

## Capítulo 7

# Dispersión de luz de pequeñas partículas

### 7.1. Introducción

Ya hemos visto que uno de los requisitos imprescindibles para detectar y estimar la velocidad de un fluido mediante técnicas láser Doppler, es que el fluido este sembrado por pequeñas partículas. De esta manera, cuando una partícula atraviesa la zona de medida, formada por la interferencia de dos o más haces de luz, dispersará energía con un determinado diagrama de dispersión que, posteriormente, será recogida por una apertura receptora y focalizada sobre el area del fotodetector. Allí se obtendrá una señal eléctrica, proporcional a una componente de la velocidad de la partícula que, bajo ciertas condiciones, será aproximadamente igual a la velocidad del fluido.

El parámetro más importante que debe estudiarse, dada una determinada configuración óptica de un sistema LDA, es la relación señal a ruido (SNR). Lógicamente, el objetivo es obtener la SNR mínima que pueda ser suficiente para poder estimar posteriormente su velocidad con un error aceptable. El primer paso será por tanto conocer las propiedades de dispersión en función de las características de la onda incidente de luz y de la partícula para, posteriormente, calcular la SNR del sistema.

En este capítulo, veremos las características más importantes de radiación de las partículas inmersas en una zona iluminada por luz, presentando sus principales propiedades en función del tamaño y del tipo de sembrado, para posteriormente calcular las potencias de señal en el receptor y así de este modo conocer los rangos de tamaños que deben utilizarse.

Todas las simulaciones y gráficas de los resultados obtenidos han sido desarrolladas en una serie de programas en lenguaje C y Matlab, utilizando la teoría de *Lorentz-Mie*

y algoritmos optimizados para su cálculo [BH83].

## 7.2. Requisitos

En nuestro caso particular, el tamaño de las partículas han de cumplir dos condiciones a priori:

1. Su tamaño, en función de la longitud de onda, ha de ser lo más pequeño posible para que la velocidad de la partícula sea aproximadamente igual a la velocidad del fluido.
2. La intensidad de luz dispersada por las partículas debe ser la suficiente para obtener una SNR aceptable.

Queda claro que estos dos requisitos no se pueden cumplir a la vez y, por tanto, se tendrá que llegar a una situación de compromiso que permita satisfacer en alguna medida las dos condiciones. Fijémonos que la primera es fundamental y obligatoria. Los sistemas LDA, más que ser medidores de velocidad de fluidos, realmente son detectores de partículas. Aprovechándonos de que por un fluido existen partículas en suspensión de forma natural (los que menos) o por un sembrado artificial, podemos aproximar y aceptar que en el caso que dichas partículas sean 'pequeñas', la velocidad del fluido será aproximadamente igual a la de la partícula. Pero, ¿cuánto de pequeña? Esto dependerá de la naturaleza del fluido (líquido, gas) y de sus características hidrodinámicas o aerodinámicas, y para cada uno de ellos existirá un valor máximo aceptable del tamaño de las partículas, que se estudia en el Capítulo 5.

Por lo que hace referencia a la segunda condición necesaria, pero no suficiente, como hemos visto, cuánto más grande sea la partícula, más cantidad de energía dispersará, y podremos recoger más energía por la apertura receptora. Esta afirmación, como veremos, no es del todo cierta, pero sí aceptable en primera aproximación.

En el caso de los sistemas LDA, una muy buena aproximación es suponer para el cálculo de la luz dispersada que tenemos pequeñas partículas esféricas, homogéneas e isotrópicas, iluminadas por ondas planas homogéneas, pudiendo aplicarse diferentes soluciones.

## 7.3. Métodos de cálculo

Las propiedades de la luz dispersada por partículas pequeñas ha sido un tema de estudio por parte de muchos investigadores desde principios del siglo pasado. A partir

de las ecuaciones de Maxwell, se han desarrollado diferentes teorías o métodos, para determinados casos particulares:

1. Si la longitud de onda de la luz incidente es mucho más pequeña que el diámetro de la partícula  $\lambda \ll a_p$ , la luz dispersada puede ser descrita mediante métodos de óptica geométrica (GO). En este caso, la luz incidente (rayos paralelos) y la dispersada se calculan bajo la aproximación de las leyes de la óptica geométrica.
2. Para el caso de que el tamaño de las partículas sea arbitrario (relativa a la longitud de onda), la luz incidente podrá que ser caracterizada por la teoría de ondas, donde la onda plana incidente se descompone en suma de ondas esféricas parciales en la superficie de la esfera, Teoría de *Lorenz-Mie* (LMT) ó *Dispersión Mie*

En el caso mas general, donde el campo incidente no sea uniforme (ondas no homogéneas), se pueden aplicar otros métodos, siendo modificaciones de las teorías anteriores:

1. Teoría Óptica Geométrica Extendida (EGO): Si la longitud de onda de la luz incidente es mucho más pequeña que el diámetro de la partícula  $\lambda \ll a_p$ , el campo incidente no homogéneo, se aproxima en cada pequeño segmento de la superficie de la partícula, como una onda plana y homogénea. Así, cada diferencial de área, se aplica las leyes de optica geometrica (GO),
2. Dos métodos principalmente, para el caso que el tamaño de las partículas sea arbitrario:
  - Teoría *Fourier-Lorenz-Mie* (FLMT): El campo incidente no homogéneo se descompone en suma de ondas planas, mediante la transformada de Fourier, dado que el fenómeno de propagación de la luz se puede considerar un proceso lineal, y posteriormente para el calculo de la energía dispersada se aplica la Teoría de *Lorenz-Mie* (LMT)
  - Teoría Generalizada de *Lorenz-Mie* (GLMT): El campo incidente no homogéneo se descompone en suma de ondas esféricas en el espacio y, posteriormente, para el calculo de la energía dispersada, se aplica la Teoría de *Lorenz-Mie* (LMT)

En el caso particular de los sistemas LDA, una muy buena aproximación para el cálculo de las propiedades de dispersión de las partículas, es considerar primero que el

sembrado tiene forma esférica. Esta consideración puede ser aceptable en prácticamente todos los casos, ya que el sembrado se realizará de forma artificial y, generalmente, los fabricantes de sembrado para estas aplicaciones proporcionan partículas esféricas. Recordemos que en muy pocas situaciones el propio fluido a medir dispondrá de partículas que sean susceptibles de ser detectadas. Sólo en el caso particular de agua 'doméstica', podemos aprovechar los propios sedimentos como elementos dispersores. En este caso, la suposición de partículas esféricas no será del todo cierta aunque, si las partículas son pequeñas, el error será aceptable.

Una segunda aproximación es suponer que la onda incidente de luz que ilumina las partículas del fluido es uniforme en el volumen de medida o zona de dispersión. Realmente en el volumen de detección los frentes de onda son aproximadamente planos, pero la intensidad tiene perfil gaussiano, debido a las características de emisión de los haces generados por fuentes láser. Por tanto, esta consideración solo será válida en el caso de que el tamaño de las partículas sea mucho más pequeño que el diámetro de la cintura del haz  $a_p \ll d_w$  y, como hemos visto, para que la velocidad de las partículas sea lo más aproximadamente igual a la la velocidad del fluido, el rango de tamaños tiene que estar limitado a un valor máximo. En casi todos los casos, podemos aceptar esta aproximación para sistemas LDA. En otros sistemas, como los basados en técnicas Doppler por fase (PDA), no será cierta dicha suposición ya que las variaciones de amplitud y fase en la luz dispersada por la partícula no podrán ser despreciadas.

Por tanto, utilizaremos la Teoría de dispersión de Lorenz-Mie (LMT), que nos va a permitir, de una manera aproximada y eficiente a nivel computacional, obtener un método cerrado capaz de calcular las características de dispersión en la técnica Laser Doppler.

