

Refutación de la antigua Teoría Cuántica y Desarrollo de las Teorías de Intensidad para los Efectos de Evans / Morris.

por

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

Civil List, AIAS y UPITEC

(www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.upitec.org, www.atomicprecision.com,
www.et3m.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se corrigen las leyes de distribución de Rayleigh Jeans y la ley de Stefan Boltzmann a partir de la distribución de Planck por la omisión de Rayleigh de los infinitesimales de orden superior. La corrección es pequeña para frecuencias angulares por encima de alrededor de un radián por segundo, pero al mismo tiempo se refuta íntegramente la explicación mediante la radiación de cuerpo negro de la antigua teoría cuántica. Se desarrolla una teoría de intensidad para los efectos de Evans/Morris, y se muestra que la antigua teoría cuántica no conserva el momento a nivel del fotón individual en los fenómenos de reflexión y refracción, porque la teoría del fotón individual resulta incompatible con las leyes experimentales de Snell. Debe utilizarse un procedimiento de obtención de promedios para que se conserve el momento y la energía en la reflexión y refracción.

Palabras clave: teoría ECE, Efectos de Evans Morris, distribución de Rayleigh Jeans, Ley de Stefan Boltzmann, antigua teoría cuántica.

1. Introducción.

Recientemente, en esta serie de doscientos noventa documentos a la fecha [1-10] varias teorías se han desarrollado para explicar los efectos de Evans / Morris, los cuales revelan novedosos cambios de colores en fenómenos de reflexión y refracción (numerosos resultados experimentales publicados en el blog o diario de www.aias.us). Se han desarrollado varias teorías para estos efectos, y se ha rechazado el antiguo enfoque dogmático. El dogma insistía en que las frecuencias de los haces de luz incidente, reflejado y refractado eran iguales bajo todas las condiciones. Este dogma ha quedado refutado mediante el empleo de sencillas consideraciones geométricas. En general, tanto a nivel experimental como teórico, tanto la frecuencia como la longitud de onda cambian durante la reflexión y la refracción. En la Sección 2, se considera a los efectos de Evans / Morris como conservación de intensidad de haz, o densidad de energía en unidades de watts por metro cuadrado, directamente relacionada con la densidad de energía (energía por volumen de radiación) en joules por metro cúbico. La teoría se desarrolla inicialmente para una frecuencia incidente (teoría monocromática) y luego se desarrolla en una teoría policromática. Al así hacerlo, se desarrollan correcciones para la distribución de Rayleigh Jeans y para la ley de Stefan Boltzman tal como fue desarrollada en la antigua teoría cuántica a partir de la distribución de Planck. Estas correcciones se originan en la omisión de Rayleigh, en el año 1900, de los diferenciales de orden superior. Las correcciones son pequeñas para frecuencias angulares por encima de alrededor de un radian por segundo, pero al mismo tiempo las mismas refutan íntegramente la afirmación de que la radiación de cuerpo negro puede describirse a través de la antigua teoría cuántica. Se demuestra que la conservación del momento a nivel del fotón individual en la antigua teoría cuántica resulta incompatible con las leyes experimentales de Snell de la reflexión y refracción. Debe de emplearse un procedimiento de uso de promedios para volver a la antigua teoría cuántica compatible con las leyes experimentales de Snell.

Esta Sección 2 debiera de leerse conjuntamente con las diez notas de acompañamiento, publicadas con el documento UFT290 en la sección de documentos UFT del portal www.aias.us, y una nota publicada por H. Eckardt en el blog o diario de www.aias.us. Las notas 1 y 2 se resumen en la Sección 2 y ofrecen detalles de la teoría de la intensidad. Las notas 3 a 5, 8 y 9 incluyen detalles de la refutación de la antigua teoría cuántica resumida en la Sección 2. La nota 6 desarrolla la teoría de la intensidad combinada con las leyes de Snell, y la nota 7 refuta la antigua teoría cuántica al demostrar que es incompatible con las leyes experimentales de Snell a nivel de un fotón individual.

En la Sección 3 se analiza la teoría y se desarrolla mediante álgebra computacional en combinación con representaciones gráficas.

