

Teoría ECE aplicada a los efectos de Evans / Morris: reflexión a partir de un absorbente, refracción de Brewster y reflexión interna total.

por

M. W. Evans, H. Eckardt, G. J. Evans y T. Morris,

Civil List, AIAS y UPITEC,

([www.webarchive.org.uk](http://www.webarchive.org.uk), [www.aias.us](http://www.aias.us), [www.et3m.net](http://www.et3m.net), [www.upitec.org](http://www.upitec.org) and [www.atomicprecision.com](http://www.atomicprecision.com) )

Traducción: Alex Hill ([www.et3m.net](http://www.et3m.net))

## Resumen.

Se demuestra en forma directa que las condiciones de contorno en la interfase para la reflexión y la refracción no implican que las frecuencias de los rayos incidente, reflejado y refractado sean iguales, y no conducen a las leyes de Snell. La descripción correcta de todos los efectos asociados con la reflexión y la refracción siempre deben de basarse en la conservación de la energía y del momento. En general, las tres frecuencias son diferentes, tal como lo observaron Evans y Morris. En este documento, se consideran tres casos particulares: reflexión y refracción a partir de un absorbente, refracción de ángulo de Brewster y reflexión interna total.

*Palabras clave:* teoría ECE, efectos de Evans Morris, reflexión y refracción a partir de un absorbente, refracción de Brewster, reflexión interna total.

## 1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie de 280 documentos a la fecha referidos al desarrollo de la teoría ECE [1-10], se ha propuesto una nueva teoría para la reflexión y la refracción basada en la conservación de la energía y del momento. Se ha desarrollado una teoría que se basa en un fotón incidente, así como una teoría que considera un haz monocromático constituido por un oscilador de Planck. Se encontró la energía media del oscilador de Planck del modo habitual a través de la distribución de Boltzmann que conduce al equilibrio termodinámico. En la Sección 2, esta teoría se aplica a la reflexión y a la refracción a partir de un absorbente modelado a través de la teoría de Debye, a la refracción del ángulo de Brewster y a la reflexión interna total. En la Sección 3, se analiza la teoría mediante álgebra computacional y gráficas. Se descubre que el tratamiento correcto de la reflexión y la refracción conduce a muchos efectos interesantes, en específico a los corrimientos de frecuencia observados por Evans y Morris en una serie de experimentos reproducibles y repetibles.

Este documento debiera de leerse conjuntamente con sus notas de acompañamiento como se describe a continuación. La nota 280(1) aporta los detalles de la reflexión de microondas desde el agua utilizando la teoría del fotón individual y la teoría de absorción de Debye. La nota 280(2) describe la teoría del fotón individual con la teoría de la función de memoria y la función del fotón individual. La nota 280(3) describe la refracción del ángulo de Brewster y deduce la masa del fotón implícita en la teoría ECE. La nota 280(4) desarrolla la teoría de reflexión interna total con la teoría del fotón individual y la teoría del oscilador de Planck. La nota 280(5) corrige y desarrolla la nota 280(4). La nota 280(6) es la teoría de reflexión interna total con la teoría del oscilador de Planck. La nota 280(7) es un resumen de conceptos y una refutación detallada del modelo establecido para la reflexión y refracción de la luz. La nota 280(8) es un resumen de las características del oscilador de Planck a partir de frecuencias de microondas y hasta aquellas de la región ultravioleta.

## 2. Refutación del modelo establecido y desarrollo teórico.

En el modelo establecido de la óptica [11] se afirma que las leyes experimentales de Snell pueden deducirse a partir de condiciones de contorno. En el límite entre dos materiales se afirma que las fases de los rayos incidente, refractado y reflejado son iguales. Estos rayos se representan esquemáticamente en la Figura (1):

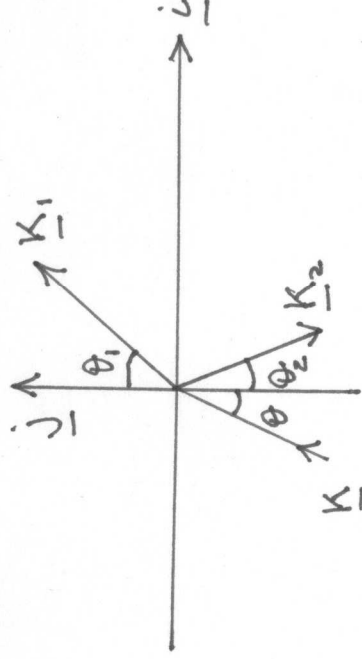


Fig. (1)

Por lo tanto, en la interfase:

$$\omega t - \underline{k}_1 \cdot \underline{r} = \omega_1 t - \underline{k}_{1'} \cdot \underline{r} = \omega_2 t - \underline{k}_2 \cdot \underline{r} \quad (1)$$

Aquí,  $\omega$ ,  $\omega_1$  y  $\omega_2$  son las frecuencias angulares de los rayos incidente, refractado y reflejado, respectivamente en el instante  $t$ , y  $\underline{k}$ ,  $\underline{k}_1$  y  $\underline{k}_2$  son los vectores-onda respectivos en el vector posición  $\underline{r}$ . El modelo establecido [11] supone la solución particular:

$$\omega = \omega_1 = \omega_2 \quad (2)$$

de la Ec. (1). Esto constituye una suposición efectuada sin respaldo experimental, y se refuta experimentalmente en forma inmediata a partir de los corrimientos de frecuencia de Evans/Morris [1-10]. Se refuta fácilmente, a nivel teórico, como sigue.