## 7.4. Teoría de Lorenz-Mie (LMT)

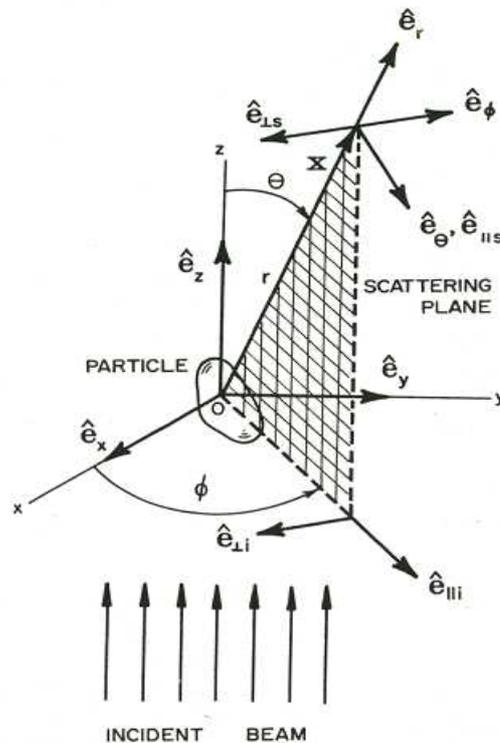
### 7.4.1. Descripción LMT

Una buena aproximación, para caracterizar los fenómenos de dispersión que se producen en una partícula esférica, isótropa y homogénea, iluminada por ondas planas homogéneas, fue dada por Lorenz (1890) y por Gustav Mie (1908). A partir de mediados del siglo XX, aparecieron los primeros algoritmos capaces de calcular de una manera eficiente (Van de Hulst(1957) [BH83]), los campos dispersados en función de los campos incidentes y de las propiedades de las partículas, en campo lejano.

Este método de cálculo, se basa en la descomposición de las ondas electromagnéti-

cas incidentes dentro y fuera de la esfera dispersora en ondas esféricas en términos de funciones armónicas adaptadas a las condiciones de contorno de la partícula. El campo total dispersado, en campo lejano, se obtiene sumando un número suficiente de ondas parciales esféricas, dando como resultado dos soluciones independientes, en función de la excitación paralela y/o perpendicular del campo incidente.

El campo dispersado  $E_d$ , mediante la teoría de LMT en un punto del espacio, definido por el vector posición  $r$ , en función del campo incidente  $E_{in}$ , y de las características de la partícula, se define respecto un sistema de coordenadas esféricas, presentado en la figura 7.1, con el origen en el centro de la partícula, donde la onda plana incidente se propaga en la dirección del eje  $z$ , con una polarización lineal respecto el plano  $x - y$ .



**Figura 7.1** Coordenadas utilizadas en la teoría de Mie, respecto al plano de dispersión.

Los ángulos de dispersión  $\theta$  y  $\phi$ , y sus vectores unitarios  $\hat{e}_\theta$ ,  $\hat{e}_\phi$  se definen respecto al plano formado por el vector que contiene la dirección de propagación y por el vector que contiene la dirección de polarización de la onda incidente. En términos de este sistema de coordenadas, el coeficiente de dispersión en campo lejano en la dirección determinada por los ángulos  $\theta$  y  $\phi$ , para el caso de luz incidente polarizada linealmente, es

$$\sigma(\theta, \phi) = A(\theta) \sin(\phi) \hat{e}_\phi + B(\theta) \cos(\phi) \hat{e}_\theta \quad (7.1)$$

La radiación dispersada obtenida por *Mie*, se separa en dos componentes, una perpendicular y otra paralela al plano de dispersión, definido por el vector de propagación y la dirección de dispersión, denominadas funciones o coeficientes complejos de dispersión  $A(\theta)$  o  $S_{\perp}(\theta)$ , y  $B(\theta)$  o  $S_{\parallel}(\theta)$  respectivamente.

La relación entre las componentes perpendiculares y paralelas, del campo dispersado ( $E_{\perp d}$  y  $E_{\parallel d}$ ) y del campo incidente ( $E_{\perp in}$  y  $E_{\parallel in}$ ) es

$$E_{\parallel d} = B(\theta) \frac{e^{-jkr+jkz}}{jkr} E_{\parallel in} \quad (7.2)$$

$$E_{\perp d} = A(\theta) \frac{e^{-jkr+jkz}}{jkr} E_{\perp in} \quad (7.3)$$

o en su forma matricial

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel d} \\ E_{\perp d} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B(\theta) & 0 \\ 0 & A(\theta) \end{bmatrix} \cdot \frac{e^{-jkr+jkz}}{jkr} \cdot \begin{bmatrix} E_{\parallel in} \\ E_{\perp in} \end{bmatrix} \quad (7.4)$$

La intensidad<sup>1</sup> dispersada  $I_d [W/m^2]$  a una distancia  $r$  del centro de la partícula al punto de observación definido por los ángulos  $(\theta, \phi)$ , en función de la intensidad incidente  $I_{in}$  polarizada linealmente<sup>2</sup>, con un número de onda  $k = 2\pi/\lambda$  en campo lejano se puede definir como

$$I_d = I_{in} |\sigma(\theta, \phi)|^2 \frac{1}{k^2 r^2} \quad (7.6)$$

y las intensidades dispersadas de las componentes perpendiculares y paralelas al plano de dispersión

$$I_{\parallel d} = I_{in} \frac{I_B}{k^2 r^2} \quad (7.7)$$

$$I_{\perp d} = I_{in} \frac{I_A}{k^2 r^2} \quad (7.8)$$

<sup>1</sup>Intensidad o también llamada Irradiancia, potencia radiada recibida por una superficie dividida por dicha área

<sup>2</sup>En el caso que la luz incidente no esté polarizada, luz blanca, la intensidad dispersada se podrá calcular como

$$I_d = I_{in} \frac{I_A + I_B}{2k^2 r^2} \quad (7.5)$$

donde  $I_A$  y  $I_B$  son las llamadas funciones de intensidad dispersadas asociadas a las componentes perpendicular y paralela respectivamente

$$I_A = |A(\theta)|^2 \quad (7.9)$$

$$I_B = |B(\theta)|^2 \quad (7.10)$$

las funciones o coeficientes complejos de dispersión  $A(\theta)$ , y  $B(\theta)$  asociadas a las componentes perpendiculares y paralelas respectivamente, se definen como

$$A(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \pi_n \cos(\theta) + b_n \tau_n \cos(\theta)\} \quad (7.11)$$

$$B(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{b_n \pi_n \cos(\theta) + a_n \tau_n \cos(\theta)\} \quad (7.12)$$

$\pi_n$  y  $\tau_n$  son las funciones angulares de *Mie* que describen la dependencia angular de la luz radiada en la dirección del ángulo de dispersión  $\theta$ , donde  $P_n^1$  son los polinomios de Legendre

$$\pi_n \cos(\theta) = \frac{1}{\sin(\theta)} P_n^1 \cos(\theta) \quad (7.13)$$

$$\tau_n \cos(\theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^1 \cos(\theta) \quad (7.14)$$

$a_n$  y  $b_n$  las amplitudes complejas de las ondas parciales del campo dispersado<sup>3</sup>

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\zeta'_n(x) - \zeta_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (7.15)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\zeta'_n(x) - m\zeta_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (7.16)$$

donde  $m$  es el índice de refracción relativo, cociente entre el índice de refracción de la partícula  $n_p$  y el medio de propagación  $n_m$ ,  $x$  el tamaño de la partícula, caracterizado por su diámetro  $a_p$ , normalizado respecto a la longitud de onda del campo incidente en el medio  $\lambda_m$ ,  $\psi_n()$  y  $\zeta_n()$  las funciones de Riccati-Bessel de primera y tercera especie respectivamente.

<sup>3</sup>El símbolo ' indica la derivada de la función de Riccati-Bessel en las ecuaciones (7.15) y (7.16)

$$m = \frac{n_p}{n_m} \quad (7.17)$$

$$x = \frac{\pi a_p}{\lambda_m} \quad (7.18)$$

El número mínimo  $n$  de la descomposición del campo incidente en ondas esféricas, para la convergencia de las series infinitas de las ecuaciones (7.11) y (7.12), dependerá del valor del tamaño normalizado de la partícula  $x$ . Para un error relativo de  $10^{-7}$  el valor propuesto en [BH83] es

$$n_{max} = x + 4x^{1/3} + 2 \quad (7.19)$$

#### 7.4.2. Zonas de Dispersión

La teoría de *Lorenz-Mie*, permite calcular las propiedades de dispersión para cualquier valor de tamaño normalizado de la partícula  $x$ , no estando limitado a ninguna caso en particular. La intensidad dispersada,  $I_{d\perp}$ ,  $I_{d\parallel}$  dependerá de los siguientes parámetros:

- $x$ : Tamaño normalizado de *Mie*
- $m$ : Índice de refracción relativo de la partícula respecto al medio
- $I_{in}$ : Intensidad de la onda incidente
- $\theta$ : Ángulo de dispersión

En toda intensidad dispersada en función del tamaño normalizado de *Mie*  $x$ , se puede diferenciar diferentes comportamientos en su evolución, apareciendo diferentes zonas, presentadas en la tabla 9.1 y en la figura 7.2.