2. Refutación de la antigua teoría cuántica y desarrollo de la teoría de intensidad.

La antigua teoría cuántica se refuta en forma directa de dos maneras en el inicio de esta sección, y posteriormente se desarrolla una teoría de intensidad para los efectos de Evans / Morris. La primera refutación se basa en consideraciones elementales de la deducción de la densidad de estados de Rayleigh Jeans, (Nota 2903)), que comienza con el número de oscilaciones N por volumen V de radiación:

$$\frac{N}{V} = \frac{\omega^3}{6\pi^2 c^3} \quad (1)$$

donde ω es la frecuencia angular de la radiación y c es la velocidad de la luz en el vacío. La densidad infinitesimal de estados se calcula mediante:

$$\frac{dN}{V} = \frac{1}{6\pi^2 c^3} ((\omega + d\omega)^3 - \omega^3) \quad (2)$$

y el resultado se duplica porque Rayleigh supuso que cada oscilador posee dos estados de polarización. Por lo tanto:

$$\frac{dN}{V} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega + \frac{\omega}{\pi^2 c^3} (d\omega)^2 + \frac{(d\omega)^3}{3\pi^2 c^3} \quad (3)$$

Rayleigh omitió dos términos y afirmó que:

$$\frac{dN}{V} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \quad (4)$$

un resultado conocido como la densidad de estados de Rayleigh Jeans. Parece como que Rayleigh, en 1900, no dio ninguna clase de justificación para la omisión de los infinitesimales de orden superior.

La teoría dogmática procede mediante la afirmación de que el infinitesimal de la densidad de energía es:

$$\frac{dU}{V} = \langle E \rangle \frac{dN}{V} \quad (5)$$

donde $\langle E \rangle$ es la energía promedio del oscilador de Planck:

$$\langle E \rangle = \left(\frac{x}{1-x} \right) h\omega \quad (6)$$

donde

$$x = \exp\left(-\frac{h\omega}{kT}\right) \quad (7)$$

Aquí, h es la constante reducida de Planck, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. La Ec.(6) se cumple si y solamente si:

$$h\nu < kT. \quad (8)$$

Por lo tanto, la típica distribución de Planck es:

$$\frac{dU}{V} = \frac{h\nu^3}{\pi^2 c^3} \left(\frac{x}{1-x} \right) d\nu. \quad (9)$$

Se afirma que la ley de Stefan Boltzmann es:

$$\frac{U}{V} = \int_0^{\infty} \frac{h\nu^3}{\pi^2 c^3} \left(\frac{x}{1-x} \right) d\nu = \left(\frac{\pi^2 k^4}{15c^3 h^3} \right) T^4. \quad (10)$$

Se afirma en este enfoque dogmático que la Ec. (10) se ha evaluado experimentalmente con alto grado de precisión.

Sin embargo, el infinitesimal de densidad de energía correcto, para un haz monocromático, es:

$$\frac{dU}{V} = \langle E \rangle \left(\frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega + \frac{\omega}{\pi^2 c^3} (d\omega)^2 + \frac{(d\omega)^3}{3\pi^2 c^3} \right) \quad (11)$$

Expresamos la Ec. (3) como:

$$\frac{dN}{V} = \frac{1}{V} (dN_1 + dN_2 + dN_3) \quad (12)$$

entonces:

$$\frac{dN_1}{V} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \quad (13)$$

$$\frac{dN_2}{V} = \frac{\omega (d\omega)^2}{\pi^2 c^3} \quad (14)$$

$$\frac{dN_3}{V} = \frac{(d\omega)^3}{6\pi^2 c^3} \quad (15)$$

Se deduce entonces que:

(16)

$$\frac{dN_2}{dN_1} = \left(\frac{\pi^2 c^3}{\omega^3} \right) \frac{dN_1}{V}$$

y

(17)

$$\frac{dN_3}{dN_1} = \frac{1}{12} \frac{(d\omega)^2}{\omega^2}$$

de manera que:

(18)

$$\frac{dN}{dN_1} = 1 + \frac{1}{\omega} d\omega + \frac{1}{12\omega^2} (d\omega)^2$$