La solución particular (2) implica:

$$\underline{k}_1 \cdot \underline{r} = \underline{k}_1 \cdot \underline{r} = \underline{k}_2 \cdot \underline{r} \quad (3)$$

Con referencia a la Fig. (1):

$$\underline{k} = k (\underline{i} \operatorname{sen} \theta + \underline{j} \cos \theta) \quad (4)$$

$$\underline{k}_1 = k_1 (\underline{i} \operatorname{sen} \theta_1 + \underline{j} \cos \theta_1) \quad (5)$$

$$\underline{k}_2 = k_2 (\underline{i} \operatorname{sen} \theta_2 + \cos \theta_2) \quad (6)$$

y el vector posición es:

$$\underline{r} = X \underline{i} + Y \underline{j} \quad (7)$$

Por lo tanto, la Ec. (3) implica:

$$\begin{aligned} X k \operatorname{sen} \theta + Y k \cos \theta &= X k_1 \operatorname{sen} \theta_1 + Y k_1 \cos \theta_1 \\ &= X k_2 \operatorname{sen} \theta_2 - Y k_2 \cos \theta_2 \end{aligned} \quad (8)$$

El modelo establecido fuerza a que esta teoría arbitraria produzca la ley experimental de Snell al suponer, sin demostración matemática, otra solución particular:

$$K \operatorname{sen} \theta = K_1 \operatorname{sen} \theta_1 = K_2 \operatorname{sen} \theta_2$$

(9)

en donde se supone, a partir de la Ec. (2), que:

(10)

$$K = K_2.$$

Los corrimientos de frecuencia de Evans / Morris [1-10] refutan esto de inmediato. Por lo tanto:

(11)

$$\operatorname{sen} \theta = \operatorname{sen} \theta_2,$$

(12)

$$\theta = \theta_2,$$

y se afirma, incorrectamente, que la teoría produce aquello que se conoce como la primera ley experimental de Snell, donde el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión. De hecho, esta ley ya se conocía desde tiempos antiguos. Se afirma que la solución particular (9) produce la segunda ley de Snell, la cual de hecho se descubrió mucho antes de que Snell naciera:

(13)

$$K \operatorname{sen} \theta = K_1 \operatorname{sen} \theta_1,$$

mediante la suposición arbitraria:

(14)

$$\frac{K_1}{K} = \frac{n_1}{n} = \left( \frac{\mu_1 \epsilon_1}{\mu \epsilon} \right)^{1/2}.$$

Sin embargo, la suposición (9) implica:

(15)

$$K \cos \theta = K_1 \cos \theta_1 = -K_2 \cos \theta_2$$

de manera que:

(16)

$$\frac{K_1}{K_2} = - \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1}$$

(17)

y:

$$\frac{K}{K_2} = - \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta}.$$

Para valores de  $\theta_1$  y  $\theta_2$  como sigue:

$$0 \leq \theta_1 \leq \pi/2, \quad (18)$$

$$0 \leq \theta_2 \leq \pi/2, \quad (19)$$

la Ec. (15) es un absurdo, porque la magnitud de  $\kappa_1$  es negativa si la magnitud de  $\kappa_2$  es positiva. Esto no tiene sentido físico, porque la magnitud física de vectores-onda posee un valor positivo.

El desarrollo correcto de la condición de contorno debe de basarse en las leyes fundamentales de conservación de la energía y del momento [1-10]:

$$\hbar \omega = \hbar \omega_1 + \hbar \omega_2, \quad (20)$$

$$\hbar \underline{\kappa} = \hbar \underline{\kappa}_1 + \hbar \underline{\kappa}_2, \quad (21)$$

de manera que la siguiente ley de fase siempre se cumple, y también se cumple en la interfase:

$$\omega t - \underline{\kappa} \cdot \underline{r} = (\omega_1 + \omega_2) t - (\underline{\kappa}_1 + \underline{\kappa}_2) \cdot \underline{r} \quad (22)$$

De manera que:

$$\underline{\kappa} \cdot \underline{r} = (\underline{\kappa}_1 + \underline{\kappa}_2) \cdot \underline{r}. \quad (23)$$

Por resultados experimentales:

$$\theta = \theta_2 \quad (24)$$

y:

$$\text{sen } \theta = \frac{n_1}{n} \text{sen } \theta_1 \quad (25)$$

y en general

$$\omega \neq \omega_1 \neq \omega_2 \quad (26)$$

y

$$K_1 \neq K_2 \quad (27)$$

como resulta de inmediato aparente a partir de las leyes fundamentales de conservación (20) y (21). El viejo modelo establecido violaba diametralmente estas leyes de conservación.

Las leyes de conservación también aplican para rayos constituidos por el oscilador de Planck [1-10], definido por un oscilador con una frecuencia angular  $\omega$  y niveles de energía:

$$E = n\hbar\omega, \quad n = 0, 1, \dots, \infty \quad (28)$$

Nótese cuidadosamente que el nivel más bajo de energía del oscilador de Planck se define mediante:

$$n = 0 \quad (29)$$

En cuyo caso el oscilador no posee energía ni momento. La definición habitual del fotón es:

$$E = \hbar\omega \quad (30)$$

a cualquier temperatura  $T$ . En el equilibrio termodinámico, la definición habitual (30) implica que:

$$\langle \hbar\omega \rangle = \hbar\omega \left( \frac{\sum_n n x^n}{\sum_n x^n} \right) = \hbar\omega, \quad (31)$$

$$x = \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \quad (32)$$

si se supone que:

$$\langle \hbar\omega \rangle = \hbar\omega. \quad (33)$$

Esto significa que la definición habitual del fotón es aquella de un oscilador de Planck con esta energía. La energía promedio de Boltzmann del oscilador de Planck es [1-10]:



$$\langle \hbar \omega \rangle = \hbar \omega \left( \frac{\sum_n n x^n}{\sum_n x^n} \right) \quad (34)$$

donde:

$$x = \exp\left(-\frac{\hbar \omega}{kT}\right) \quad (35)$$

De manera que las leyes de conservación para este promedio son:

$$\langle \hbar \omega \rangle = \langle \hbar \omega_1 \rangle + \langle \hbar \omega_2 \rangle, \quad (36)$$

$$\langle \omega \rangle = \langle \omega_1 \rangle + \langle \omega_2 \rangle \quad (37)$$

y

$$\langle \hbar k_{\underline{x}} \rangle = \langle \hbar k_{\underline{x}1} \rangle + \langle \hbar k_{\underline{x}2} \rangle \quad (38)$$

Estas leyes significan que los promedios de energía térmica o de energía y momento promedios de Boltzmann del oscilador de Planck en el rayo incidente son iguales a las respectivas sumas en los rayos refractado y reflejado. De manera que la energía y momento promedio se conservan.

