

Teoría de los Corrimientos de Evans / Morris con Conservación de Energía y Momento: Masa Fotónica.

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.atomicprecision.com, www.et3m.net
www.upitec.org)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Utilizando un rayo de luz monocromática y una distribución de Planck de n fotones, se demuestra que los corrimientos de frecuencia de Evans / Morris pueden explicarse mediante la sencilla conservación de la energía y momento en fenómenos de reflexión y refracción. Las leyes fundamentales de conservación producen corrimientos hacia el rojo y hacia el azul, tal como se observa experimentalmente. Se utiliza la teoría para desarrollar una estimación de la masa fotónica con coincidencia en orden de magnitud con trabajos previos de esta serie basados en la desviación de la luz por el Sol. Una masa fotónica finita significa que el campo $\mathbf{B}^{(3)}$ de la teoría ECE existe en la naturaleza.

Palabras clave: teoría ECE, corrimientos de frecuencia de Evans / Morris, leyes de conservación.

1. Introducción.

En el documento inmediatamente precedente al presente en esta serie que hasta el momento incluye doscientos setenta y nueve documentos [1-10] se demostró que una teoría referida a un fotón individual brinda una explicación plausible para los corrimientos de frecuencia de Evans / Morris [1] que se producen en todos los materiales. Estos corrimientos se distinguen de la fluorescencia a nivel experimental a través del hecho de que ocurren en materiales no absorbentes. Evans y Morris han observado corrimientos hacia el azul y hacia el rojo, y se demuestra en la Sección 2 que ambos tipos de corrimientos pueden explicarse directamente a través de sencillas leyes de conservación aplicadas sobre un rayo de luz monocromático con n fotones durante un experimento común y corriente de refracción y reflexión. La teoría incluida en este documento demuestra que no es necesaria la absorción para producir estos corrimientos, algunos de los cuales se han observado como de naturaleza bastante pronunciada [11]. Estos corrimientos se observan experimentalmente en cristales en los que no hay absorción, de manera que no hay fluorescencia posible. Experimentalmente se observan corrimientos tanto hacia el azul como hacia el rojo, y se reporta que todos los datos obtenidos son reproducibles y repetibles. La gran mayoría de los corrimientos provocados por fluorescencia son hacia el rojo, pero ocasionalmente se atribuye un corrimiento hacia el azul y causado por fluorescencia en una molécula tal como el triptófano.

En la Sección 2 se definen las ecuaciones de conservación de energía y de momento lineal para un rayo de luz monocromático con n fotones y una distribución de Planck. La conservación de la energía se aplica a una sencilla reflexión y refracción. La energía del rayo incidente es la suma de las energías de los rayos refractado y reflejado. El momento lineal incidente es igual a la suma vectorial de los momentos lineales de los rayos reflejado y refractado. Esta teoría sencilla aunque poderosa resulta suficiente para describir los efectos de Evans/Morris. En la Sección 3 se lleva a cabo una comparación cuantitativa, donde se incluye un análisis numérico, junto con las representaciones gráficas. Utilizando esta teoría, se efectúa una estimación de la masa fotónica a partir de las leyes de conservación. El orden de magnitud de la masa fotónica estimada es similar a aquella deducida previamente en esta serie [1-10] a partir de la correcta teoría ECE para la desviación de la luz por causa gravitacional.

2. Conservación de la Energía y Momento Totales.

Como de costumbre, este documento debiera de leerse junto con sus notas de acompañamiento (para el documento UFT279 publicado en el portal www.arias.us). Las notas de acompañamiento 279(1) y 279(2) muestran cómo una continuidad en la frontera entre dos materiales puede satisfacerse a través de una frecuencia variable. La teoría dogmática afirma [12] que las frecuencias de los rayos incidente, reflejado y refractado son iguales. Este dogma sufre una inmediata refutación experimental a través de los efectos de Evans/Morris [11], y teóricamente debido a una sencilla y fundamental conservación de la energía y momento totales. Las notas de acompañamiento 279(3) y 279(4) desarrollan los conceptos básicos de la distribución de Planck. Las notas 279(5) a 279(8) desarrollan la nueva teoría descrita de la siguiente manera.

Consideremos un rayo de luz monocromático incidente con n fotones de frecuencia angular ω , la cual se refracta y refleja en el límite entre los materiales. El rayo refractado

posee una frecuencia angular ω_1 , y el rayo reflejado posee una frecuencia angular ω_2 . La energía promedio del rayo incidente viene dada por la distribución de Planck:

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

donde:

$$x = \exp\left(-\frac{\hbar \omega}{kT}\right). \quad (2)$$

Aquí, \hbar es la constante reducida de Planck, k es la constante de Boltzmann, y T es la temperatura. Análogamente, la energía promedio del rayo refractado es:

$$\langle \hbar \omega_1 \rangle = \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right) \hbar \omega_1 \quad (3)$$

y la energía promedio del rayo reflejado es:

$$\langle \hbar \omega_2 \rangle = \left(\frac{x_2}{1-x_2} \right) \hbar \omega_2 \quad (4)$$

Por conservación de la energía total:

$$\langle \hbar \omega \rangle = \langle \hbar \omega_1 \rangle + \langle \hbar \omega_2 \rangle \quad (5)$$

resulta inmediatamente claro que las tres frecuencias no pueden ser iguales. El dogma está completamente equivocado, lo cual no ocurre por primera vez en la historia del pensamiento humano. Se deduce entonces que:

$$\left(\frac{x}{1-x} \right) \omega = \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right) \omega_1 + \left(\frac{x_2}{1-x_2} \right) \omega_2 \quad (6)$$

Definimos el vector de la onda incidente como:

$$\underline{K} = K_x \underline{i} + K_y \underline{j} \quad (7)$$

donde:

$$K_x = K \sin \theta \quad (8)$$

$$K_x = K \cos \theta$$

(9)

y donde θ es el ángulo de incidencia. Entonces:

$$\underline{K} = K (\underline{i} \sin \theta + \underline{j} \cos \theta).$$

(10)