**Cuadro 7.1** Zonas de dispersión en función del tamaño de la partícula

Zona Rayleigh	Zona Mie	Zona Óptica Geométrica
$a_p \ll \lambda$ ( $x \ll 1$ )	$a_p \sim 1\lambda$ ( $x \sim 1$ )	$a_p \gg \lambda$ ( $x \gg 1$ )

Existe una primera zona, para el caso de que la partícula sea muy pequeña  $x \ll 1$ , conocida como zona de dispersión Rayleigh o dispersión molecular, con valores de energía

dispersada muy pobres, y con una evolución sin oscilaciones. Generalmente para cualquier ángulo de dispersión  $\theta$ , la intensidad es proporcional a la sexta potencia de  $x$  ( $I_d \sim x^6$ ). Aplicable para pequeños gránulos de polvo, moléculas (nitrógeno, oxígeno..) etc...

Cuando  $x \gg 1$ , el tamaño de la partícula es mucho mayor que la longitud de onda y la evolución de la energía dispersada se puede calcular fácilmente aplicando las leyes de la óptica geométrica, la intensidad será proporcional al cuadrado de  $x$  ( $I_d \sim x^2$ ), como por ejemplo para gotas de agua y grandes partículas. En el caso de que la partícula no sea absorbente  $m \in \mathfrak{R}$ , las oscilaciones en esta región son mucho mayores.

Y en el caso intermedio y el de máximo interés para los sistemas LDA, cuando  $x \sim 1$ , el tamaño de la partícula comparable con la longitud de onda (polvo, polen, humo), la evolución de la energía dispersada para toda esta zona, aparece con grandes oscilaciones, denominada zona de dispersión *Lorenz-Mie* <sup>4</sup>.

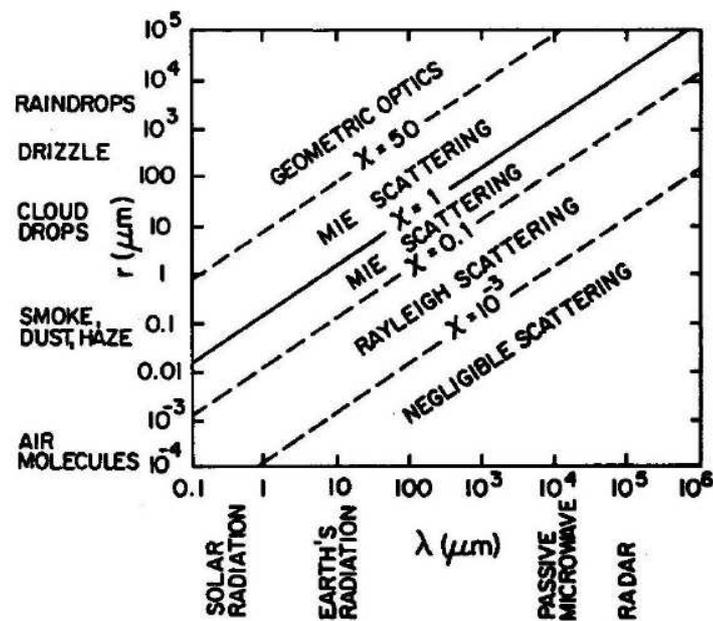
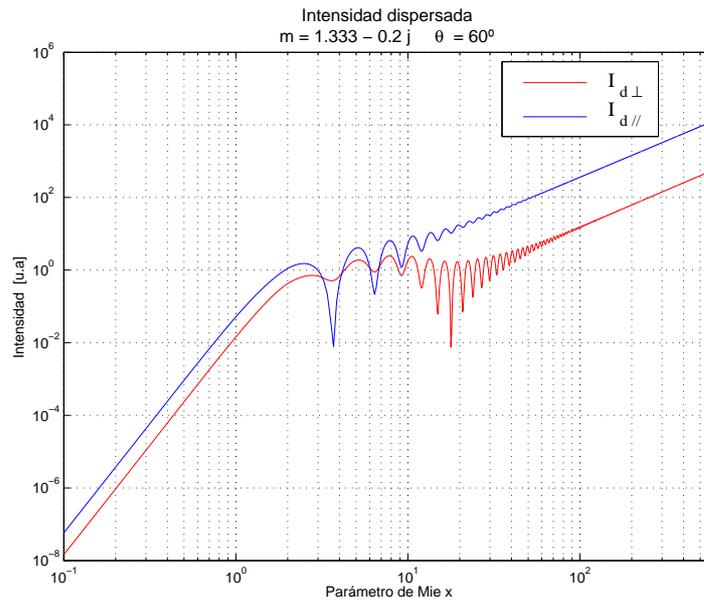


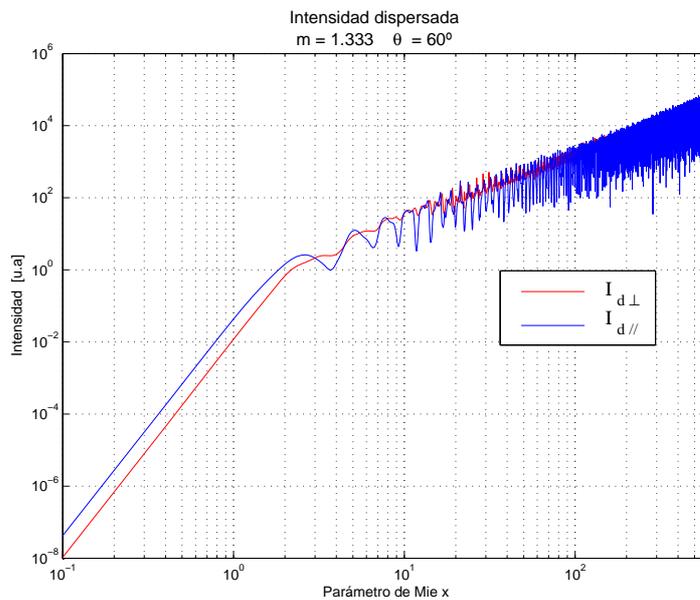
Figura 7.2 Márgenes de valores del tamaño de la partícula  $x$  en función del tipo de zona de dispersión [WH77]

Vamos a presentar en las figuras 7.3 y 7.4 dichas zonas en un ejemplo donde la intensidad de dispersión está representada en función del tamaño normalizado de la partícula  $x_p$ , con  $m = 1.333 - j 0.2$  y  $m = 1.333$  respectivamente, con un ángulo de dispersión  $\theta = 60^\circ$ .

<sup>4</sup>La teoría de *Lorenz-Mie* es un método general aplicable para cualquier tamaño de partícula, aunque en el caso que  $x \sim 1$ , la zona de dispersión *Lorenz-Mie* coincide con el nombre del método.



**Figura 7.3** Intensidad dispersada en función del tamaño de *Mie*  $x$ , para  $m=1.333-j0.2$  (partícula absorbente), y un ángulo de dispersión  $\theta = 60^\circ$



**Figura 7.4** Intensidad dispersada en función del tamaño de *Mie*  $x$ , para  $m=1.333$ , y un ángulo de dispersión  $\theta = 60^\circ$

Para conocer y entender exactamente porque la intensidad de luz dispersada tiene estas variaciones, los fenómenos de dispersión que aparecen cuando la luz incide sobre una partícula, se pueden separar en cuatro tipos: Refracción, reflexión, difracción y ondas de superficie.

La teoría de LMT nos proporciona, como hemos visto anteriormente, la intensidad total de dispersión, sin separar los fenómenos individualmente que aparecen fuera y dentro de la partícula. De hecho, a partir de los estudios previos de Debye(1908), Lock (1988) demostró que las amplitudes complejas de dispersión  $a_n$  y  $b_n$  de las ondas parciales del campo dispersado, ecuaciones (7.15) y (7.16), pueden interpretarse como órdenes individuales de dispersión, de igual manera que en la óptica geométrica.

