemos que $|R|$ tiende a 1 (uno) y δ tiende a -180° . Dado que ϕ_r se hace muy pequeño; luego:

$$|E| = \frac{E'_0}{d} = \sqrt{2 - 2 \cos \beta \Delta r} = 2 \frac{E'_0}{d} \operatorname{sen} \frac{\beta \Delta r}{2}$$

Esto indica que como máximo se podría recibir hasta 2 veces el campo recibido en el espacio libre en la dirección de máxima radiación, dependiendo de la posición de R. Por otro lado, el mínimo puede ser nulo. En la **figura 3.19** aparece indicada la variación del campo resultante como producto de la interferencia entre la onda directa y la reflejada, a diversas distancias. debe recalcar que el valor del campo recibido es fuertemente dependiente del desfase producido, no sólo por la reflexión en tierra sino también por la diferencia de trayecto.

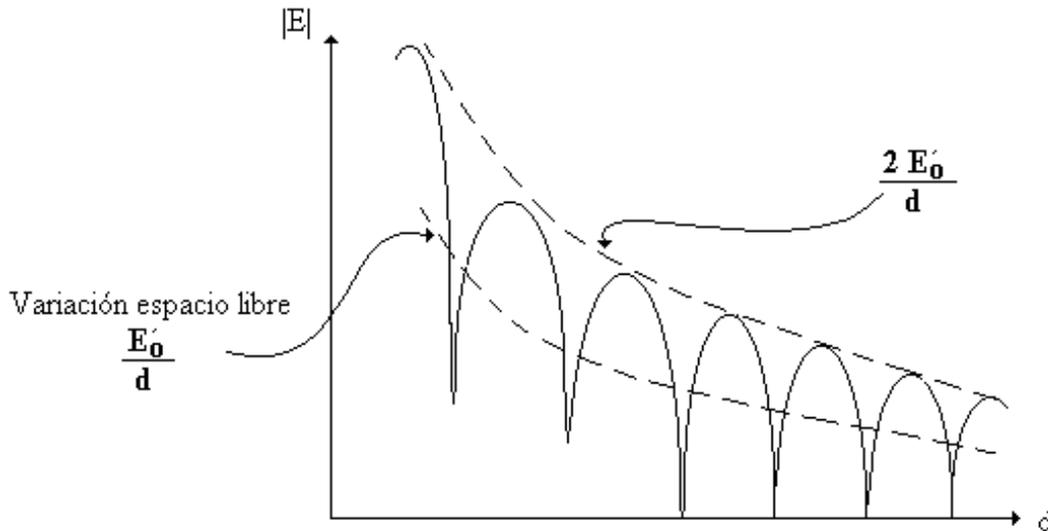


Fig.- 3.19. Variación del campo al desplazar el receptor horizontalmente.

3.3.3.- Variación del Campo con la Altura de Recepción.

Si consideramos la misma situación anterior de la **figura 3.18**, pero en la cual hacemos variar la altura h_2 de recepción, el campo recibido en las diferentes posiciones pasará sucesivamente por máximos y mínimos de acuerdo a la interferencia entre onda directa y reflejada.

El campo resultante a una altura determinada tiene la expresión general:

$$|E| = \frac{E'_0}{d} = \sqrt{f_{(\phi_d)}^2 + |R|^2 f_{(\phi_r)}^2 + 2Rf_{(\phi_d)}f_{(\phi_d)} \cos(\Delta\omega r - \delta)},$$

pero en la medida que los ángulos sean pequeños se puede utilizar:

$$|E| = \frac{E'_0}{d} = \sqrt{1 + |R|^2 + 2R \cos(\Delta\omega r - \delta)} \quad \text{o bien:}$$

$$|E| = \frac{E'_0}{d} = \sqrt{2 - 2 \cos \beta \Delta r} = 2 \frac{E'_0}{d} \text{sen} \frac{\beta \Delta r}{2}.$$

En este último caso se supone que el coeficiente de reflexión tiene una magnitud igual a 1 y que su fase es -180° . en la **figura 3.20b**, se ha trazado la variación del campo resultante en función de la diferencia de trayecto $\Delta r = 2h_1h_2/d$ y de la altura h_2 . Observamos que como el máximo, el campo podría ser igual a dos veces el valor del campo recibido en el espacio libre.