Para un primer orden se supone que:

(19)

$$\frac{dN}{dN_1} = 1 + \frac{1}{\omega} d\omega$$

de manera que para el primer orden:

(20)

$$dN = \left(1 + \frac{1}{\omega} d\omega \right) dN_1$$

Por definición:

(21)

$$\frac{dN}{N_1} = \lim_{\delta N_1 \rightarrow 0} \left(\frac{f(N_1 + \delta N_1) - f(N_1)}{\delta N_1} \right)$$

donde:

(22)

$$N = f(N_1).$$

Permitamos ahora que:

(23)

$$N = \left(1 + \frac{1}{\omega} d\omega \right) N_1$$

y se obtiene entonces la Ec. (20).

En el enfoque dogmático con ausencia de infinitesimales de orden superior, el

número de fotones por volumen de radiación para la radiación de cuerpo negro es [1-10]:

$$\frac{N_1}{V} = \frac{2 \zeta(3)}{\pi^2} \left(\frac{kT}{c h} \right)^3 \quad (24)$$

donde la tercer función zeta es:

$$\zeta(3) = 1.20206 \quad (25)$$

calculada a paartir de la integral tradicional:

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{x^{2n}}{e^x - 1} \right) dx = (2n)! \zeta(2n+1). \quad (26)$$

La Ec. (24) constituye una forma de la antigua ley de Stefan Boltzmann para el número de fotones por unidad de volumen de radiación de cuerpo negro en vez de la intensidad o densidad de energía. El número de fotones por volumen de radiación debiera ser:

$$\frac{N}{V} \rightarrow \frac{1}{V} (N+dN) = \frac{2 \zeta(3)}{\pi^2} \left(\frac{kT}{c h} \right)^3 \left(1 + \frac{1}{w} dw \right) \quad (27)$$

de manera que la corrección de primer orden a la ley de Stefan Boltzmann es:

$$\frac{dN}{dw} = \frac{N}{w} \quad (28)$$

donde:

$$\frac{N}{V} = \frac{2 \zeta(3)}{\pi^2} \left(\frac{kT}{c h} \right)^3. \quad (29)$$

Podría argumentarse que, a frecuencias mayores a alrededor de un radián por segundo, la corrección es pequeña, pero la ley de Stefan Boltzmann debe de poder calcularse para todas las frecuencias, hasta llegar a una frecuencia nula. Por debajo de alrededor de un radián por segundo la corrección se dispara al infinito y el antiguo enfoque dogmático se refuta por completo para la radiación de cuerpo negro. Para un haz monocromático de alta frecuencia sigue siendo aceptable, en la medida en que se corrija según lo aquí argumentado.

La segunda refutación de la antigua teoría cuántica se incluye en detalle en la nota 290(7), al considerar la geometría fundamental de los vectores onda incidente (κ),

refractado (k_1) y reflejado (k_2) en una frontera entre dos materiales, tales como aire y vidrio o aire y agua:

$$\underline{k} = k (\underline{i} \sin \theta + \underline{j} \cos \theta) \quad (30)$$

$$\underline{k}_1 = k_1 (\underline{i} \sin \theta_1 + \underline{j} \cos \theta_1) \quad (31)$$

$$\underline{k}_2 = k_2 (\underline{i} \sin \theta_2 - \underline{j} \cos \theta_2) \quad (32)$$

donde θ , θ_1 y θ_2 son los ángulos incidente, refractado y reflejado. Las leyes experimentales de Snell son:

$$\theta = \theta_2 \quad (33)$$

y

$$n \sin \theta = n_1 \sin \theta_1 \quad (34)$$

donde n y n_1 son los índices de refracción de los materiales. Permitamos que las velocidades de fase de los materiales incidente y refractante sean v y v_1 , respectivamente, en cuyo caso:

$$n = \frac{c}{v} \quad , \quad n_1 = \frac{c}{v_1} \quad , \quad v = \frac{c}{n} \quad , \quad v_1 = \frac{c}{n_1} \quad (35)$$