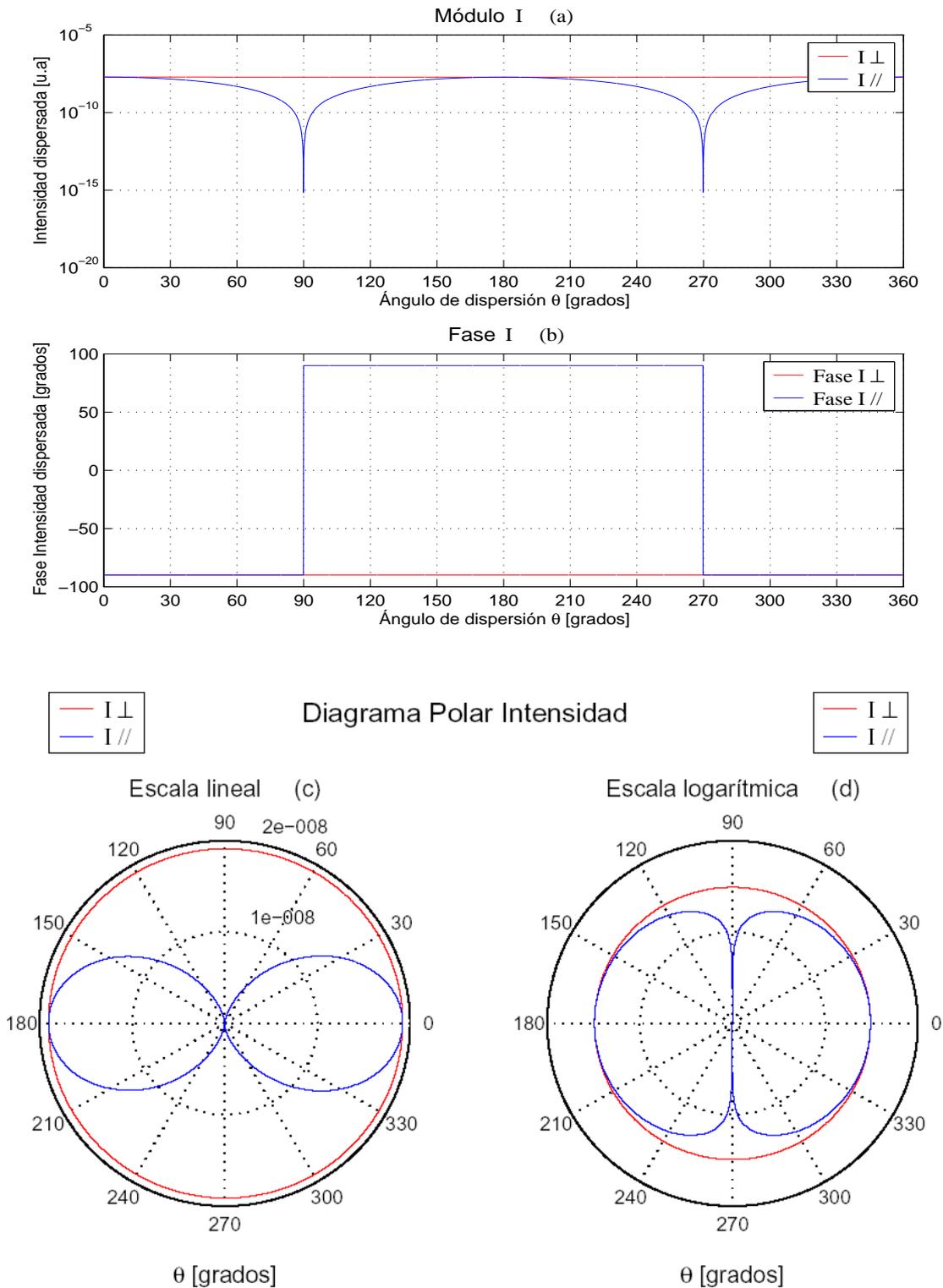
Así, cuando una onda incide sobre una partícula, parte de la onda incidente será reflejada y difractada, y parte refractada dentro de la partícula. A partir de aquí, empieza a generarse un proceso continuo e infinito, de refracciones y reflexiones dentro y fuera de la partícula, incluyendo además las ondas de superficie Lock(1992). De esta manera, en función de los fenómenos de dispersión que predominen, tendremos una determinada intensidad dispersada para cada caso en particular (tamaño  $x$ , índice de refracción  $m$  y ángulo de dispersión  $\theta$ ).

### 7.4.3. Intensidad en función del ángulo de dispersión

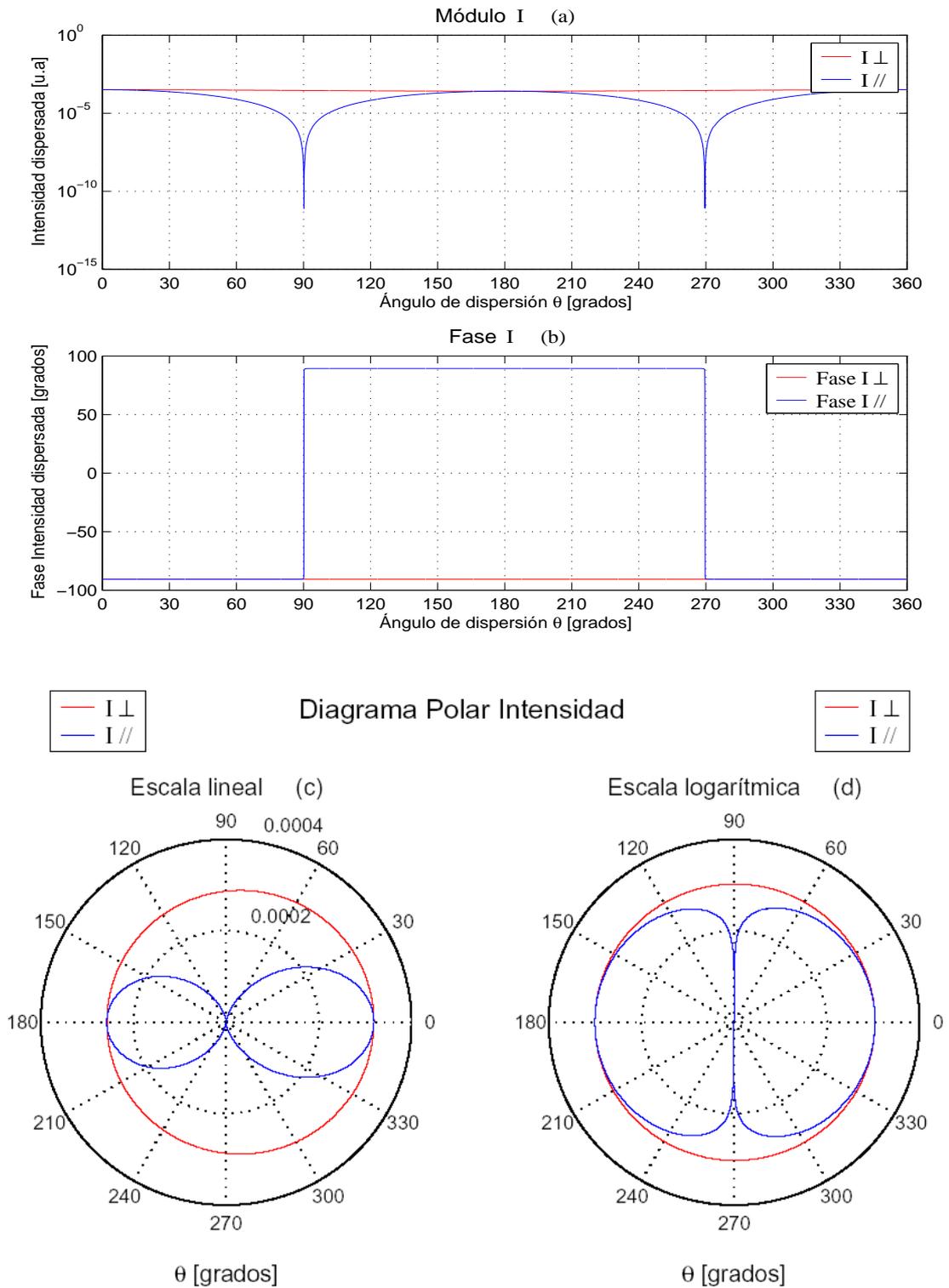
Ya hemos visto en el apartado anterior, cómo evoluciona la intensidad de dispersión en función del tamaño de la partícula. Queda claro que cuánto más grande sea el elemento dispersor tendremos más energía en el punto de observación, con más o menos oscilaciones dependiendo del tipo de partícula. Otro factor importante y elemental a tener en cuenta en el desarrollo posterior de un sistema basado en la técnica LDA, es ver cómo afectará en función del ángulo de dispersión  $\theta$ . Fijémonos que el punto de observación será el lugar o zona del espacio donde colocaremos la unidad fotodetectora, consideración básica e indispensable, ya que en función de la posición del detector, podremos obtener más o menos intensidad de luz dispersada y, por tanto, mayor o menor SNR.