En el desarrollo habitual del oscilador de Planck se supone que existe un número infinito de estados del oscilador:

$$n = 0, 1, 2, \dots, n \rightarrow \infty \quad (39)$$

de manera que a través de la serie de Maclaurin:

$$\sum_n x^n = 1 + x + x^2 + \dots = \frac{1}{1-x} \quad (40)$$

en tanto:

$$x < 1. \quad (41)$$

Con estas suposiciones el promedio térmico del oscilador de Planck es:

$$\langle \hbar \omega \rangle \sim \left( \frac{x}{1-x} \right) \hbar \omega, \quad x < 1 \quad (42)$$

Algunos valores de este promedio térmico se incluyen en la Tabla 1:

Tabla 1: Promedios térmicos del oscilador de Planck a 293 K

$\Omega / \text{rads}^{-1}$	$f / \text{Hz}$	$\approx / \text{cm}^{-1}$	$x$	$1/(e^x - 1)$	Rango
$10^{10}$	$1.59 \times 10^9$	0.053	$2.61 \times 10^{-4}$	3835.47	microondas
$10^{11}$	$1.59 \times 10^{10}$	0.53	0.00261	383.09	microondas
$10^{12}$	$1.59 \times 10^{11}$	5.3	0.0261	37.86	IR lejano
$10^{13}$	$1.59 \times 10^{12}$	53	0.261	3.36	IR lejano
$10^{14}$	$1.59 \times 10^{13}$	530	2.61	0.07	IR medio
$10^{15}$	$1.59 \times 10^{14}$	5,300	26.1	$4.8 \times 10^{-12}$	IR
$10^{16}$	$1.59 \times 10^{15}$	53,000	260.7	$\approx 0$	UV

A temperatura ambiente, y hasta el infrarrojo lejano a alrededor de  $10 \text{ cm}^{-1}$ , el promedio térmico es mucho mayor que  $\hbar\omega$ , lo cual indica que muchos niveles de energía se ocupan a esta frecuencia. En el muy lejano infrarrojo, a  $53 \text{ cm}^{-1}$ , la suposición (41) es sólo aproximadamente válida, y en el infrarrojo a  $530 \text{ cm}^{-1}$  y a todas las frecuencias mayores no se cumple en absoluto. De manera que debe de calcularse la expresión (34).

La suposición que la energía del fotón es:

$$E = \hbar\omega$$

(43)

es equivalente a suponer que toda la energía del oscilador de Planck viene dada por el nivel más bajo en el cual la energía es distinta de cero, es decir por:

$$\hbar = 1$$

(44)

A 293 K, este es el caso desde aproximadamente  $100 \text{ cm}^{-1}$  y para frecuencias mayores. De manera que en el rango visible la conservación de energía y momento viene dada por las Ecs. (20) y (21). En el rango de frecuencias del muy lejano infrarrojo y de microondas, muchos niveles de energía están ocupados a 293 K, de manera que la energía promedio del oscilador de Planck es mucho mayor que  $\hbar\omega$ , tal como se muestra en la Tabla 1. De manera que en la región de microondas la conservación de energía y momento viene dada por las Ecs. (36) y (38). Éstas se cumplen hasta aproximadamente  $10 \text{ cm}^{-1}$ , que equivale a 300 GHz.

Nótese cuidadosamente que el desarrollo habitual de la teoría de intensidad en un haz policromático se basa en la densidad de estados de Rayleigh Jeans corregida por la distribución de Planck en la aproximación (42). La densidad de energía  $U$ , en joules por metro cúbico de un haz policromático viene dada por:



$$\begin{aligned}
 U &= \frac{1}{\pi c^3} \int \omega^2 \langle \hbar \omega \rangle d\omega \\
 &= \frac{\hbar}{\pi c^3} \int \frac{\omega^3 x}{x-1} d\omega
 \end{aligned}
 \tag{45}$$

La intensidad del haz en watts por metro cuadrado viene dada por:

$$I = cU = \frac{\hbar}{\pi c^2} \int \omega^3 \left( \frac{x}{x-1} \right) d\omega
 \tag{46}$$

Se afirma que la ley de Stefan Boltzmann se obtiene a partir de:

$$I = \frac{\hbar}{\pi c^2} \int_0^\infty \omega^3 \left( \frac{x}{1-x} \right) d\omega = \left( \frac{\pi^2 k^4}{15c^2 \hbar^3} \right) T^4
 \tag{47}$$

Estos conceptos rara vez se mencionan en los libros de texto del modelo establecido, pero poseen una importancia fundamental. El modelo establecido de la física está plagado de errores y suposiciones ocultas que esta serie de documentos ha traído a la luz [1-10].

La teoría correcta de reflexión de microondas a partir de un material, por lo tanto, debe basarse en las Ecs. (36) y (38). Tal como se demostró en la nota de acompañamiento 280(1), las ecuaciones simultáneas relevantes son:

$$\left( \frac{x}{1-x} \right) \omega = \left( \frac{x_1}{1-x_1} \right) \omega_1 + \left( \frac{x_2}{1-x_2} \right) \omega_2
 \tag{48}$$

$$\begin{aligned}
 \text{y: } \left( \frac{x_1}{1-x_1} \right)^2 \omega_1^2 &= \left( \frac{x}{1-x} \right)^2 \omega^2 + \left( \frac{x_2}{1-x_2} \right)^2 \omega_2^2 \\
 &\quad - 2 \left( \frac{x}{1-x} \right) \left( \frac{x_2}{1-x_2} \right) \omega \omega_2 \cos 2\theta
 \end{aligned}
 \tag{49}$$