Los efectos de Evans Morris muestran que las frecuencias angulares incidente ω , refractada ω_1 y reflejada ω_2 son en general diferentes entre sí, de manera que:

$$k = \frac{n\omega}{c} \quad , \quad k_1 = \frac{n_1\omega_1}{c} \quad , \quad k_2 = \frac{n\omega_2}{c} \quad (36)$$

Por lo tanto:

$$\underline{k} = \frac{n\omega}{c} (\underline{i} \sin \theta + \underline{j} \cos \theta) \quad (37)$$

$$\underline{k}_1 = \frac{n_1\omega_1}{c} (\underline{i} \sin \theta_1 + \underline{j} \cos \theta_1) \quad (38)$$

$$\underline{k}_2 = \frac{n\omega_2}{c} (\underline{i} \sin \theta - \underline{j} \cos \theta) \quad (39)$$

La conservación del momento a nivel del fotón individual exige que:

$$\underline{K} = \underline{K}_1 + \underline{K}_2 \quad (40)$$

a partir de lo cual:

$$\omega_1 = \left(\frac{2u \cos \theta}{v_1 \cos \theta_1 + u \cos \theta} \right) \omega \quad (41)$$

y

$$\omega_2 = \left(\frac{v_1 \cos \theta_1 + u \cos \theta}{v_1 \cos \theta_1 + u \cos \theta} \right) \omega = \omega \quad (42)$$

También se deduce a partir de la Ec. (40) que:

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 \quad (43)$$

lo cual constituye la conservación de la energía a nivel de fotón individual.

Con el objeto de considerar reflexión pura, la frecuencia refractada se elimina mediante el empleo de:

$$\omega_1 = \omega - \omega_2 \quad (44)$$

pero esto trae como resultado, tal como en la nota 290(7), un resultado sin sentido físico:

$$\omega = ? 0. \quad (45)$$

Se concluye que la antigua teoría cuántica resulta incompatible con las leyes experimentales de Snell a nivel del fotón individual, y la antigua teoría cuántica queda refutada de una segunda manera. En documentos inmediatamente precedentes a éste, el fracaso de la antigua teoría cuántica se remedió mediante el uso de valores promedio, y todas las principales características de los efectos de Evans Morris se describieron en forma cualitativa.

En un haz monocromático, los errores cometidos por Rayleigh al omitir los infinitesimales de orden superior no afectan la teoría, porque se considera solamente una frecuencia. Por lo tanto, consideremos la intensidad I en unidades de watts por metro cuadrado de un haz incidente en una frontera en un caso de reflexión y refracción. Se supone que la suma de intensidades de los haces refractado y reflejado, I_1 y I_2 respectivamente, es la misma que la intensidad del haz incidente. De manera que

$$I = I_1 + I_2$$

(46)

Para una frecuencia, la intensidad del haz es:

$$I = \left(\frac{x}{1-x} \right) \frac{h \omega^4}{6 \pi^2 c^2}$$

(47)

De manera que se deduce a partir de la Ec. (46) y (47) que:

$$\left(\frac{x}{1-x} \right) \omega^4 = \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right) \omega_1^4 + \left(\frac{x_2}{1-x_2} \right) \omega_2^4$$

(48)

En el equilibrio termodinámico, la temperatura de los tres haces de luz es la misma, de manera que, en general:

$$I \neq I_1 \neq I_2$$

(49)

Para deducir ω_1 y ω_2 , en términos de ω , se requiere de una segunda ecuación. En las notas 290(1), 290(2) y 290(6) se incluyen algunas sugerencias para una segunda ecuación. Por ejemplo, puede suponerse, como en documentos inmediatamente precedentes a éste, que el momento promedio de un oscilador de Planck se conserva:

$$\langle \underline{K} \rangle = \langle \underline{K}_1 \rangle + \langle \underline{K}_2 \rangle$$

(50)

Al igual que en la nota 290(1), esto conduce a la ecuación:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{x}{1-x} \right)^2 = \frac{\omega_1^2}{v^2} \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right)^2 + \frac{\omega_2^2}{c^2} \left(\frac{x_2}{1-x_2} \right)^2 + \frac{2\omega_1\omega_2}{c v} \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right) \left(\frac{x_2}{1-x_2} \right) \cos \theta_3$$

(51)

donde se ha supuesto que el medio incidente es aire, con una velocidad de fase igual a c . La velocidad de fase en el medio refractante es v . Aquí θ_3 es el ángulo entre los vectores onda refractado y reflejado.

