

Corrimientos al rojo de Evans / Morris a partir de la distribución de Planck en banda ancha y espectros atómicos.

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.upitec.org,
www.et3m.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.et)

Resumen.

Mediante el empleo de una combinación directa de la distribución de Planck y la ley de Beer Lambert, se demuestra que la teoría cuántica fundamental produce los corrimientos al rojo de Evans / Morris en todos los espectros de absorción y a cualquier frecuencia del espectro electromagnético. Este descubrimiento se ilustra mediante las teorías de Debye y de función de memoria de la absorción de banda ancha en líquidos y similares, y mediante particiones inducidas en el espectro del hidrógeno atómico (H). La segunda cubre el rango total de frecuencias, desde el ultravioleta hasta las microondas y frecuencias menores. La teoría cuántica fundamental, tal como se utiliza en este novedoso método, muestra que la frecuencia inicial de la prueba se ve sometida a un corrimiento al rojo y se parte en numerosas líneas a medida que se propaga a través de la muestra.

Palabras clave: teoría ECE, corrimientos al rojo de Evans / Morris, teorías de Debye y de función de memoria, ecuación de Schroedinger como límite de la ecuación de onda de la teoría ECE, corrimiento al rojo y partición del espectro del hidrógeno atómico H.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie de 306 documentos y libros de la sección UFT a la fecha, publicados en el portal www.aias.us, se ha demostrado [1-10] que la teoría cuántica fundamental da origen a corrimientos al rojo de una frecuencia de prueba inicial en cualquier muestra que tenga capacidad de absorción de radiación. Estos corrimientos fueron observados por primera vez [1-10] por G. J. Evans y T. Morris en frecuencias visibles y en muestras de estado condensado tales como líquidos y cristales, y se han registrado con amplios detalles en el blog del portal www.aias.us. Los experimentos para observar estos corrimientos se llevaron a cabo durante aproximadamente seis años en dos laboratorios diferentes. Se utilizaron láseres de prueba con frecuencias visibles y se observaron cambios de color a medida que el haz se propaga a través de la muestra. Los experimentos fueron repetibles y reproducibles, y fueron replicados de inmediato por Dennis Davies, tal como ha quedado registrado en el blog del portal www.aias.us.

En la Sección 2 de este documento se muestra que los corrimientos hacia el rojo observados por Evans y Morris se deben a la teoría cuántica fundamental, en la que las conocidas intensidades de la ley de absorción de Beer Lambert se describen mediante la expresión para la intensidad dada por la distribución fundamental de Planck. La teoría se ilustra a través de las conocidas teorías de Debye y de la función de memoria para la absorción en la región de microondas y del infrarrojo lejano en líquidos y material condensado en general. Esta teoría se describe en detalle en las notas de acompañamiento 306(1) y 306(2) del documento UFT306, publicadas en la sección de documentos UFT del portal www.aias.us. A medida que un haz de prueba con una frecuencia inicial ω_0 se propaga a través de un líquido molecular, por ejemplo, la combinación de la distribución de Planck y la ley de Beer Lambert significa que esta frecuencia disminuye a medida que el haz se propaga a lo largo de la longitud del sendero Z . Este resultado podría haber sido inferido por Planck en 1899, pero los primeros signos de su existencia fueron observados experimentalmente por Evans y Morris hace aproximadamente seis años (blog del portal www.aias.us). Por lo tanto, el espectro íntegro sufre un corrimiento hacia el rojo junto con las propiedades ópticas fundamentales, tales como la velocidad lineal del fotón. En la Sección 2 y en las notas de acompañamiento 306(1) y 306(2) se muestra que la velocidad de un fotón en un líquido es, en general, de valor complejo y siempre se asocia con la masa del fotón. De manera que cualquier espectro de absorción a cualquier frecuencia puede utilizarse para medir la masa del fotón. Esta última dista mucho de ser igual a cero, tal como lo afirmaba el obsoleto modelo establecido de la física.

La misma combinación de la distribución de Planck y la ley de Beer Lambert se aplica al espectro del hidrógeno (H) atómico gaseoso diluido en la Sección 2 y en las notas de acompañamiento 306(3) a 306(6). Es bien sabido que las funciones de onda del H pueden calcularse analíticamente a partir del límite cuántico no relativista de la ecuación de onda de la teoría ECE - la ecuación de Schroedinger. Esta última nos muestra que el espectro del H se extiende desde el ultravioleta hasta las microondas y valores aún inferiores. En la Sección 2 se muestra que las líneas de absorción del espectro de H se parten y se corren hacia el color rojo a través de la teoría cuántica fundamental, el empleo de la distribución de Planck en la ley de absorción de Beer Lambert. Cada línea se parte de una manera diferente, definida por los conocidos números cuánticos y reglas de selección de la ecuación de Schroedinger. Todos estos corrimientos y particiones de Evans / Morris debieran de poder observarse experimentalmente, y ésta constituye una nueva evaluación de la teoría cuántica.