Esto es manejable en las aproximaciones:

$$\begin{aligned}
 1-x &\sim 1, & \tag{50} \\
 x &\sim 1 - \frac{\hbar \omega}{kT}, & \tag{51}
 \end{aligned}$$

que dan los resultados incluidos en la Sección 3. Esto último muestra claramente que

$$\omega = ?; \omega_1 = ?; \omega_2
 \tag{52}$$

es incorrecto, y brinda una explicación plausible de los efectos experimentales de Evans / Morris. El índice de refracción en la Ec. (49) se define mediante:

$$n_1^2 = \frac{1}{2} \left( \epsilon'_{1r} + (\epsilon'_{1r}{}^2 + \epsilon''_{1r}{}^2)^{1/2} \right) \quad (53)$$

en términos de la permitividad relativa  $\epsilon'_{1r}$  y la pérdida dieléctrica  $\epsilon''_{1r}$ . En el medio refractante éstas pueden modelarse aproximadamente mediante la teoría de Debye [1-10], la cual se cumple hasta el elevado rango de las microondas, pero más allá fracasa cualitativamente:

$$\epsilon'_{1r} = \epsilon_{r0} + (\epsilon_{r0} - \epsilon_{r\infty}) / (1 + \omega_1^2 \tau^2) \quad (54)$$

$$\epsilon''_{1r} = (\epsilon_{r0} - \epsilon_{r\infty}) \omega_1 \tau / (1 + \omega_1^2 \tau^2) \quad (55)$$

donde  $\tau$  es el tiempo de relajación de Debye, y  $\epsilon_{r0}$  y  $\epsilon_{r\infty}$  son las permitividades relativas estática y de frecuencia infinita. Esta teoría se describe en detalle en la nota de acompañamiento 280(1) y los resultados se comentan en la Sección 3. Existe una rica variedad de efectos.

Esta teoría es una evaluación de la hipótesis de Planck. Si los efectos predichos no se observan, entonces la teoría de Planck ha fracasado a un nivel fundamental.

En el ángulo de incidencia de Brewster en el rango visible, donde el oscilador de Planck se encuentra en su nivel base, entonces:

$$\theta = \theta_B = \tan^{-1}(n_1/n), \quad (56)$$

$$\theta_B + \theta_i = \pi/2, \quad (57)$$

aplica la condición siguiente:

$$n \sin \theta_B = n_1 \sin \left( \frac{\pi}{2} - \theta_B \right) = n_1 \cos \theta_B \quad (58)$$

y en una polarización no hay reflexión. Si se considera que un haz incide con el ángulo de Brewster con una frecuencia  $\omega$ , y se refracta a una frecuencia  $\omega_1$ , y si se supone que no hay frecuencia o energía reflejada, entonces la conservación de la energía exige que:

$$h\omega = h\omega_1 \quad (59)$$

donde la energía refractada viene dada por:

$$\hbar \omega_1 = \gamma m c^2 \quad (60)$$

a través de la ecuación de Broglie, como en los documentos UFT158 y sigs y en el documento UFT166. Aquí,  $m$  es la masa del fotón de la teoría ECE, y el factor de Lorentz viene dado por:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (61)$$

donde  $v$  es la velocidad del fotón. Como infirió originalmente de Broglie y se menciona en el documento UFT166:

$$v v_p = c^2 \quad (62)$$

donde  $v_p$  es la velocidad de fase en el medio refractante. Suponiendo, por cuestiones argumentales, que:

$$v = v_p \quad (63)$$

entonces  $v$  puede obtenerse a partir del índice de refracción ordinario del medio refractante, de manera que la masa del fotón puede estimarse a partir de la Ec. (60), dando (Sección 3):

$$\left(1 - \frac{1}{n_1^2}\right)^{-1/2} m c^2 = \hbar \omega \quad (64)$$

que presenta una buena coincidencia con estimaciones previas incluidas en la serie de documentos UFT [1-10].

La reflexión interna total se define mediante la Fig (1) cuando el ángulo de refracción  $\theta_1$  es de  $90^\circ$ , de manera que la entidad refractada se dirige según el eje X. Si no se observa luz refractada a lo largo del eje X, o en el límite entre las dos capas, entonces la teoría es una sencilla teoría de reflexión en la que la conservación de la energía y el momento es:

$$\hbar \omega = \hbar \omega_2 \quad (65)$$

y

$$\hbar k = \hbar k_2 \quad (66)$$

En este caso no hay cambio de frecuencia, y la energía y el momento se conservan de una manera sencilla. Esto representa aquello que habría de ocurrir, por ejemplo, en una fibra óptica en la que la reflexión es el único mecanismo presente. Si se observa experimentalmente un rayo refractado de luz o de radiación electromagnética, presente a lo largo de la interfase entre las capas (o eje X) entonces, por conservación de la energía y del momento, habrá corrimientos de Evans/Morris. La reflexión interna total puede desarrollarse como una teoría del fotón individual ( $n = 1$  en el oscilador de Planck) o como una teoría que utiliza la energía promedio de un oscilador de Planck (todos los estados ocupados,  $n = 0, 1, 2, \dots, m$ ). En ambas teorías el vector de onda se propaga como en las Ecs. (4) a (6) con:

$$\underline{K}_1 = K_1 \underline{i} \quad (67)$$

$$\underline{K}_2 = K_2 (\underline{i} \operatorname{sen} \theta - \underline{j} \operatorname{cos} \theta) \quad (68)$$

donde utilizamos:

$$\theta = \theta_2. \quad (69)$$

Para que suceda una reflexión interna total, el índice de refracción del medio de propagación incidente (el vidrio en una fibra óptica) deberá ser mayor que el medio en el cual se produce la refracción (por ejemplo, aire con un índice de refracción efectivo igual a la unidad). Si la velocidad de fase en el medio incidente es  $v$ , y si la velocidad de fase en el aire es  $c$ , entonces las magnitudes de los vectores-onda son:

$$K = \frac{\omega}{v}, \quad K_2 = \frac{\omega_2}{v}, \quad K_1 = \frac{\omega_1}{c}. \quad (70)$$

A partir de la segunda ley experimental de Snell:

$$n \operatorname{sen} \theta = n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = \operatorname{sen} \theta_1 \quad (71)$$

y en una reflexión interna total:

$$\operatorname{sen} \theta_1 = 1. \quad (72)$$

entonces:

$$\operatorname{sen} \theta = \frac{1}{n}. \quad (73)$$

Tal como se muestra en detalle en la nota de acompañamiento 280(4), la conservación de la energía y del momento bajo estas condiciones y para una teoría de un fotón individual exige que:

$$(\omega - \omega_2)^2 = \tilde{n}^2 \left( \omega^2 + \omega_2^2 - 2\omega\omega_2 \left( 1 - \frac{1}{\tilde{n}^2} \right) \right) \quad (74)$$

Esta ecuación se resuelve numéricamente utilizando el paquete de cálculo Maxima en la Sección 3 de este documento, para dar la frecuencia angular reflejada  $\omega_2$  en términos de la frecuencia angular incidente  $\omega$ . Se obtienen muchos resultados interesantes en presencia de radiación electromagnética refractada con una frecuencia angular  $\omega_1$ . Evans y Morris reportan luz viajando a lo largo de las interfases (ver numerosas fotografías en el diario o blog en el portal [www.aiaa.us](http://www.aiaa.us)). Sin embargo, si no hay energía y momento refractados, la teoría es aquella sencilla descrita por las Ecs. (65) y (66).