De manera que las Ecs. (48) y (51) pueden resolverse simultáneamente utilizando métodos numéricos, pero esto es un problema altamente no trivial, el cual requiere de una cuidadosa programación.

En el medio refractante aplica la ley de Beer Lambert:

$$I_1 = I \exp(-\alpha Z) \quad (52)$$

donde α es el coeficiente de absorción de energía y donde Z es la distancia a través de la cual se ha propagado el haz refractado. De manera que puede utilizarse la ley de Beer Lambert para relacionar I con I_1 y con las frecuencias angulares incidente y refractada como sigue:

$$\left(\frac{x_1}{1-x_1}\right) \omega_1^4 = \left(\frac{x}{1-x}\right) \omega^4 \exp(-\alpha Z) \quad (53)$$

Si

$$\hbar \omega_1 \ll kT \quad (54)$$

y

$$\hbar \omega \ll kT \quad (55)$$

entonces:

$$\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^3 = \exp(-\alpha Z) \quad (56)$$

donde utilizamos:

$$\exp\left(\frac{\hbar \omega}{kT}\right) \approx 1 + \frac{\hbar \omega}{kT} \quad (57)$$

La Ec. (56) confirma cualitativamente los cambios de color observados por Evans y Morris (blog del portal www.aias.us) a medida que un haz de luz se propaga a través de una muestra. Estos efectos son reproducibles y repetibles y resultan enteramente novedosos para la ciencia. La Ec.(56) también explica en forma directa el corrimiento cosmológico al color rojo, tal como se mencionó en el documento UFT49 publicado en el portal www.aias.us. La teoría ECE ha refutado el *Big Bang* de varias maneras diferentes. No considera la torsion, por lo que resulta matemáticamente incorrecto, de manera que el *Big Bang* puede no relacionarse en absoluto con el corrimiento cosmológico al color rojo o con cualquier conjunto de datos experimentales.

3. Análisis Numérico y Discusión.

Los cálculos de las frecuencias refractada y reflejada a partir de la ecuación de intensidad (48) constituye un desafío a nivel de cálculo numérico debido a que se generan cuartas potencias de las frecuencias. Si tomamos las aproximaciones lineales para las bajas frecuencias (UFT279), la Ec.(48) adopta la forma

$$A_0 w_0^4 = A_1 w_1^4 + A_2 w_2^4 \quad (58)$$

con

$$y_i = \frac{h w_i}{k T} \quad (59)$$

$$A_i = \frac{1 - y_i}{y_i} \quad (60)$$

Esto significa que la ecuación permanece de cuarto orden. Tal como se propone en la Sección 2, podemos intentar de utilizar la conservación de momento como una segunda condición para encontrar una dependencia entre la frecuencia incidente y las frecuencias refractada y reflejada. Sustituyendo las velocidades de fase en la Ec.(51) en la manera usual por los índices de refracción, $n_i = c / v_i$, conduce a la ecuación

$$n_0^2 w_0^2 A_0^2 = n_1^2 w_1^2 A_1^2 + n_0^2 w_2^2 A_2^2 + 2 n_0 n_1 w_1 A_1 w_2 A_2 \cos \theta_3 \quad (61)$$

donde θ_3 es el ángulo entre los vectores refractado y reflejado κ_1 y κ_2 y pueden sustituirse por el ángulo de incidencia θ , como en documentos previos:

$$\theta_3 = \pi - \arcsen \left(\frac{n_0}{n_1} \text{sen} \theta \right) - \theta. \quad (62)$$