Si el medio incidente es aire, entonces, con un excelente grado de aproximación, la magnitud de la onda-vector viene dada por:

$$K = \frac{\omega}{c}$$

(11)

donde c es la velocidad de la luz en el vacío. Por lo tanto, la onda-vector promediado sobre una distribución de Boltzmann de n fotones es:

$$\langle \underline{K} \rangle = \left(\frac{x}{1-x} \right) \frac{\omega}{c} (\underline{i} \sin \theta + \underline{j} \cos \theta)$$

(12)

Análogamente, la onda-vector refractada es:

$$\langle \underline{K}_{\pm 1} \rangle = \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right) \frac{\omega_1}{v_1} (\underline{i} \sin \theta_1 + \underline{j} \cos \theta_1)$$

(13)

donde θ_1 es el ángulo de refracción y donde:

$$v_1 = \frac{1}{\epsilon \mu}$$

(14)

es la velocidad de fase del medio de refracción con una permitividad ϵ y una permeabilidad μ .

En tercer lugar, la onda-vector reflejada es:

$$\langle \underline{K}_{\pm 2} \rangle = \left(\frac{x_2}{1-x_2} \right) \frac{\omega_2}{c} (\underline{i} \sin \theta_2 - \underline{j} \cos \theta_2)$$

(15)

donde θ_2 es el ángulo de reflexión. Experimentalmente, la Ley de Snell da:

$$\theta = \theta_2$$

(16)

y

$$\sin \theta = n_1 \sin \theta_1$$

(17)

donde n_1 es el índice de refracción del medio en el cual ocurre la refracción. Aquí:

$$n_1^2 = \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_0 \mu_0} \quad (18)$$

donde ϵ_0 es la permitividad en el vacío en unidades del S. I., y μ_0 es la permeabilidad en el vacío. La permitividad y permeabilidad relativas son:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad \epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (19)$$

El dualismo onda-partícula de de Broglie cuantiza el momento lineal en términos de la onda-vector:

$$\underline{p} = \hbar \underline{k} \quad (20)$$

De manera que la ley de conservación del momento total en la reflexión y la refracción es:

$$\langle \underline{k} \rangle = \langle \underline{k}_1 \rangle + \langle \underline{k}_2 \rangle \quad (21)$$

A partir de la Ec. (21):

$$\langle \underline{k}_2 \rangle = \langle \underline{k} \rangle - \langle \underline{k}_1 \rangle \quad (22)$$

de manera que:

$$\langle \underline{k}_{-2} \rangle \cdot \langle \underline{k}_{-2} \rangle = \langle \underline{k} \rangle \cdot \langle \underline{k} \rangle + \langle \underline{k}_1 \rangle \cdot \langle \underline{k}_1 \rangle - 2 \langle \underline{k} \rangle \cdot \langle \underline{k}_1 \rangle \cos \theta_3 \quad (23)$$

donde

$$\theta_3 = \theta - \theta_1 \quad (24)$$

es el ángulo entre \underline{k} y \underline{k}_1 . A partir de las Ecs. (12), (14) y (15):

$$\langle \underline{k}_{-2} \rangle \cdot \langle \underline{k}_{-2} \rangle = \left(\frac{x}{1-x} \right)^2 \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (25)$$

$$\langle \underline{k}_1 \rangle \cdot \langle \underline{k}_1 \rangle = \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right)^2 \left(\frac{\omega_1}{v_1} \right)^2 \quad (26)$$

$$\langle \underline{k}_2 \rangle \cdot \langle \underline{k}_2 \rangle = \left(\frac{x_2}{1-x_2} \right)^2 \left(\frac{\omega_2}{c} \right)^2 \quad (27)$$

y:

$$\langle \underline{k}_1 \rangle \cdot \langle \underline{k}_1 \rangle = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right) \frac{\omega \omega_1}{c v_1} \cos \theta_3. \quad (28)$$

Se deduce entonces que:

$$\begin{aligned} \left(\frac{x_2}{1-x_2} \right)^2 \left(\frac{\omega_2}{c} \right)^2 &= \left(\frac{x}{1-x} \right)^2 \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 + \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right)^2 \left(\frac{\omega_1}{v_1} \right)^2 \\ &\quad - 2 \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{x_1}{1-x_1} \right) \frac{\omega \omega_1}{c v_1} (\cos \theta \cos \theta_1 + \sin \theta \sin \theta_1) \end{aligned} \quad (29)$$

donde una fórmula de ángulos produce el resultado consistente:

$$\cos \theta \cos \theta_1 + \sin \theta \sin \theta_1 = \cos(\theta - \theta_1). \quad (30)$$

Las Ecs. (6) y (29) deben de resolverse simultáneamente. Cuando esto se lleva a cabo en forma numérica, como se observa en la Sección 3, la frecuencia refractada y la frecuencia reflejada pueden expresarse, cada una de ellas, en términos de la frecuencia incidente ω , produciendo los corrimientos de Evans/Morris.