Finalmente, en la nota de acompañamiento 280(6) se incluye la teoría general de reflexión interna total, utilizando la energía promedio de un oscilador de Planck con todos los estados ocupados,  $n = 0, 1, \dots, m$ . Esta teoría resulta en:

$$\left[ \left( \frac{x}{1-x} \right) \omega - \left( \frac{x_2}{1-x_2} \right) \omega_2 \right]^2 = \left[ \left( \frac{x}{1-x} \right)^2 \omega^2 + \left( \frac{x_2}{1-x_2} \right)^2 \omega_2^2 - 2 \left( \frac{x}{1-x} \right) \left( \frac{x_2}{1-x_2} \right) \omega \omega_2 \left( 1 - \frac{2}{\tilde{n}^2} \right) \right] \quad (75)$$

donde:

$$x = \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right), \quad x_1 = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_1}{kT}\right), \quad x_2 = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_2}{kT}\right). \quad (76)$$

La Ec. (75) se resuelve numéricamente en la Sección 3 y, nuevamente, da origen a muchos resultados interesantes.

### 3. Gráficas y análisis numérico.

#### 3.1 Refracción y reflexión, con y sin efectos de temperatura.

En primer término compilamos las ecuaciones empleadas para resolver  $\omega_1(\theta)$  y  $\omega_2(\theta)$ . Utilizamos dos índices de refracción,  $n_0$  y  $n_1$ , para las regiones de  $\kappa$  y  $\kappa_1$ , tal como se indica en la Fig. 1. La conservación de la energía viene dada por

$$\omega_0 A_0 = \omega_1 A_1 + \omega_2 A_2 \quad (77)$$

con una distribución linealizada de Boltzmann basada en la teoría del oscilador de Planck:

$$A_i = \frac{1 - y_i}{y_i} \quad (78)$$

$$y_i = h \omega_i f_T \quad (79)$$

$$f_T = \frac{1}{kT} \quad (80)$$

Estadística	Tipo	Ind. refrac.	Ec.	Fig.	Cambio de frec.
1 fotón	refracción	$n_1 > n_0$	(83)	2	si
	reflexión		(86)	3	no
Planck	refracción		(83)	4	si
	reflexión		(86)	5	no
1 fotón	refracción	$n_0 > n_1$	(83)	6	si
	reflexión		(86)	7	no
Planck	refracción		(83)	8	si
	reflexión		(86)	9	no

Tabla 1. Clasificación de frecuencias de refracción y reflexión.

En el caso del modelo del fotón individual podemos establecer simplemente  $A_i = 1$ . Las ecuaciones para la conservación del momento se eligieron en forma diferente para la refracción y la reflexión.

Refracción:

$$K_1^2 = K - K_2 \quad (81)$$

$$K_1^2 = K^2 + K_2^2 - 2K K_2 \cos(\pi - 2\theta) \quad (82)$$

$$v_1^2 \omega_1^2 A_1^2 = v_0^2 \omega_0^2 A_0^2 + v_0^2 \omega_2^2 A_2^2 + 2v_0^2 \omega_0 \omega_2 A_0 A_2 \cos 2\theta \quad (83)$$

con  $\cos(\pi - 2\theta) = -\cos 2\theta$ .



Reflexión

$$K_2 = K - K_1, \quad (84)$$

$$K_2^2 = K^2 + K_1^2 - 2KK_1 \cos \theta_3, \quad (85)$$

$$n_0^2 \omega_2^2 A_2^2 = n_0^2 \omega_0^2 A_0^2 + n_1^2 \omega_1^2 A_1^2 - 2n_0 n_1 \omega_0 \omega_1 A_0 A_1 \cos \theta_3, \quad (86)$$

donde

$$\theta_3 = \theta_1 - \theta \quad (87)$$

$$\theta_1 = \arcc \operatorname{sen} \left( \frac{n_0}{n_1} \operatorname{sen} \theta \right). \quad (88)$$

Los resultados se representan gráficamente en las Figs. 2-9. Pueden estudiarse dos diferencias: teoría del fotón individual vs. teoría estadística del fotón, y refracción/reflexión normal vs. reflexión total. De manera que ambas situaciones de reflexión normal y reflexión total pueden manejarse con el mismo modelo. Los resultados se clasificaron en la Tabla 1. Puede observarse que un cambio de frecuencia sólo se produce en el caso de la refracción. En todos los casos de reflexión, existe al menos una solución con  $\omega_2 = \omega_0$ , lo cual implica que no hay refracción ( $\omega_1 = 0$ ). Por otro lado, si se utiliza la Ec.(83) para el proceso de reflexión en lugar de la Ec.(86), entonces los resultados no son constantes y se produce un cambio de frecuencia. De hecho, los resultados para la refracción y reflexión se intercambian. Esto demuestra que las Ecs.(83) y (86) describen diferentes modelos de reflexión así como de refracción. Esto conduce a la conjetura de que una teoría de un fotón individual resulta insuficiente para explicar en forma consistente todos los efectos ópticos.

Los efectos de temperatura conducen a una inversión de los cambios de frecuencia, como se observa al comparar las primeras soluciones tanto de la Fig. 2 como de la Fig. 4. La segunda solución cambia de valores negativos a positivos, de manera que pudiera existir un segundo tipo de refracción en el caso de fotones en conjuntos estadísticos. Esta situación deberá decidirse a nivel experimental. Se obtienen resultados similares para frecuencias reflejadas (Figs. 3 y 5).