La evaluación simultánea de las Ecs.(58) y (61) se torna difícil, porque w_i y A_i aparecen con distintos exponentes en ambas ecuaciones. Esto conduce a polinomios de al menos orden 16. Para obtener una impresión de las soluciones efectuamos algunas suposiciones groseras. En primer lugar, re-expresamos la Ec.(58) a una ecuación de un solo fotón:

$$w_0^4 = w_1^4 + w_2^4. \quad (63)$$

Luego restringimos las estadísticas en la ecuación de momento (61) a aquella del haz incidente, estableciendo

$$A_1 = A_2 = 1. \quad (64)$$

Cuando se sustituye ω_2 en la Ec.(61), ello conduce a la ecuación

$$n_0^2(1 - \omega_0 t_{fr})^2 - n_0^2 \sqrt{\omega_0^4 - \omega_1^4} - n_1^2 \omega_1^2 = 2 n_0 n_1 \omega_1 (\omega_0^4 - \omega_1^4) \cos \theta_3 \quad (65)$$

la cual debe de elevarse a la potencia 4 debido a la aparición del factor de potencia 1/4. Sólo la eliminación adicional de los dos primeros términos conduce a una solución para la ecuación. En este método radical, se han perdido todos los efectos estadísticos, y sólo ha permanecido la cuarta potencia en alguna forma. La ecuación restante, de octava potencia para ω_1 , posee cinco soluciones, a partir de las cuales exactamente una de ellas posee un valor real y positivo. Puede aplicarse el mismo procedimiento para obtener una solución para ω_2 .

Hemos evaluado ambas soluciones para una refracción ordinaria ($n_0 = 1$, $n_1 = 1.5$) y una reflexión total ($n_0 = 1$, $n_1 = 1.5$). Los resultados se representan gráficamente en las Figs. 1 y 2. Por razones de plausibilidad solamente hemos elegido la frecuencia de refracción en el primer caso y la frecuencia de reflexión en el segundo. Los cruces de la abscisa son ciertamente resultados falsos a partir de las crudas aproximaciones, pero las frecuencias permanecen en un rango de $\pm 10^{-12}$ /s que se adoptó para ω_0 . La temperatura utilizada fue $T = 293$ K. La finalización de la reflexión en el ángulo de reflexión se observa en la Fig. 2. Los resultados muestran un corrimiento al rojo, como habría de esperarse a partir de los efectos de Evans/Morris.

En una segunda y más elaborada aproximación, obtuvimos una solución numérica para las soluciones simultáneas (58,61). La solución de la Ec.(61) en función de ω_2 da

$$\omega_2 = \pm \frac{1}{n_0 t_{fr}} \left((n_1^2 \omega_1^2 \cos^2 \theta_3 - n_1^2 \omega_1^2 + n_0^2 \omega_0^2) t_{fr}^2 + (-2 n_1^2 \omega_1 \cos^2 \theta_3 + 2 n_1^2 \omega_1 - 2 n_0^2 \omega_0) t_{fr} + n_1^2 \cos^2 \theta_3 - n_1^2 + n_0^2 \right)^{1/2} - n_1 \omega_1 \cos \theta_3 t_{fr} + n_1 \cos \theta_3 + n_0 \quad (66)$$

Esta expresión se inserta en la Ec.(58), lo cual da origen a una ecuación bastante compleja, la cual no puede resolverse analíticamente a través de Maxima. Dado que nos resta una sola variable (ω_1), podemos aplicar un procedimiento numérico de búsqueda de raíces. Los resultados para $\omega_1(\theta)$ para ambos signos de la Ec.(66) se representan gráficamente en la Fig. 3. El resultado tiene un aspecto bastante caótico. En ciertos intervalos la frecuencia es constante, pero salta a valores muy bajos en forma brusca. Las funciones son diferenciables, y los cambios bruscos son artefactos provenientes de la red discreta de valores de θ utilizada para el cálculo. Los valores nunca exceden el valor medio de la energía térmica, de alrededor de 6.1×10^{12} /s.