En estas ecuaciones:

$$\begin{aligned} v_1^2 &= \frac{1}{\epsilon_1 \mu_1}, \quad c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}, \\ \frac{1}{c v_1} &= (\epsilon \mu \epsilon_0 \mu_0) \end{aligned} \quad (31)$$

de manera que se obtiene que:

$$\begin{aligned} n_1^2 &= \epsilon_1 \mu_1 / (\epsilon_0 \mu_0), \quad v_1 = c/n_1, \\ c v_1 &= \frac{c^2}{n_1}, \quad \frac{1}{v_1^2} = \frac{n_1^2}{c^2} \end{aligned} \quad (32)$$

Por lo tanto, la Ec. (29) deviene:

$$\left(\frac{x_2}{1-x_2}\right)^2 \omega_2^2 = \left(\frac{x}{1-x}\right)^2 \omega^2 + n_1^2 \left(\frac{x_1}{1-x_1}\right)^2 \omega_1^2 - 2 \left(\frac{x}{1-x}\right) \left(\frac{x_1}{1-x_1}\right) n_1 \omega \omega_1 \cos \theta_3 \quad (33)$$

En general, el índice de refracción posee un valor complejo:

$$n_1 = n_1' + i n_1'' \quad (34)$$

De manera que sus partes real e imaginaria pueden expresarse en términos de la permitividad relativa y la pérdida dieléctrica como sigue, suponiendo que la permeabilidad posee un valor real y este valor es cercano a la unidad:

$$n_1^2 = \frac{1}{2} \left(\epsilon_{1r}' + (\epsilon_{1r}'^2 + \epsilon_{1r}''^2)^{1/2} \right) \quad (35)$$

y:

$$n_1' = \frac{\epsilon_{1r}''}{2n_1'} , \quad n_1^2 - n_1'^2 = \epsilon_{1r}'' \quad (36)$$

En general, la solución simultánea de las Ecs. (6) y (33) requiere de métodos numéricos, pero la teoría puede simplificarse o "linealizarse" al suponer:

$$(37)$$

$$1-x \sim 1$$

y:

$$x \sim 1 - \frac{h\nu}{kT} \quad (38)$$

Tal como se muestra en la Sección 3, estas suposiciones se cumplen con un excelente grado de aproximación en el intervalo de temperatura relevante. La teoría linealizada produce:

$$(39)$$

$$A\omega = A_1\omega_1 + A_2\omega_2$$

y

$$A_2^2 \omega_2^2 = A^2 \omega^2 + n_1^2 A_1^2 \omega_1^2 - 2 A A_1 n_1 \omega \omega_1 \cos(\theta - \theta_1) \quad (40)$$

donde:

$$A = 1 - \frac{t\omega}{kT}, \quad A_1 = 1 - \frac{t\omega_1}{kT}, \quad A_2 = 1 - \frac{t\omega_2}{kT}. \quad (41)$$

En la Sección 3 se muestra que una solución simultánea de estas ecuaciones conduce a una ecuación cuártica con cuatro raíces, y la teoría linealizada es capaz de producir corrimientos hacia el azul así como hacia el rojo, según se observa experimentalmente [11]. En la Sección 3 se incluye una comparación cuantitativa para el aceite de oliva, la cual produce resultados aceptables.

Se demuestra fácilmente, como sigue, que la Ley de Snell es compatible con una frecuencia variable. Por conservación de la energía y del momento la ley de fase es:

$$\omega t - \underline{k} \cdot \underline{r} = (\omega_1 + \omega_2)t - (\underline{k}_1 + \underline{k}_2) \cdot \underline{r} \quad (42)$$

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

Como resultado de la Ec. (43):

$$\underline{k} \cdot \underline{r} = (\underline{k}_1 + \underline{k}_2) \cdot \underline{r} \quad (44)$$

es decir:

$$k_x X + k_y Y = k'_x X + k'_y Y + k''_x X + k''_y Y. \quad (45)$$

Experimentalmente, la Ley de Snell viene dada por las Ecs. (16) y (17). Aquí:

$$k_x = k \sin \theta, \quad k'_{1x} = k_1 \sin \theta_1, \quad k'_{2x} = k_2 \sin \theta_2 \quad (46)$$

de manera que:

$$(k_1 - k_2) \sin \theta = k_1 \sin \theta_1 \quad (47)$$

a partir de la Ec. (44). Por lo tanto, el índice de refracción se define a partir de la conservación de la energía y del momento como:

$$n' = \frac{k_1}{k_2 - k_2}. \quad (48)$$

En el dogma incorrecto [12] el índice de refracción se definía como:

$$\omega_1 = \frac{K_1}{K} \quad (49)$$

con:

$$\omega = ? \quad \omega_1 = ? \omega_2 \quad (50)$$

La masa fotónica puede determinarse directamente a partir de una reflexión y refracción comunes y corrientes utilizando:

$$\omega_2^2 = \omega^2 + \omega_1^2 - 2\omega\omega_1 \quad (51)$$

y

$$K_2^2 = K^2 + K_1^2 - 2KK_1 \cos \theta_3 \quad (52)$$

El fotón de masa m cumple la ecuación de energía de Einstein:

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4 \quad (53)$$

con la cuantización de de Broglie / Einstein / Planck

$$E = \hbar \omega, \quad \underline{p} = \hbar \underline{k} \quad (54)$$

Se deduce entonces que:

$$\omega_2^2 - c^2 K_2^2 = \omega_1^2 - c^2 K_1^2 = \omega^2 - c^2 K^2 = \left(\frac{mc^2}{\hbar} \right)^2 := \chi \quad (55)$$

y que:

$$4c^2 K^2 K_1^2 \cos^2 \theta_3 = (2\omega\omega_1 - \chi)^2 \quad (56)$$

donde:

$$K^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \quad (57)$$

y:

$$K_1^2 = \left(\frac{w_1}{c}\right)^2 - \left(\frac{w_1 v}{c^2}\right)^2 \quad (58)$$

Se deduce entonces que:

$$4(w^2 - x)(w_1^2 - x) \cos^2 \theta_3 = (2ww_1 - x)^2 \quad (59)$$

que es una ecuación para la masa fotónica en términos de las frecuencias incidente y refractada.

Esta ecuación se resuelve numéricamente en la Sección 3 para demostrar que la masa fotónica estimada a través de este sencillo método es similar en orden de magnitud a la masa fotónica estimada a partir de desviación de la luz por causa gravitacional en la teoría S. [1-10].