### 3.2 Reflexión total

En la transición a la reflexión total tenemos

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2}, \quad (89)$$

$$\theta_3 = \frac{\pi}{2} - \theta \quad (90)$$

con

$$\operatorname{sen} \theta = \frac{n_1}{n_0}. \quad (91)$$

A partir de esto podemos entonces obtener

$$\begin{aligned} \cos \theta_3 &= \cos \left( \frac{\pi}{2} - \arcsen \frac{u_1}{u_0} \right) = \text{sen} \left( \arcsen \frac{u_1}{u_0} \right) \\ &= \frac{u_1}{u_0} \end{aligned} \quad (92)$$

Tal como puede observarse a partir de las Figs. 6-9, en el caso de reflexión total (es decir,  $n_0 > n_1$ ), soluciones no constantes se definen solamente en el rango por debajo del ángulo de reflexión total definido por la Ec.(91). Para  $n_0 = 1.5$ ;  $n_1 = 1$  se obtiene  $\theta = 0.73$ . Es posible calcular cómo la frecuencia  $\omega_2$  en el ángulo de transición se comporta en dependencia respecto de un valor variable de  $n_0$ . Insertando la Ec.(92) en la Ec.(86) se obtiene el resultado que se muestra en la Fig. 10. Hay dos soluciones constantes, una es idéntica a la frecuencia del fotón individual  $\omega_0$ , lo cual resulta consistente con la Fig. 9, donde tampoco se observa un cambio de frecuencia.

### 3.3 Teoría de Debye con efectos de temperatura

El modelo de Debye de las Ecs.(32-35) en el documento UFT 278 se ha recalculado con efectos de temperatura, de acuerdo con la Ec.(83). Debido a que el índice de refracción depende de la frecuencia de refracción  $\omega_1$ , esta ecuación ya no puede resolverse en forma analítica. Se empleó un método numérico para calcular la dependencia de  $\omega_1$  respecto de  $\theta$  y del tiempo de relajación  $\tau$  en una red bidimensional. El resultado se representó gráficamente en la Fig. 11. La frecuencia aumenta con  $\theta$  como en la Fig. 4, pero disminuye a mayores tiempos de relajación. Esto refleja la pérdida de energía por procesos de relajación.

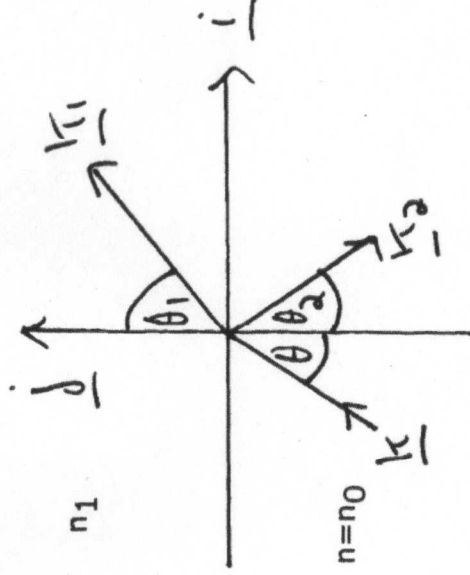


Figura 1: Diagrama de refracción/reflexión.

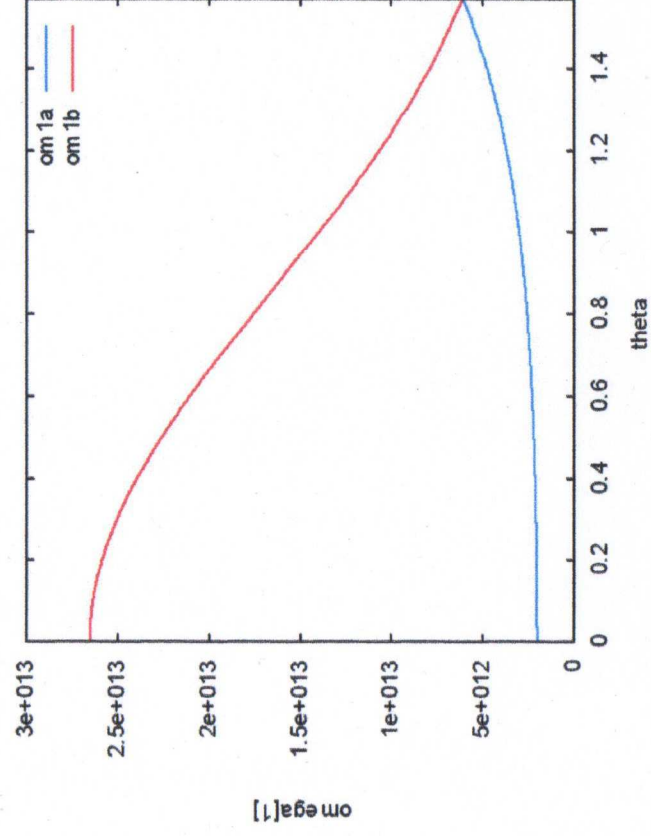


Figura 4: Frecuencia refractada  $\omega_1$ ,  $n_1 > n_0$ , modelo del oscilador múltiple.

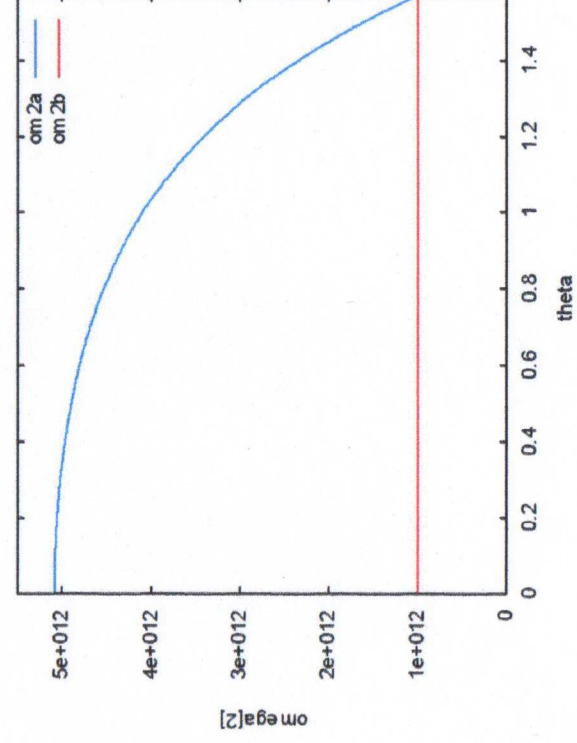


Figura 5: Frecuencia reflejada  $\omega_2$ ,  $n_1 > n_0$ , modelo del oscilador múltiple.