Un procedimiento análogo puede aplicarse para la frecuencia reflejada ω_2 . Lo aplicamos al caso de la reflexión total, como en el cálculo analítico. Hay cambios bruscos en el ángulo de reflexión total para ambas soluciones (Fig. 4). Sin embargo, la primera solución pertenece a la frecuencia de un fotón individual en la región prohibida para θ . La segunda solución parece ser más plausible. No podemos excluir el hecho de que las inestabilidades numéricas (por ejemplo, el límite de exactitud) sea una razón para la conducta casi inestable. Sin embargo, los cálculos de control con una doble mantisa (32 dígitos) dieron los mismos resultados. Las

funciones son fuertemente oscilantes. Se podría cuestionar la adecuación del empleo de la conservación del momento estadístico. Además, se demostró en la Sección 2 que la teoría del fotón individual resulta incompatible con las leyes de Snell. Se debiera de dar especial consideración a ambos hechos en trabajos futuros.

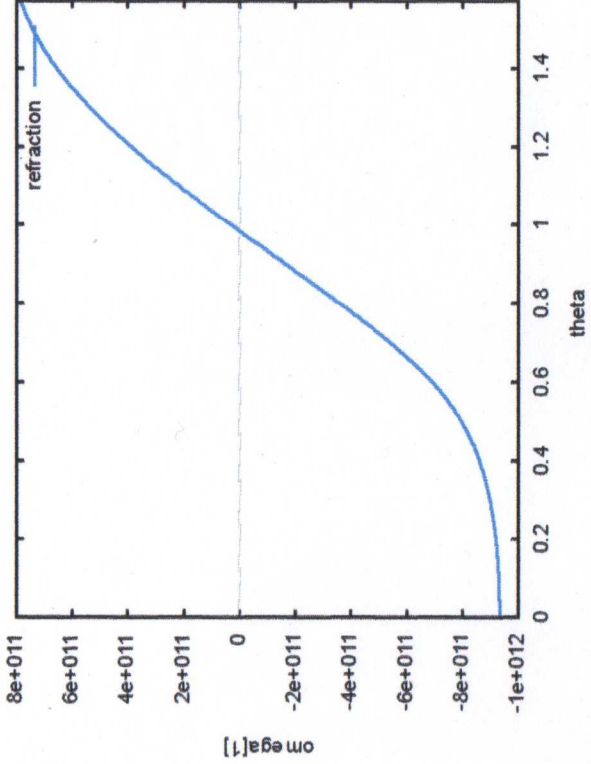


Figura 1: Dependencia angular de la frecuencia de refracción, modelo analítico.

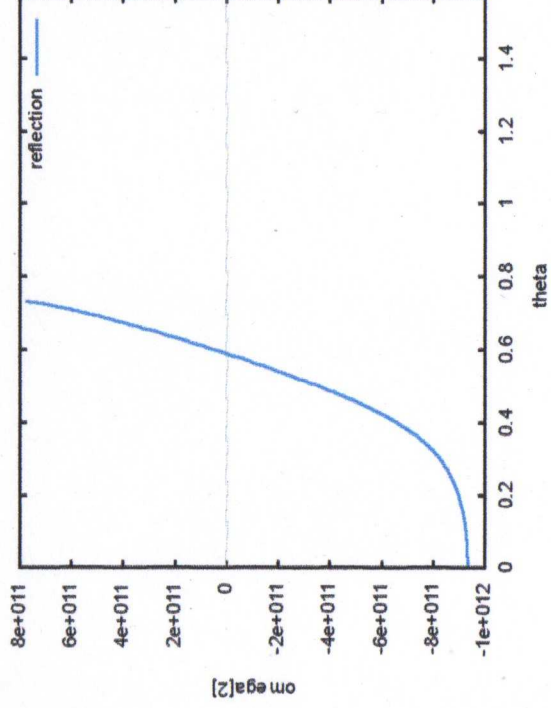


Figura 2: Dependencia angular de la frecuencia de reflexión, modelo analítico (reflexión total).