3. Gráficas y Soluciones Numéricas.

3.1 Soluciones de la teoría linealizada.

Tal como se mostró en la Sección 2, la aplicación de conservación de momento conduce a la relación (33) entre la frecuencia de la luz incidente ω , la luz refractada ω_1 , y la luz reflejada ω_2 . Junto con la Ec. (6) a partir de la conservación de la energía, es posible eliminar una de las frecuencias, de manera que las relaciones $\omega_1(\omega, \theta)$ y $\omega_2(\omega, \theta)$ pueden calcularse en principio. Dado que las frecuencias se expresan en factores exponenciales de la distribución de Boltzmann, ninguna solución analítica resulta posible. Sin embargo, podemos adoptar un enfoque linealizado como se muestra a continuación. El factor de probabilidad viene dado por

$$P = \frac{x}{1-x} \quad (60)$$

ω	y	x	P	$(1-y)/y$
1.0 E+8	2.60693 E-6	9.99997 E-1	3.83593 E+5	3.83592 E+5
1.0 E+9	2.60693 E-5	9.99974 E-1	3.83588 E+4	3.83583 E+4
1.0 E+10	2.60693 E-4	9.99739 E-1	3.83543 E+3	3.83493 E+3
1.0 E+11	2.60693 E-3	9.97396 E-1	3.83093 E+2	3.82593 E+2
1.0 E+12	2.60693 E-2	9.74268 E-1	3.78615 E+1	3.73593 E+1
1.0 E+13	2.60693 E-1	7.70517 E-1	3.35763 E+0	2.83593 E+0
1.0 E+14	2.60693 E+0	7.37607 E-2	7.96346 E-2	-6.1641 E-1
1.0 E+15	2.60693 E+1	4.76704 E-12	4.76704 E-12	-9.6164 E-1

Tabla 1: Probabilidad P y aproximación lineal para $T = 293$ K.

con

$$x = e^{-y}, \quad (61)$$

$$y = \frac{h\nu}{kT} \quad (62)$$

Utilizando los primeros dos términos de la expansión en serie de la función exponencial se obtiene, para las Ecs. (61) y (60):

$$x = 1 - y, \quad (63)$$

$$P = 1 - \frac{y}{2}. \quad (64)$$

La calidad de esta linearización puede juzgarse a partir de los ejemplos en la Tabla 1. Se muestra el valor de P desde las microondas más allá del IR al rango de frecuencia óptica de ω . En tanto x se mantenga cercana a la unidad, la aproximación es válida. Para la temperatura de $T = 293$ K utilizada, esto se cumple hasta el IR lejano. Cuando la temperatura se reduce significativamente, esto sólo resulta válido en la región de microondas (no se muestra). En general, la aproximación lineal funciona bien cuando

$$h\nu \ll kT. \quad (65)$$

A continuación, establecemos la abreviatura

$$f_T = \frac{1}{kT} \quad (66)$$

para el factor de temperatura. Con la aproximación lineal, la Ec. (33) permanece de segundo orden. Para ω_1 obtenemos las dos soluciones

$$\omega_1 = \frac{\omega_0(2n_1 \cos\theta_3 - 2)h_T f_T - 2n_1 \cos\theta_3 - n_2^2 + n_1^2 + 1}{(n_2^2 - n_1^2 + 1)h_T f_T} \quad (67)$$

$$\omega_1 = \frac{1}{h_T f_T} \quad (68)$$

donde utilizamos $\omega_0 := \omega$ por motivos de álgebra computacional. En forma correspondiente, hay dos soluciones para ω_2 :

$$\omega_2 = \frac{\omega_0 (\sum u_i \cos \theta_i + u_2^2 - u_1^2 - 1) \hbar f_T - 2 u_1 \cos \theta_3 + 2}{(u_2^2 - u_1^2 + 1) \hbar f_T} \quad (69)$$

$$\omega_2 \approx \omega_0 \quad (70)$$

En cada caso hay una solución no trivial y una trivial. El índice de refracción se dividió en una parte real n_1 y una parte imaginaria n_2 , de manera que el módulo al cuadrado es

$$n^2 = n_1^2 - n_2^2 \quad (71)$$

Se insertó esta expresión en lugar de una sencilla n_1^2 utilizada en la Sección 2.

Analizando los resultados de la teoría linealizada, vemos que las soluciones triviales son consistentes. Insertando las Ecs (68) y (70) en la ecuación de energía (6) vemos que esta ecuación se ve satisfecha, es decir la conservación de energía a nivel estadístico. Las dos soluciones no triviales de ω_1 y ω_2 se han representado gráficamente, cada una en las Fig.1 y la Fig.2 para los parámetros

$$n_1 = 1.5,$$

$$n_2 = 0,$$

$$T = 300 \text{ K},$$

$$\omega_0 = 10^{15} \text{ Hz}.$$

Esto es en el IR lejano, donde la aproximación lineal es válida. Sumando las expresiones para las frecuencias refractada y reflejada, para todas las soluciones no triviales, encontramos los resultados mostrados en la Fig. 3 para las cuatro combinaciones posibles. Hay conservación de la energía sólo si se combinan las soluciones apropiadas (ya sea las soluciones triviales o las no triviales). La frecuencia de la energía conservada es de alrededor de $7 \cdot 10^{12}$ /seg, la cual es mucho mayor que ω_0 porque estamos tratando aquí con un conjunto estadístico.

3.2 Efectos de temperatura y la teoría del fotón individual.

En la Fig. 4 se muestra el efecto de la temperatura para la frecuencia refractada. Incrementando la temperatura significa que hay más fotones y la frecuencia promedio es mayor. Hay un cambio en las características de la curva entre 300K y 30 K. Para bajas temperaturas, la frecuencia disminuye para un mayor ángulo de refracción. La curva para 3 K se encuentra cercana al límite para un fotón, cuya curva también se muestra con fines comparativos. Como habría de esperarse, hay una transición continua a este límite.