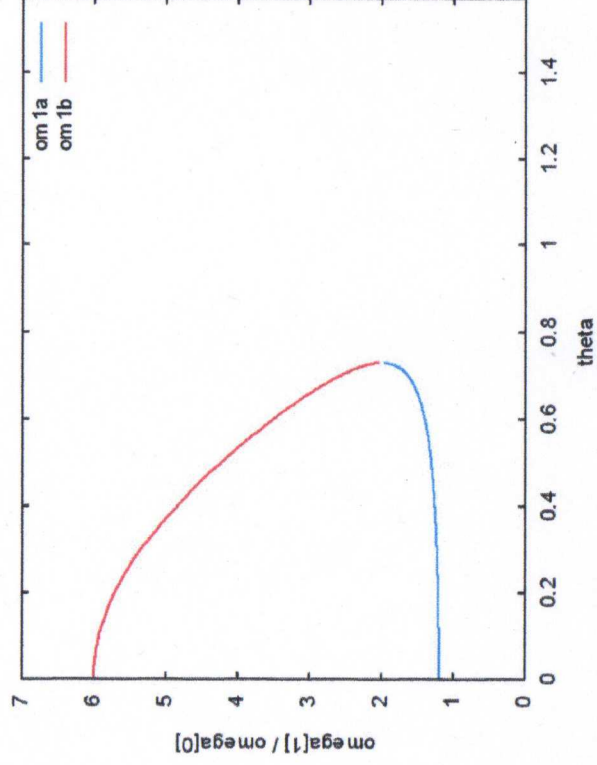


Figura 6: Frecuencia refractada  $\omega_1$ ,  $n_0 > n_1$  (reflexión total), modelo del fotón individual.

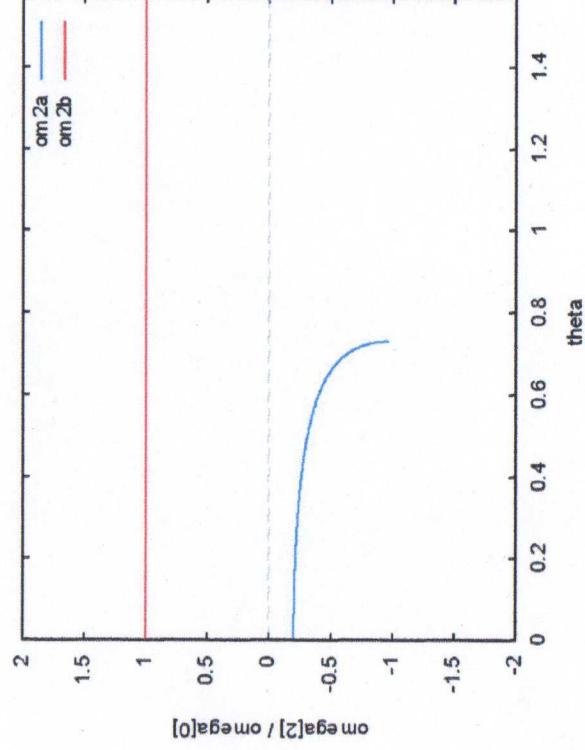


Figura 7: Frecuencia reflejada  $\omega_2$ ,  $n_0 > n_1$  (reflexión total), modelo del fotón individual.

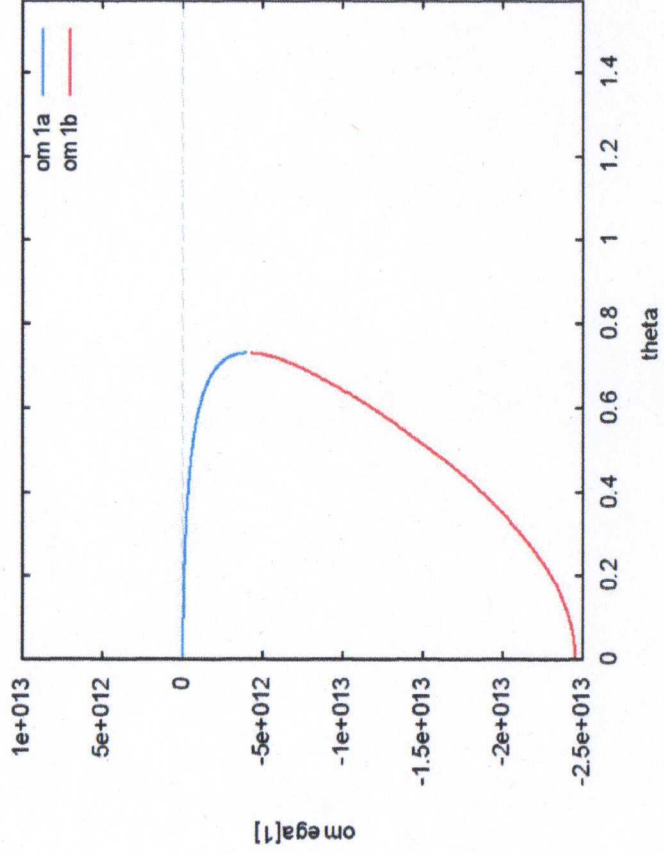


Figura 8: Frecuencia refractada  $\omega_1$ ,  $n_0 > n_1$  (reflexión total), modelo del oscilador múltiple.