Para observar la evolución de la intensidad, presentamos el cálculo para diferentes valores del tamaño de *Mie*,  $x=0.1$  (figura 7.5),  $x=0.5$  (figura 7.6),  $x=1$  (figura 7.7),  $x=2$  (figura 7.8),  $x=3$  (figura 7.9),  $x=5$  (figura 7.10),  $x=10$  (figura 7.11) y  $x=20$  (figura 7.12), para una partícula de índice de refracción  $m = 1,218$  en función del ángulo de dispersión  $\theta$ .

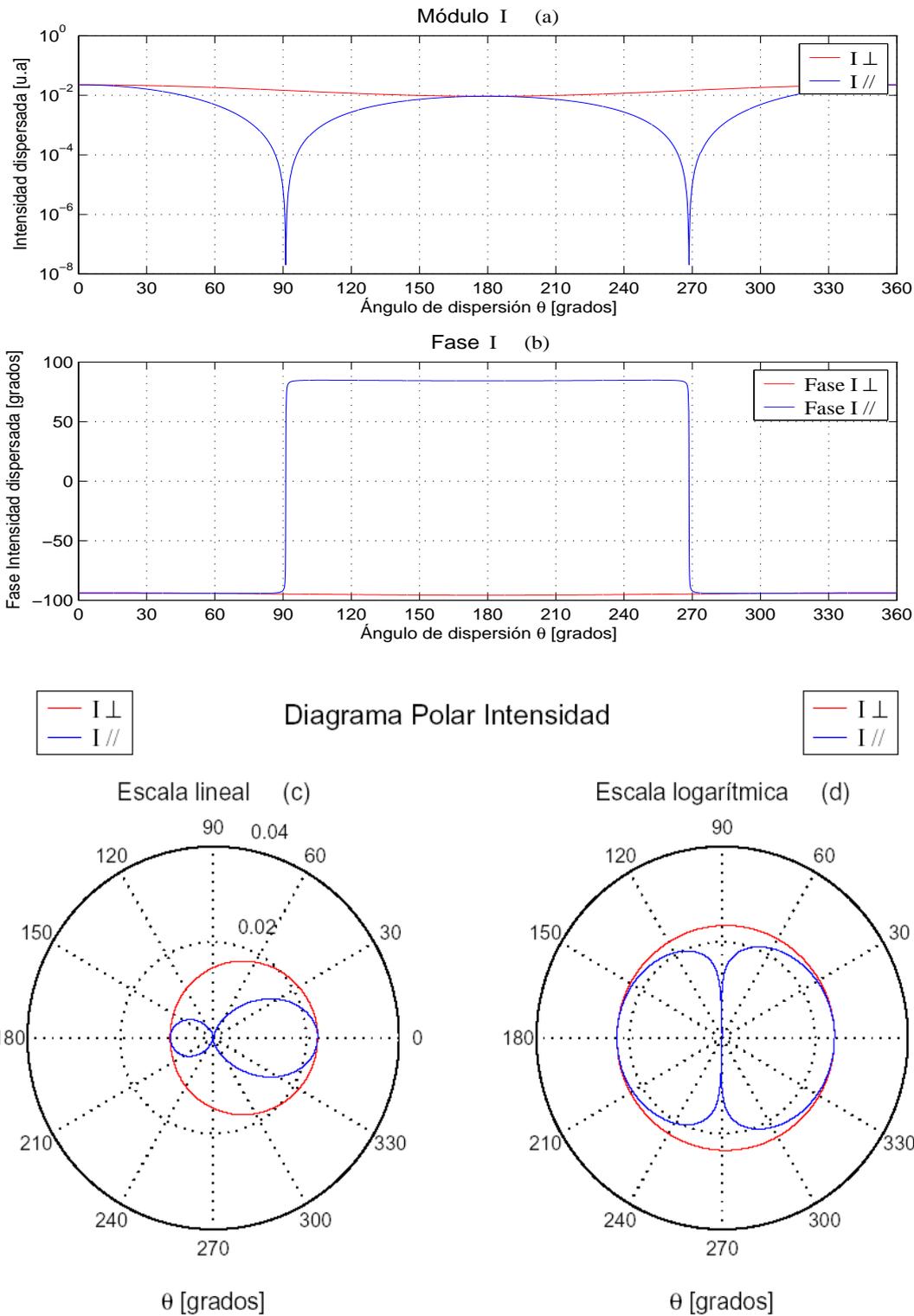
La intensidad dispersada  $I_d$  descompuesta en sus componentes perpendicular  $I_{d\perp}$  y paralela  $I_{d\parallel}$  se calculan normalizadas,  $I_{in}/k^2r^2 = 1$ , y en este caso se utilizarán los símbolos  $I_{\perp}$  y  $I_{\parallel}$ . La magnitud y los diagramas de fase para la intensidad dispersada ( $I_{\perp}$  y  $I_{\parallel}$ ) presentadas sirven para ilustrar la mayor parte de características de las funciones de dispersión que pueden tener influencia en la SNR de un sistema LDA.



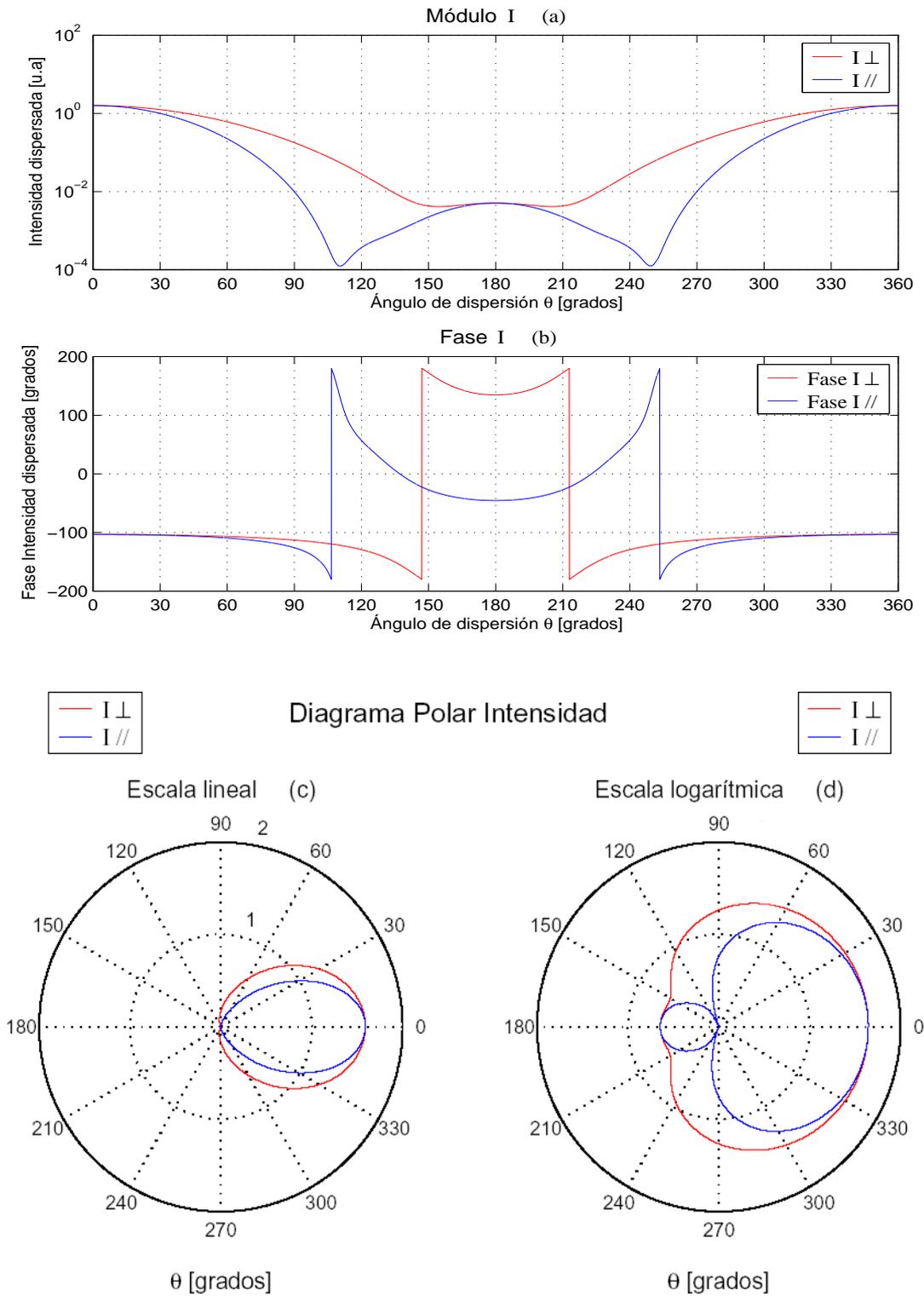
**Figura 7.5** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ ,  $x=0.1$ ,  $m=1.218$ . a) Módulo, b) Fase, c) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica



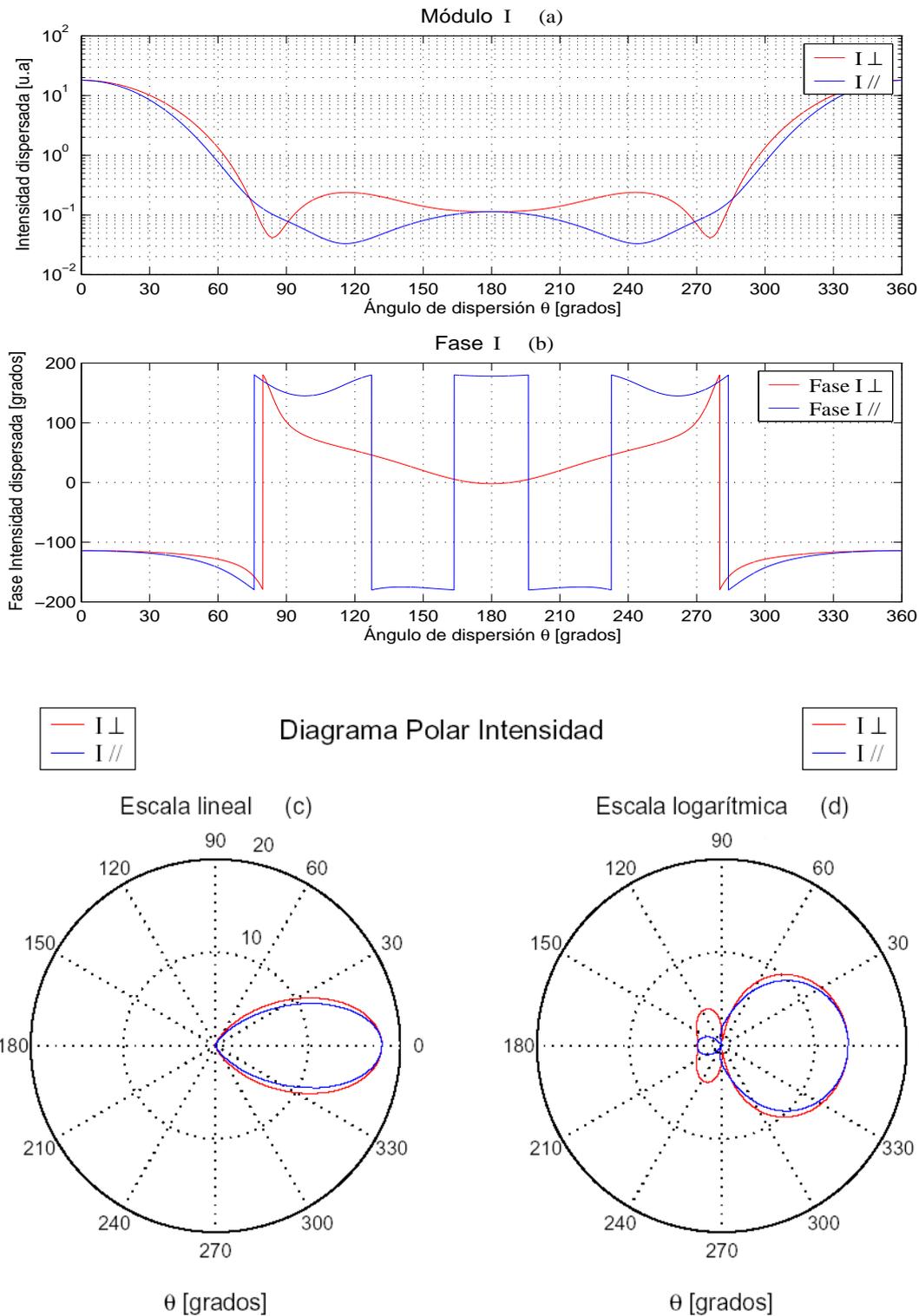
**Figura 7.6** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ ,  $x=0.5$ ,  $m=1.218$ . a) Módulo, b) Fase, c) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica



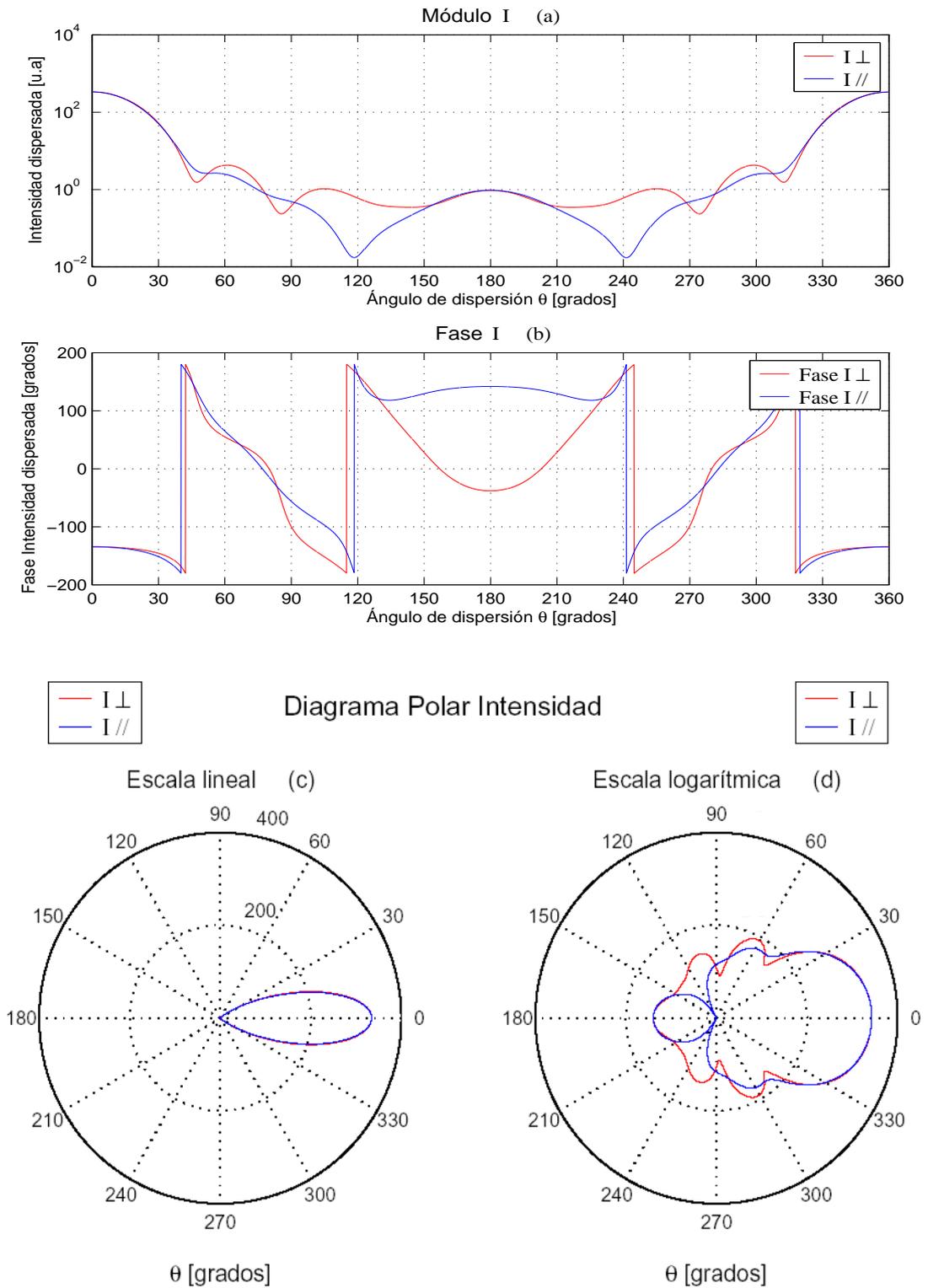
**Figura 7.7** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ ,  $x = 1$ ,  $m = 1.218$ . a) Módulo, b) Fase, c) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica



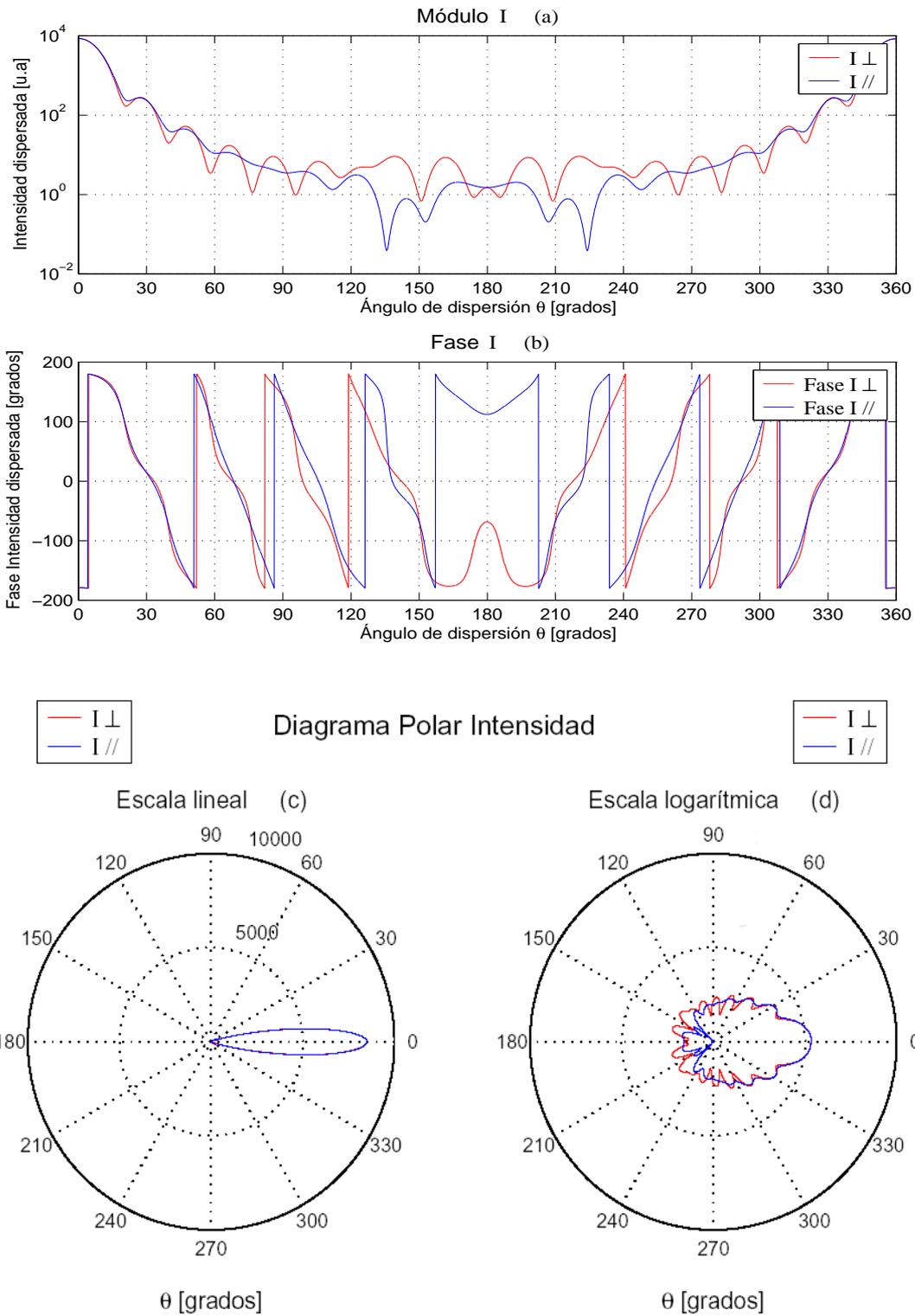
**Figura 7.8** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ ,  $x=2$ ,  $m=1.218$ . a) Módulo, b) Fase, c) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica



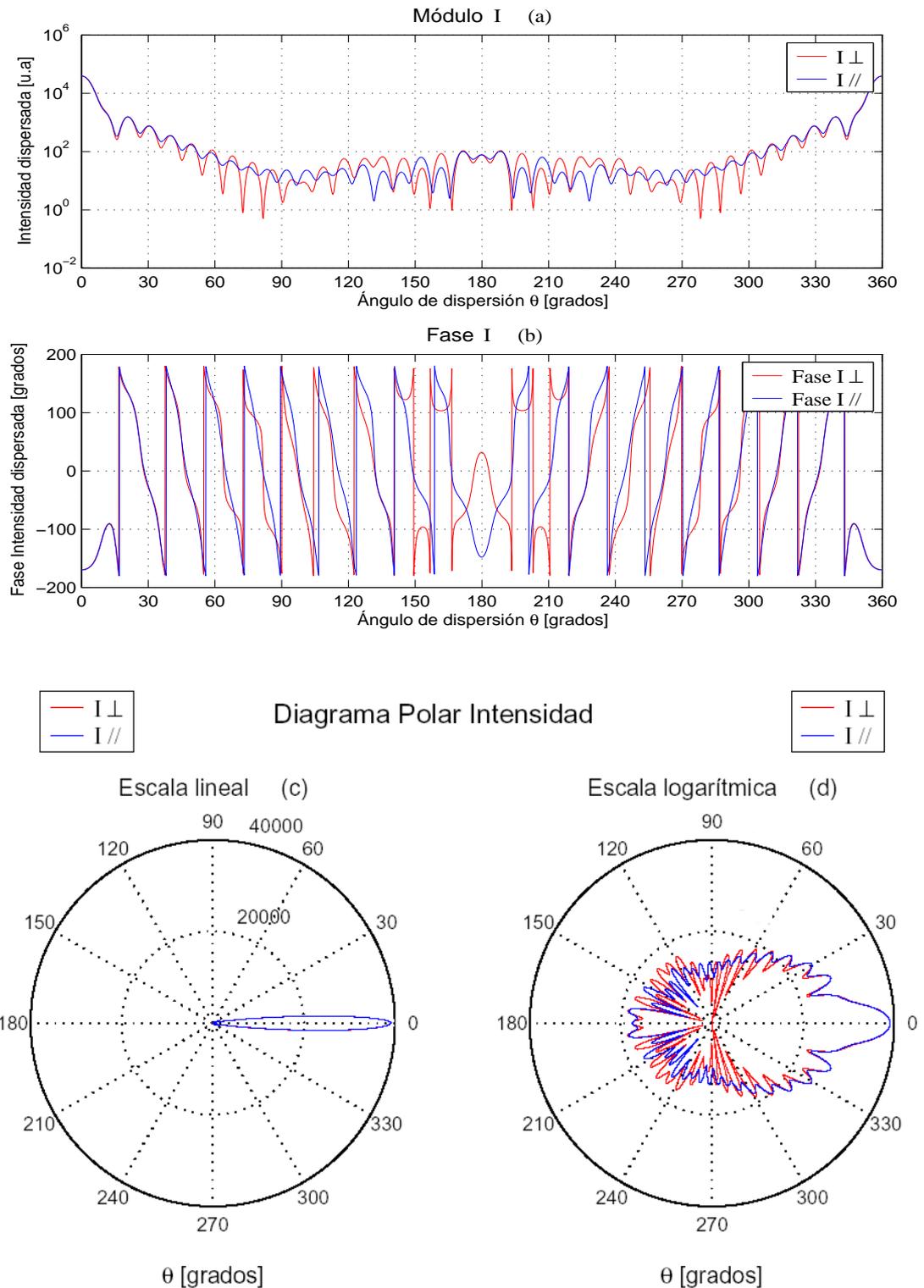
**Figura 7.9** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ ,  $x=3$ ,  $m=1.218$ . a) Módulo, b) Fase, c) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica



**Figura 7.10** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ ,  $x=5$ ,  $m=1.218$ . a) Módulo, b) Fase, c) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica



**Figura 7.11** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ ,  $x=10$ ,  $m=1.218$ . a) Módulo, b) Fase, c) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica



**Figura 7.12** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ ,  $x = 20$ ,  $m = 1.218$ . a) Módulo, b) Fase, c) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d) Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica

Para valores pequeños de  $x$  (Zona de Rayleigh) podemos observar que la componente perpendicular de la intensidad dispersada no depende del ángulo de dispersión  $\theta$ , generando un diagrama polar omnidireccional, mientras que para la componente paralela aparecen dos lóbulos en las direcciones  $\theta = 0^\circ$  y  $\theta = 180^\circ$ , con un diagrama de radiación típico de un dipolo (figura 7.5). Al ir incrementando  $x$ , pero con la condición  $x < 1$ , el diagrama mantiene la misma distribución pero con un incremento de magnitud de las intensidades (figura 7.6).

Cuando empieza a aumentar  $x$ , Zona de *Lorenz-Mie* ( $x \sim 1$ ), aparece una concentración de la intensidad dispersada en un lóbulo principal en la dirección  $\theta = 0^\circ$ , que corresponde al fenómeno de difracción independiente de la polarización (figura 7.7), y disminuyendo el lóbulo a  $\theta = 180^\circ$  a medida que incrementamos  $x$  (figuras 7.8, 7.9 y 7.10).

En el momento que  $x > 10$  (figuras 7.11 y 7.12), la distribución de intensidad se convierte en un diagrama con una gran cantidad de lóbulos, en todas direcciones, pero manteniendo el predominio en cuanto a la intensidad en la dirección  $\theta = 0^\circ$  (Zona Óptica geométrica).

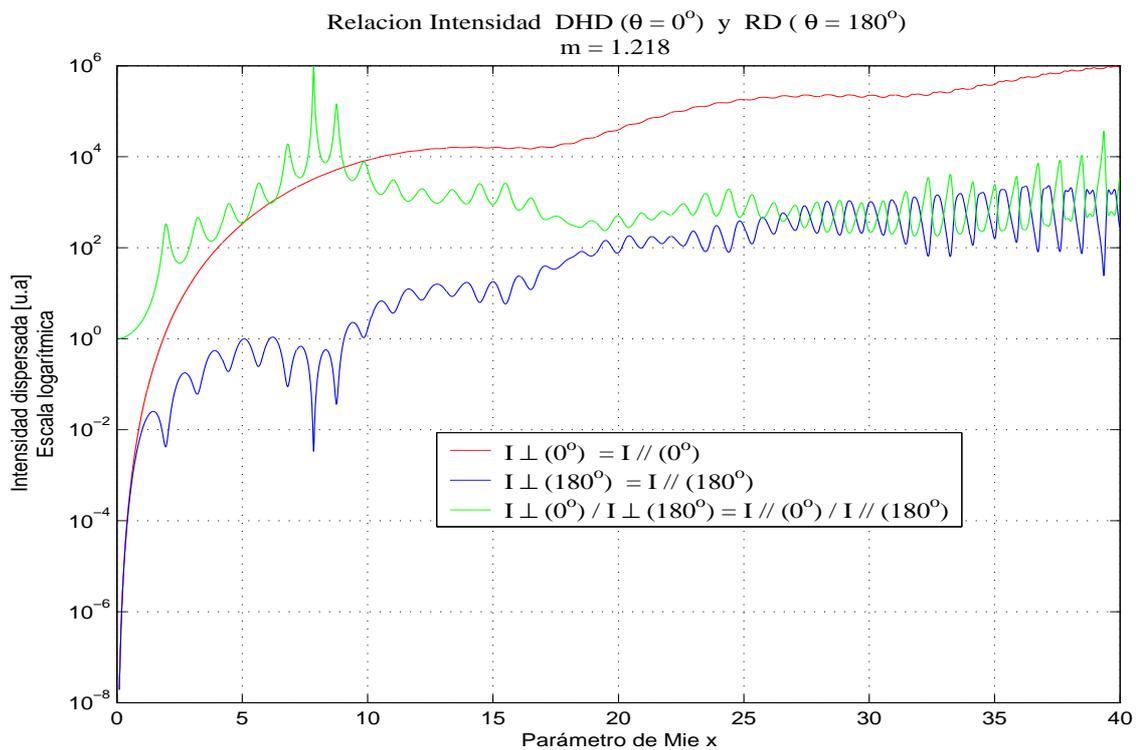
Vemos claramente, que existe una dirección privilegiada  $\theta = 0^\circ$ , donde la energía dispersada será máxima respecto a todas las otras direcciones, denominada Dispersión hacia delante (DHD)<sup>5</sup>. Otra dirección interesante a tener en cuenta, no por su cantidad de intensidad dispersada, sino por la facilidad de realización del sistema, donde la fuente de luz y el sistema detector-receptor estén colocados en un mismo lugar, es el ángulo  $\theta = 180^\circ$ , llamada Retrodispersión (RD)<sup>6</sup>.

En la figura 7.13 presentamos en un caso particular, las magnitudes de la intensidad de dispersión para las dos direcciones en función de  $x$ . Las intensidades dispersadas para polarización perpendicular y paralela son iguales en las dos direcciones  $I_\perp(\theta = 0^\circ) = I_\parallel(\theta = 0^\circ)$  y  $I_\perp(\theta = 180^\circ) = I_\parallel(\theta = 180^\circ)$  y se observa aproximadamente la existencia de  $2\pi a_p/\lambda$  lóbulos en el margen de  $\theta = 0^\circ$  a  $\theta = 180^\circ$ . Las amplitudes de las intensidades son mucho mayores en  $\theta = 0^\circ$  que en  $\theta = 180^\circ$ , llegando a variar hasta seis ordenes de magnitud en el caso particular presentado en la figura 7.13. Esta diferencia de valores es debido a que, de los tres fenómenos principales de dispersión (difracción, reflexión y refracción), en el caso de recepción en DHD ( $\theta = 0^\circ$ ), la intensidad proviene principalmente de la difracción (el de mayor valor) mientras que para el caso de recepción RD ( $\theta = 180^\circ$ ) solo tendrá en cuenta el fenómeno de reflexión, mucho menor que el anterior.

<sup>5</sup>Dispersión hacia delante o *Forward Scattering*

<sup>6</sup>Retrodispersión o *Backward Scattering* o *BackScattering*

El origen de los lóbulos en los diagramas de dispersión se encuentra principalmente en las interferencias de, al menos, dos ondas dispersadas sobre la superficie de la partícula de diferentes orden de dispersión o, del mismo orden pero de diferentes rayos parciales. Por lo que respecta a la frecuencia angular de los lóbulos, dependen de la distancia entre los puntos geométricos de salida de las ondas dispersadas (es decir, ángulo y orden de dispersión), y la magnitud de esos lóbulos se incrementan cuando dos o más ordenes de dispersión de amplitudes parecidos interfieren entre ellos.



**Figura 7.13** Intensidad dispersada ( $I_{\perp}, I_{\parallel}$ ) en función del parámetro de mie  $x$ , para  $\theta = 0^\circ$  (DHD) y  $\theta = 180^\circ$  (RD), y relación entre ellas, para  $m=1.218$