3.3 Índice de refracción complejo

Para un material con permitividad y pérdida dieléctrica, debe de utilizarse una constante dieléctrica con valor complejo, a partir de la cual es posible calcular el índice de refracción

complejo mediante las Ecs. (35-36) (la parte real y la parte imaginaria de n se expresan como n_1 y n_2 , correspondientemente para ε):

$$n_1 = \sqrt{\frac{1}{2}(\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2})}, \quad (72)$$

$$n_2 = \varepsilon_2 / 2n_1,$$

$$n_1^2 - n_2^2 = \varepsilon_1. \quad (73)$$

$$(74)$$

Como ejemplo, se muestran algunos valores de estas cantidades en la Tabla 2. Un incremento de ε_2 conduce a un incremento de n_1 aún si la parte real ε_1 permanece igual. También se observa que el módulo del índice de refracción $n = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ es siempre el mismo.

Las frecuencias refractada y reflejada se representan gráficamente para tres ejemplos en la Fig. 5. Los tres pares de curvas se han calculado para

$$n_1 = 1.5 \quad ; \quad n_2 = 0.0 \quad ;$$

$$n_1 = 1.589 \quad ; \quad n_2 = 0.524 \quad ;$$

$$n_1 = 1.771 \quad ; \quad n_2 = 0.941 \quad ,$$

y una frecuencia de entrada $\omega_0 = 10^{12}$ Hz. Como puede observarse, la diferencia entre las frecuencias refractada y reflejada aumenta a medida que crece la pérdida dieléctrica ε_2 . Esto

ε_1	ε_2	n_1	n_2	$n = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$
2.25	0.0	1.500	0.000	1.5
2.25	0.333	1.504	0.111	1.5
2.25	0.667	1.516	0.220	1.5
2.25	1.0	1.535	0.326	1.5
2.25	1.3333	1.560	0.427	1.5
2.25	1.6667	1.589	0.524	1.5
2.25	2.0	1.622	0.617	1.5
2.25	2.3333	1.657	0.704	1.5
2.25	2.6667	1.694	0.787	1.5
2.25	3.0	1.732	0.866	1.5
2.25	3.3333	1.771	0.941	1.5

Tabla 2: Constante dieléctrica e índice de refracción complejos para algunos ejemplos.

conduce a una desaparición total del rayo refractado, una especie de reflexión completa y total. En dicho caso, la frecuencia reflejada es mayor que la frecuencia incidente ω_0 . Esto constituye un corrimiento hacia el color azul por reflexión, de manera que los corrimientos hacia el azul son posibles, además de los corrimientos hacia el color rojo en los materiales dieléctricos. Siempre hay un ángulo θ donde se entrecruzan la frecuencia refractada y la reflejada. En el ángulo de entrecruzamiento ambas frecuencias son iguales.

3.4 Refracción en aceite de oliva

Para el aceite de oliva virgen, G.J. Evans y T.Morris descubrieron que la refracción de tres frecuencias de entrada se desplaza a la misma línea de 680 nm [11]. Esta línea corresponde a una molécula de clorofila unida químicamente en el aceite. Los desplazamientos fueron observados por primera vez por Robert Fosbury [13], quien los interpretó como efectos de fluorescencia. Agradecemos a Dennis y Russell Davies por sugerirnos esta posibilidad. Incluimos aquí una explicación alternativa, la cual expresa que los corrimientos de frecuencias siempre están presentes en fenómenos de refracción y reflexión.

Existen diferentes valores para la permitividad del aceite de oliva que aparecen en la literatura, y éstos dependen ciertamente de la naturaleza particular del aceite. Nuestro primer cálculo fue para un índice de refracción con valor real de $n_1 = 1.4665$. Esto da las líneas de las frecuencias de refracción que se representan en la Fig. 6. Utilizamos la teoría del fotón individual porque nos encontramos aquí en el rango visible. Para las primeras dos líneas superiores hay un ángulo de incidencia θ donde el valor experimental de 680 nm puede obtenerse. Otro valor de permitividad obtenido de la literatura es $\epsilon_1 = 3.252$, que corresponde a $n_1 = 1.959$, que es significativamente más alto. En la Fig. 7 se muestran los resultados para esta permitividad. Obviamente, solo la frecuencia incidente de 404 nm es capaz de reproducir la refracción observada. Sin embargo, uno puede suponer permitividades dependientes de la frecuencia. Estas dependerán fuertemente de la estructura química del aceite. Una selección de parámetros como en la Tabla 3 permite que se produzca la refracción en $\theta = 0$ (incidencia perpendicular) para las tres frecuencias investigadas en la línea observada de 680 nm, ver la Fig. 8. Es posible introducir una parte imaginaria de la constante dieléctrica, ϵ_2 . Entonces ϵ_1 debe de incrementarse apropiadamente para reproducir las mismas curvas en la Fig. 8. Esto se llevó a cabo para la curva de 404 nm, como se observa en la segunda línea de la Tabla 3.

λ	ω_0	ϵ_1	ϵ_2	n_1	n_2
404 nm	$4.66 \cdot 10^{15}$ Hz	5.6	0.0	2.366	0.0
532 nm	$3.54 \cdot 10^{15}$ Hz	6.0	2.0	2.482	0.402
630 nm	$2.99 \cdot 10^{15}$ Hz	2.4	0.0	1.549	0.0
		1.35	0.0	1.162	0.0

Tabla 3: Parámetros de permitividad y pérdida dieléctrica utilizados para la Fig. 10.