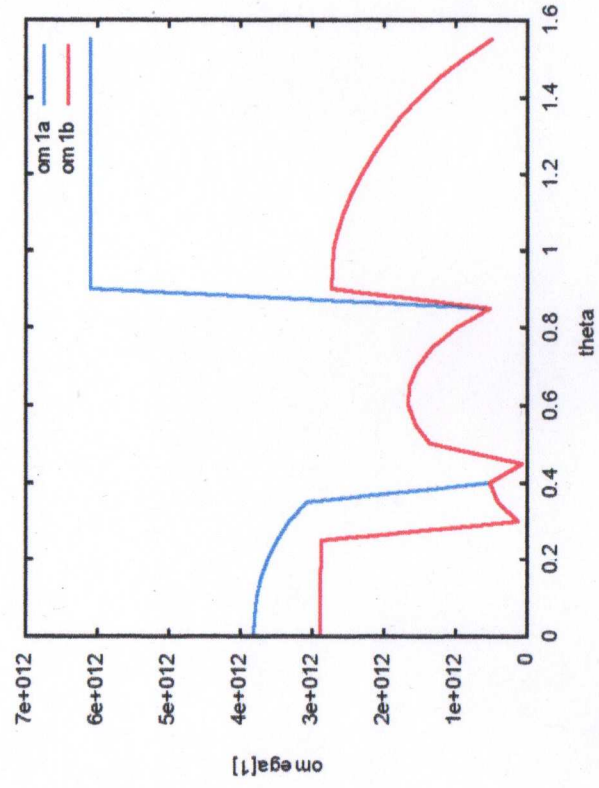


Figura 3: Dependencia angular de la frecuencia de refracción, solución numérica.

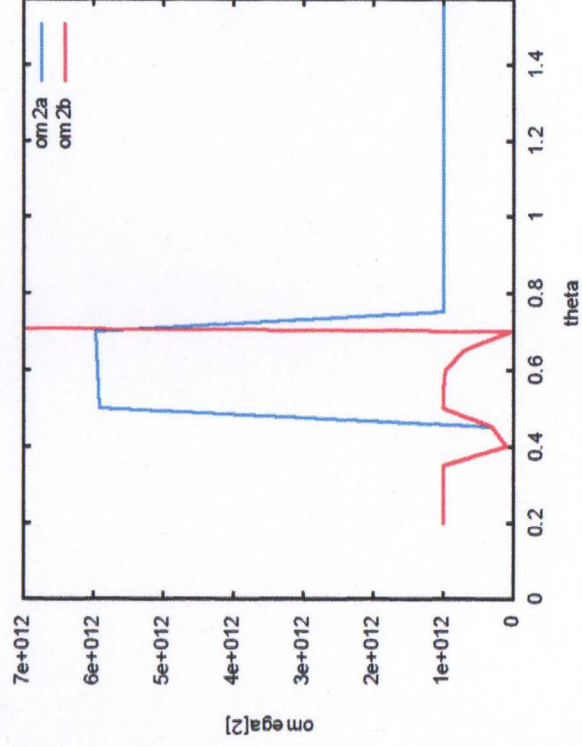


Figura 4: Dependencia angular de la frecuencia de reflexión, solución numérica (reflexión total).

Agradecimientos.

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

Referencias bibliográficas.

- [1] M .W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "Principles of ECE Theory" (de libre acceso como los documentos UFT281 a UFT288 en el portal www.aias.us, y en formato de libro, en preparación)
- [2] M .W. Evans, "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (de libre acceso en el portal www.aias.us y publicado por Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2012 en formato de libro).
- [3] M .W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (de libre acceso en el portal www.aias.us, y publicado por CISP 2011).
- [4] M .W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (de libre acceso como CEFÉ en el portal www.aias.us y publicado por CISP 2010).
- [5] M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (de libre acceso en el portal www.aiaa.us y publicado en Abramis 2005 a 2011) en siete volúmenes.
- [6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (de libre acceso en el portal www.aias.us y publicado en Abramis 2007, traducido al castellano por Alex Hill, de libre acceso en el portal 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).
- [8] M .W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (de libre acceso parcial en el portal www.aias.us y publicado por Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes con encuadernación dura y blanda, y en formato de libro e.
- [9] M .W. Evans y J. - P. Vigiér, "The Enigmatic Photon" (de libre acceso en el portal www.aias.us, y publicado por Kluwer 1994 a 2002) en cinco volúmenes, con encuadernación dura y blanda.
- [10] M . W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994 y de libre acceso parcial en el portal www.aias.us).