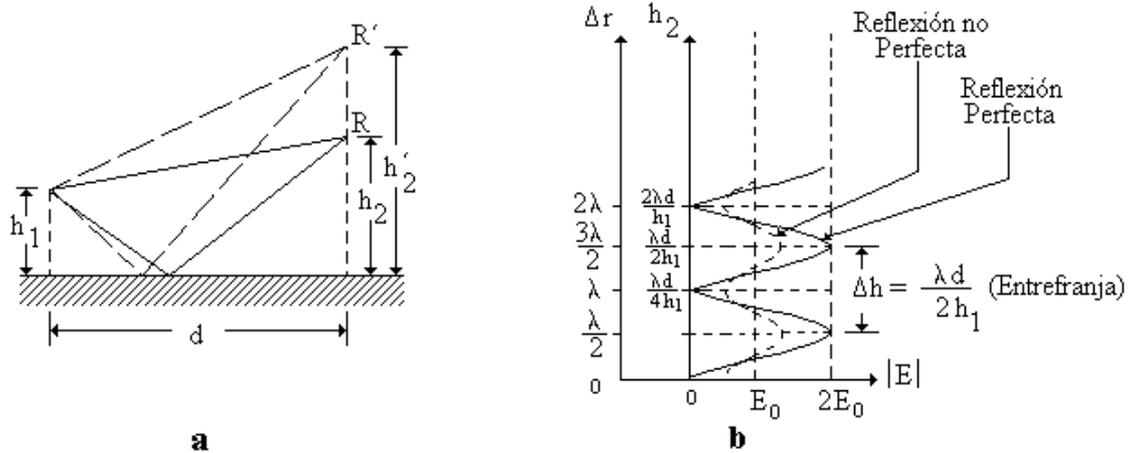


Fig.- 3.20 Variación del campo en función de la altura de recepción.

Observando la expresión: $|E| = \frac{E'_0}{d} = \sqrt{2 - 2 \cos \beta \Delta r} = 2 \frac{E'_0}{d} \sin \frac{\beta \Delta r}{2}$, vemos que el primer máximo ocurre cuando $\sin \frac{\beta \Delta r}{2} = 1$, es decir cuando:

$$\Delta r = \frac{\lambda}{2}, \text{ o bien } h_2 = \frac{\lambda d}{4h_1}$$

La diferencia de altura entre dos máximos, o de dos mínimos, se denomina altura del lóbulo de interferencia, con la ayuda de la expresión: $|E| = 2 \frac{E'_0}{d} \sin \frac{\beta \Delta r}{2}$, se obtiene que:

$$\Delta h = \frac{\lambda d}{2h}$$

3.4.- Insuficiencias de la Teoría de Trayectorias, o de la óptica geométrica.

No es posible extender la teoría de trayectorias a todos los casos existentes en la realidad.

Por ejemplo en los casos analizados, si las alturas de las antenas sobre la superficie terrestre tienden a cero, la diferencia entre el trayecto reflejado y el trayecto directo es nula, el coeficiente de reflexión tiende a 1 y su desfase es -180° . Esto indica entonces que el campo resultante es nulo.

Esto es cierto a medida que estamos trabajando en frecuencias elevadas (VHF para arriba) ya que en frecuencias bajas el campo es nulo; existe el campo superficial que es la tercera componente del campo total según se desprende de resolver correctamente la ecuación general de propagación de una onda electromagnética, impidiendo las condiciones de borde que plantea la presencia de la tierra. En estas frecuencias altas como VHF, el campo superficial es despreciable frente a los otros dos. aproximadamente en HF, los 3 componentes deberán considerarse; sin embargo, el cálculo no se realiza ya que en estas frecuencias los enlaces de la práctica utilizan la ionósfera como su medio de propagación.

Por otro lado, si introducimos la esfericidad de la tierra, deberá afectarse al coeficiente de reflexión por el factor de divergencia y luego combinar la onda directa y reflejada en la forma descrita en las secciones precedentes. Pero, si comenzamos a alejarnos del extremo emisor, es posible que el extremo receptor quede oculto por la curvatura terrestre, podrá estar más allá

del horizonte de la antena transmisora, incluso tomando en cuenta el efecto de refracción media introducido por la variación del índice de refracción con la altura. En estas circunstancias no existirán trayectorias directas o reflejadas en la tierra que alcancen al receptor. Si la frecuencia está en el rango de HF existirá naturalmente el campo proveniente de la reflexión en la ionósfera. Si la frecuencia es superior tendríamos un campo nulo según la teoría de trayectorias (salvo por reflexiones esporádicas en capas troposféricas de pequeño espesor).

Nuevamente falla la teoría de trayectorias. Existe en este caso un campo por difracción de energía en la superficie terrestre y que solo puede determinarse por resolución de la ecuación general de propagación.