3.5 Estimación de la masa del fotón.

La masa del fotón puede determinarse como una función de la frecuencia de refracción ω_1 y la diferencia angular θ_3 entre el ángulo de incidencia y el ángulo refractado. Esto se lleva a cabo en la aproximación del fotón individual sin datos estadísticos, como se realiza en la Sección 2. La Ec.(59) es una ecuación cuadrática para x definida por

$$x = \left(\frac{m c^2}{\hbar \omega} \right)^2$$

La Ec.(59) tiene dos soluciones

$$x_{1,2} = 2 \cos^2 \theta_3 - 1 \left[\pm \cos \theta_3 \right]$$

$$\sqrt{(w_1^4 - 2w_0^2 w_1^2 + w_0^4) \cos^2 \theta_3 - 2w_0 w_1^3 + 5w_0^2 w_1^2 - 2w_0^3 w_1} + (w_1^2 + w_0^2) \cos^2 \theta_3 - w_0 w_1 \quad (79)$$

Los valores de masa vienen entonces dados por

$$m_{1,2} = \frac{h}{c} \sqrt{x_{1,2}} \quad (80)$$

La primera solución posee sólo un rango de validez muy limitado (solución con valor real) para altos valores de θ_3 , ver Fig. 9. La segunda solución (Fig. 10) está definida casi en todas partes en el rango de definición de θ_3 y es mínima a la frecuencia de refracción de la luz incidente de 10^{15} Hz. Los valores de masa obtenidos para el fotón son de alrededor de 10^{-35} kg, que se compara bien con los resultados calculados a partir de la desviación de un rayo de luz por el Sol. Esto constituye otro logro del poder explicativo de esta nueva teoría.

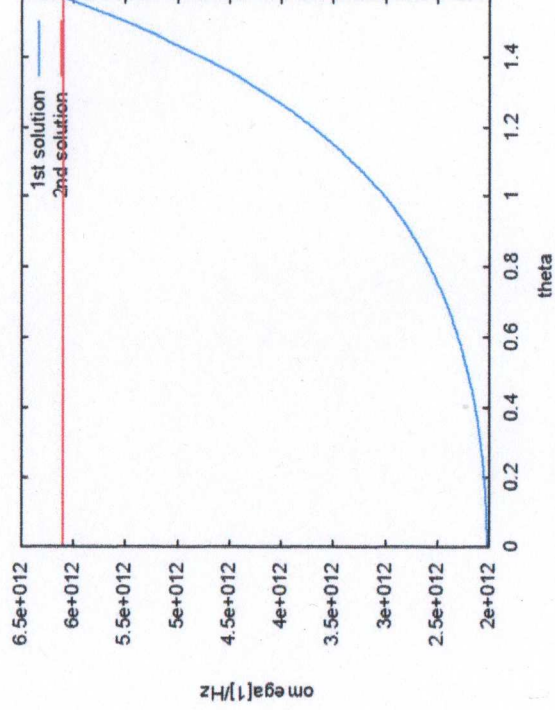


Figura 1. Las dos soluciones para ω_1 . Ver texto por parámetros.

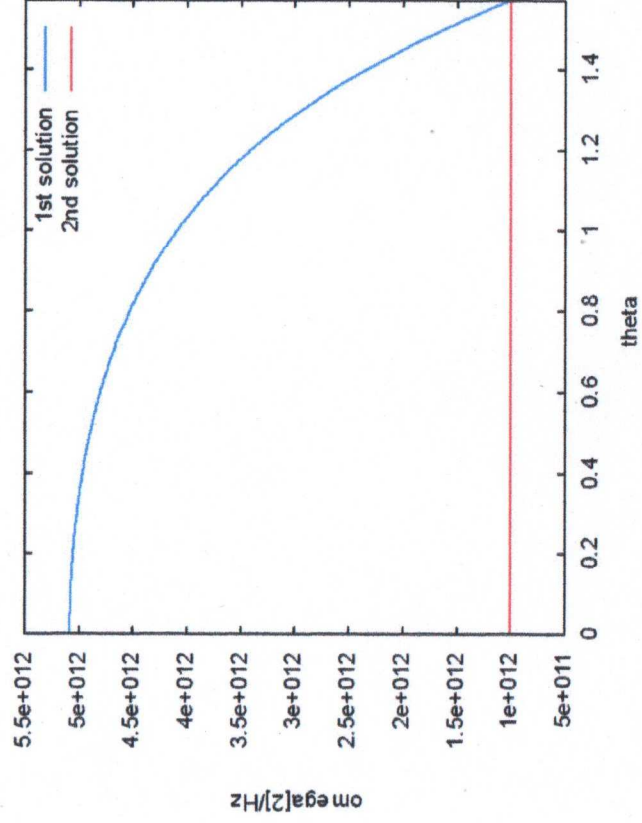


Figura 2: Las dos soluciones para ω_2 . Ver texto por parámetros.

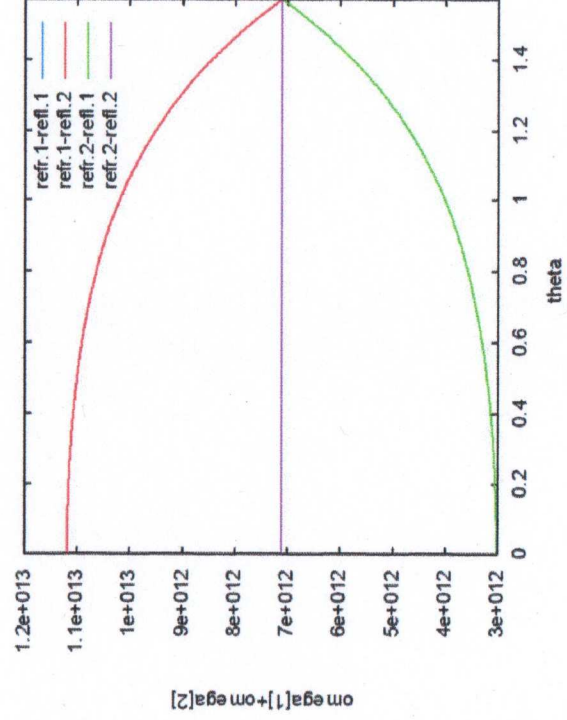


Figura 3: Frecuencias sumadas $\omega_1 + \omega_2$ a partir de las Figs. 1 y 2.