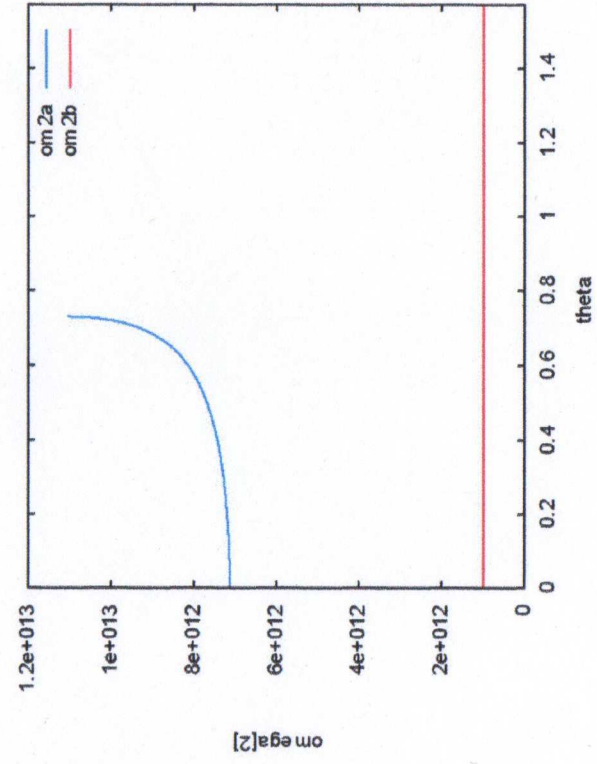


Figura 9: Frecuencia reflejada  $\omega_2$ ,  $n_0 > n_1$  (reflexión total), modelo del oscilador múltiple.



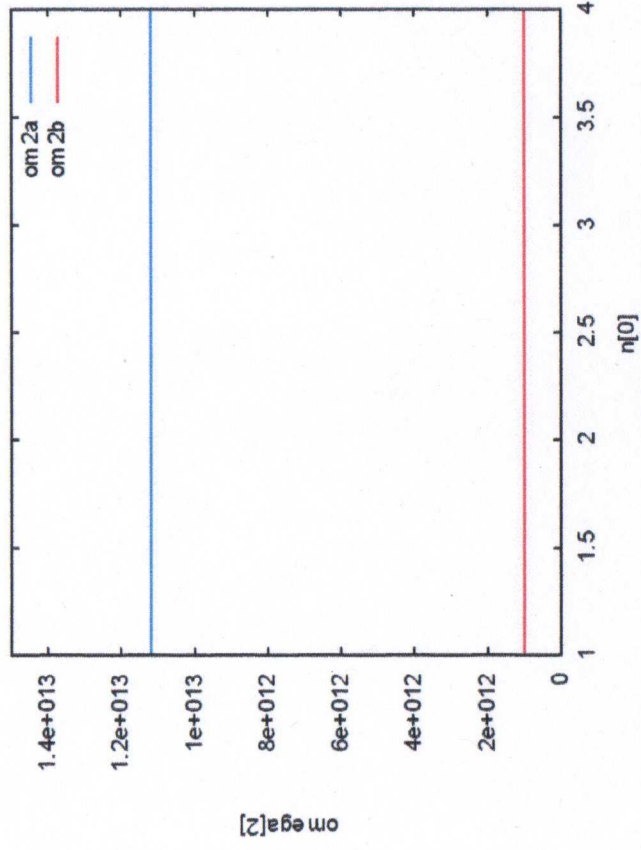


Figura 10: Frecuencia reflejada  $\omega_2$ , modelo del oscilador múltiple. Dependencia respecto del índice de refracción para el ángulo respectivo de reflexión total.

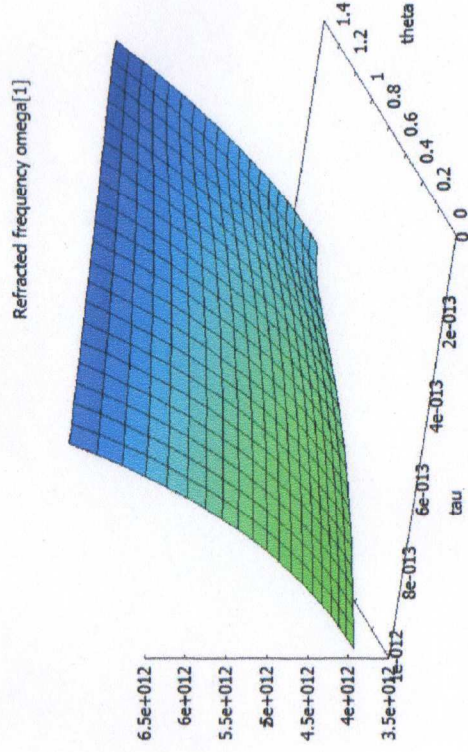


Figura 11: Modelo de Debye, modelo del oscilador múltiple,  $\omega_1$  dependiente de  $\theta$  y del tiempo de relajación  $\tau$ .



## Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y a AIAS y a otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por la publicación en red, a Alex Hill por las traducciones y grabaciones al idioma castellano, y a Robert Cheshire por las grabaciones en idioma inglés.

## Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "Principles of ECE Theory" (de libre acceso desde 2014 en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [2] M. W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity (Cambridge international Science Publishing, CISP, [www.cisp-publishing.com](http://www.cisp-publishing.com), 2012 y de libre acceso en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us))
- [3] M. W. Evans recopil., J. Foundations of Physics and Chemistry (CISP 2011 y de libre acceso en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [4] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CEFE, de libre acceso en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us), CISP 2010 / 2011).
- [5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis Academic, Suffolk, 2005 - 2011, de libre acceso al portal [www.aias.us](http://www.aias.us)) en siete volúmenes.
- [6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, de libre acceso al portal [www.aias.us](http://www.aias.us)). Traducción al castellano por Alex Hill de libre acceso en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [7] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001 y de libre acceso en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [8] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001, parcialmente de libre acceso en el portal [www.aias.us](http://www.aias.us)) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [9] M. W. Evans y J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer 1994 aq 2002, de libre acceso al portal [www.aias.us](http://www.aias.us)) en 10 volúmenes con encuadernación dura o blanda.
- [10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994).
- [11] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics" (Wiley, Nueva York, 1996, 3ª Edición).