3.5.- Reflexión

3.5.1.- Retardo

Anteriormente se definió $\Delta h = \frac{2h_1 h_2}{d}$ como la diferencia de trayecto, si dividimos ese valor de Δr por la velocidad de la luz, tendremos τ denominado retardo, que será la diferencia e el tiempo entre la onda directa y la onda reflejada en el punto de recepción.

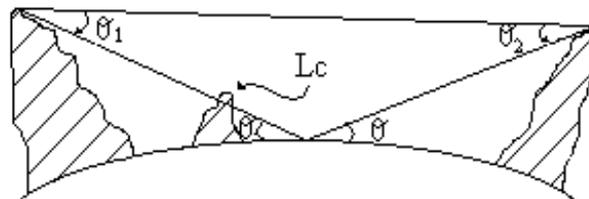
Este parámetro lo utilizaremos más adelante al estudiar la señal a ruido por interferencia de propagación.

3.5.2.- Método práctico para determinar la necesidad de diversidad de espacio.

La diversidad de espacio consiste en colocar dos antenas colineales, separadas verticalmente por media entrefranja, de modo que cuando se varíen las condiciones de propagación, podamos escoger la señal más fuerte. Sin embargo esta técnica encarece el sistema por duplicar antenas, requerir torres más costosas y equipos adicionales, por lo que debe evitarse cuando sea posible. Describiremos ahora un método práctico para determinar su necesidad y hay que tratar de jugar con la refractividad del terreno, la directividad y las obstrucciones para evitarla.

En primer lugar debe decirse que si se considera la tierra curva, en vez de plana, el análisis geométrico se complica notablemente, como el caso de tierra curva solo toma importancia cuando las distancias son muy grandes, en general se considera tierra plana.

Con relación a la figura:



$$\text{ERL} = \text{Pérdida Equivalente del Terreno} + D + D\theta_1 + D\theta_2 + L_c$$

Donde:

ERL = Pérdida efectiva de la onda reflejada.

D = Factor de Divergencia.

$D\theta_1 + D\theta_2$ = Pérdidas por directividad de las antenas.

L_c = Pérdidas por obstrucción.

El criterio es:

Si $\text{ERL} > 10$ dB, no se requiere diversidad de espacio.

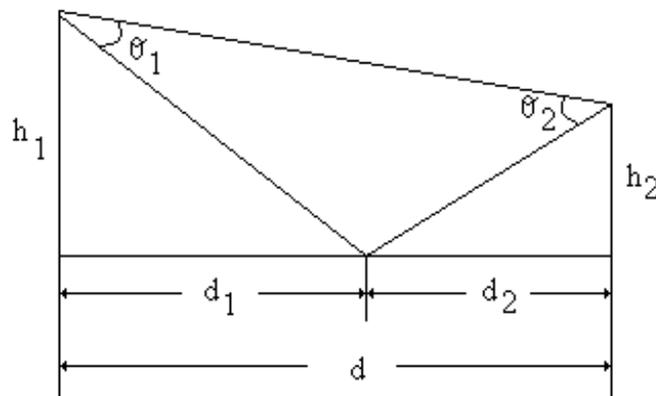
Si ERL < 10 dB, si se requiere diversidad de espacio.

Para el cálculo de la **pérdida equivalente del terreno** hay que considerar el peor caso:

Terreno Frec. (GHz)	Agua		Campo Húmedo		Campo Seco		Ciudad o Montaña	
	R	R (dB)	R	R(dB)	R	R(dB)	R	R(dB)
2	1	0	0.8	2	0.6	4	0.3	10
4	1	0	0.8	2	0.5	6	0.2	14
6	1	0	0.8	2	0.5	6	0.2	14
11	1	0	0.8	2	0.4	8	0.16	16

El factor de divergencia **D** ya fue considerado.

Directividad:



De acuerdo con a la Figura los ángulos (para el caso de la tierra plana) son aproximadamente:

$$\theta_1 \cong \frac{h_1}{d_1} - \frac{h_1 - h_2}{d} \quad \theta_2 \cong \frac{h_2}{d_2} - \frac{h_2 - h_1}{d}$$

Y para el caso de tierra esférica:

$$\theta_1 \cong \frac{h_1}{d_1} - \frac{h_1 - h_2}{d} - \frac{d_2}{2kR_0} \quad \theta_2 \cong \frac{h_2}{d_2} - \frac{h_2 - h_1}{d} - \frac{d_1}{2kR_0}$$

Y del diagrama de cada antena determinaremos **D θ_1** y **D θ_2** .

Pérdidas por obstrucción (L_c).

Los cálculos hay que hacerlos para **K = 2/3, 1, 4/3, 2 y 10**.