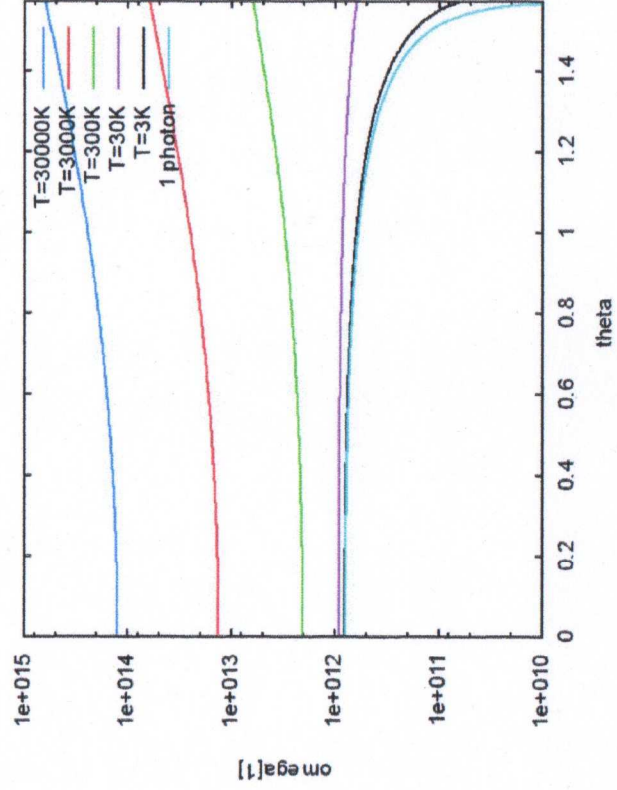


Figura 4: Dependencia respecto de la temperatura de la frecuencia refractada ω_1 .

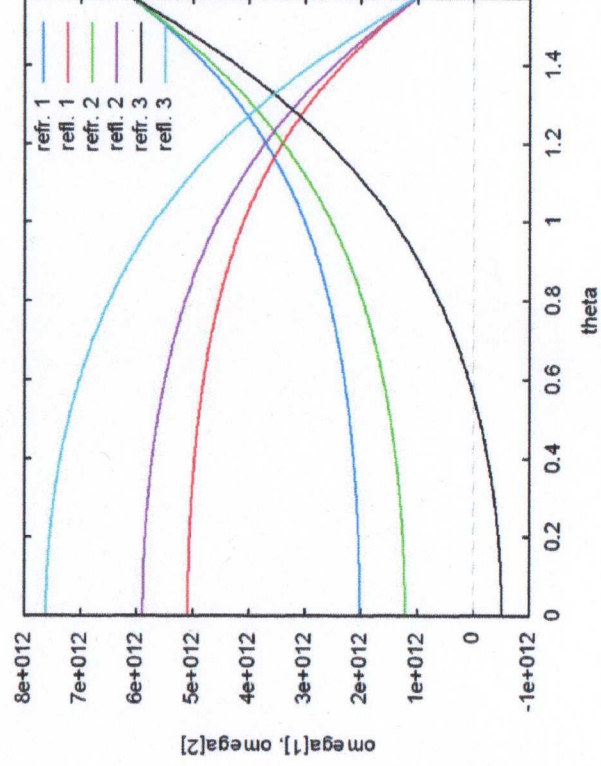


Figura 5: Frecuencias refractada y reflejada ω_1 y ω_2 para tres selecciones de parámetros de un índice de refracción complejo (Ecs (75 -77)).

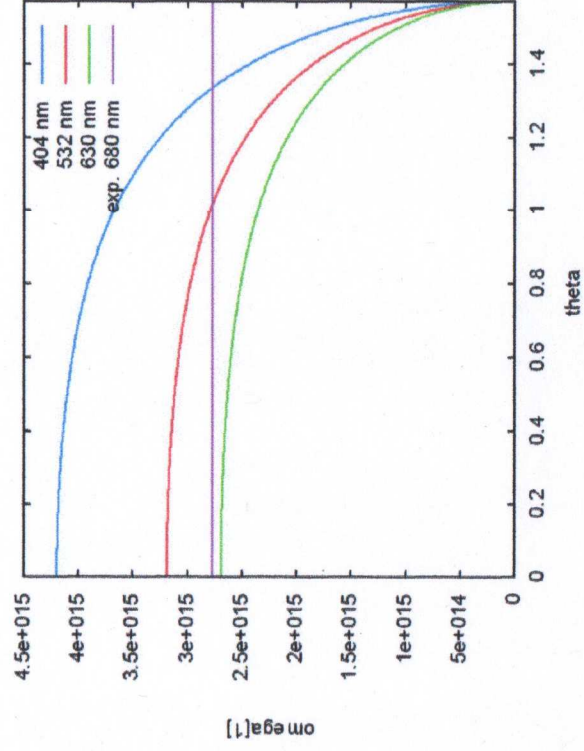


Figura 6: Frecuencias refractadas ω_1 para el aceite de oliva, $n_1 = 1.4665$.

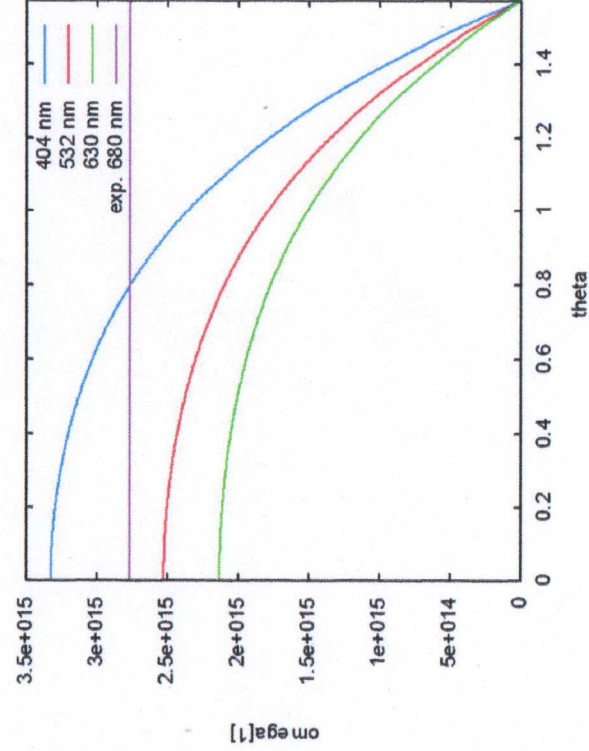


Figura 7: Frecuencias refractadas ω_1 para el aceite de oliva, $n_1 = 1.959$.

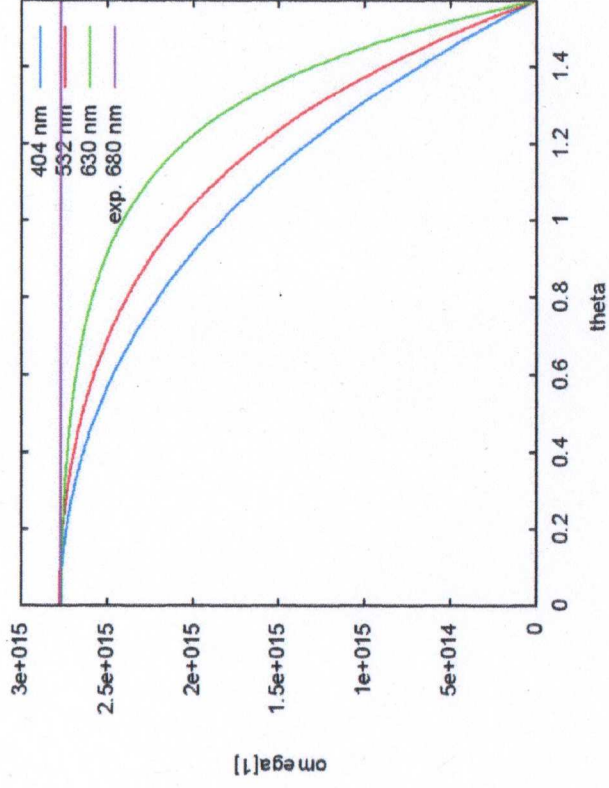


Figura 8: Frecuencias refractadas ω_1 para el aceite de oliva con parámetros de la Tabla 2.

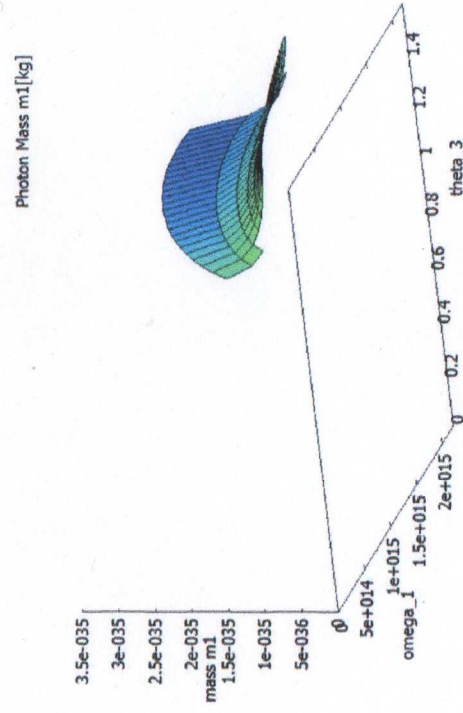


Figura 9: Masa calculada para el fotón en función de ω_1 y θ_3 , primera solución.

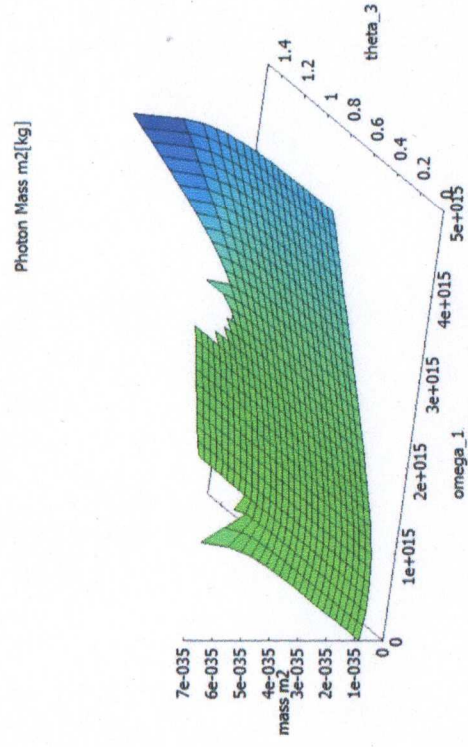


Figura 10: Masa calculada para el fotón en función de ω_1 y θ_3 , segunda solución.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia para MWE, y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por la publicación en red, a Alex Hill por las traducciones y grabaciones en 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" (borrador en ejecución y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [2] M.W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International Science Publishing, www.cisp-publishing.com, CISP, 2012, de libre acceso en el portal www.aias.us)
- [3] M.W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP 2011 ff., de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [4] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CEFE, CISP 2011, de libre acceso en el portal www.aias.us)
- [5] M.W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis Academic, Suffolk, 2005 a 2011) en siete volúmenes, de libre acceso en el portal www.aias.us.
- [6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abaramis, 2007, de libre acceso en el portal www.aias.us, traducción al castellano por Alex Hill de libre acceso en el mismo portal).
- [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" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, reimpresso en 1993, encuadernación blanda en 1997, segunda edición en 2001, de libre acceso parcial en el portal www.aias.us) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [9] M. W. Evans y J.- P. Vigiér, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002, de libre acceso en el portal www.aias.us) 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, de libre acceso parcial en el portal www.aias.us).
- [11] G. J. Evans y T. Morris, comunicaciones en el diario o blog de www.aias.us.
- [12] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics" (Wiley, Nueva York, tercera edición).
- [13] Robert Fosbury, Olive oil fluorescence and scattering, 30th Jan. 2012, https://m.flickr.com/#/photos/bob_81667/6811951183/in/set-72157624831829718/.