2. Corrimientos al rojo y particiones a partir de la Teoría Cuántica.

Consideremos la ley de absorción de Beer Lambert del siglo XIX [1-10]:

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\alpha Z) \quad (1)$$

donde I_0 es la intensidad, en unidades de joules por metro cuadrado de radiación incidente sobre una muestra con una longitud de sendero a recorrer igual a Z . A medida que se propaga la radiación a través de la muestra, disminuye su intensidad a I , y este proceso se caracteriza a través del coeficiente de absorción de energía α . Tal como se demostró en los documentos UFT300 y UFT304, este coeficiente puede calcularse a partir de la teoría cuántica, pero la ley de Beer Lambert se conocía muchos años antes de que Planck infiriese la teoría cuántica en 1899. Ésta último infirió que la intensidad obtenida a partir de su teoría cuántica venía dada por la conocida distribución de Planck:

$$I = \frac{hw^3}{\pi^2 c^2} \left(\exp\left(\frac{hw}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (2)$$

En la Ec.(2) I se expresa en las unidades del S. I. de joules por metro cuadrado. Aquí, ω es la frecuencia angular de la radiación, h es la constante reducida de Planck, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. La suposición en la Ec. (2) de que la velocidad de la luz es igual a c se origina en la teoría de Rayleigh Jeans, corregida por Planck. Esto se cumple solamente en el vacío o en un gas diluido, y deja de cumplirse en materia condensada. Resulta entonces que:

$$I_0 = \frac{hw^3}{\pi^2 c^2} \left(\exp\left(\frac{hw}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (3)$$

de manera que la relación requerida entre intensidades es:

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{w}{w_0} \right)^3 \left(\frac{e^{y_0} - 1}{e^y - 1} \right) \quad (4)$$

donde:

$$y_0 = \frac{hw_0}{kT}, \quad y = \frac{hw}{kT} \quad (5)$$

Fortuitamente, la velocidad de la luz se cancela en esta relación.

La combinación fundamental entre la ley de Planck y la ley de Beer Lambert es, por lo tanto:

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{w}{w_0}\right)^3 \left(\frac{e^{y_0}-1}{e^y-1}\right) = \exp(-\alpha Z) \quad (6)$$

y constituye una predicción fundamental de la teoría cuántica, la cual demuestra de inmediato la existencia de los corrimientos hacia el rojo de Evans Morris, porque para la absorción:

$$\omega < \omega_0 \quad (7)$$

En las teorías de Debye y de la función de memoria [1-10] el coeficiente de absorción de energía puede calcularse teóricamente como se muestra más abajo. En la teoría de espectros atómicos se conoce que el coeficiente integrado de absorción de energía es:

$$A = \left(\frac{N}{V}\right) \frac{|\mu_{fi}|^2}{6\epsilon_0 v \hbar} \quad (8)$$

como en los documentos UFT300 y UFT304. En la Ec. (8) hay N moléculas en un volumen V , μ_{fi} es el momento dipolar eléctrico de transición, ϵ_0 es la permitividad en el vacío en unidades del S. I., v es la velocidad de la luz dentro de la muestra, y \hbar es la constante reducida de Planck. En hidrógeno atómico gaseoso diluido H

$$v \sim c \quad (9)$$

pero en materia condensada, la velocidad de la luz es, en general, una cantidad compleja, tal como se comentó en los documentos UFT300 y UFT304, y no es igual a c . De manera que para espectros atómicos, la teoría cuántica nos da:

$$\left(\frac{w}{w_0}\right)^3 \left(\frac{e^{y_0}-1}{e^y-1}\right) = \exp\left(-\left(\frac{N}{V}\right) \frac{|\mu_{fi}|^2 Z}{6\epsilon_0 v \hbar}\right) \quad (10)$$

de un modo directo. En la aproximación de alta frecuencia:

$$t_{hw} \gg kT, \quad t_{hw_0} \gg kT \quad (11)$$

La Ec. (6) deviene:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \exp\left(-\frac{\alpha Z_1}{3}\right) \quad (12)$$

En la aproximación de baja frecuencia:

$$t_{hw} \ll kT, \quad t_{hw_0} \ll kT \quad (13)$$

la Ec. (6) deviene:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \exp\left(-\frac{\alpha Z_1}{2}\right) \quad (14)$$

Modelamos ahora el estado líquido a través de la conocida teoría de Debye de relajación a la frecuencia inicial ω_0 . El coeficiente de absorción de energía viene dado por:

$$\alpha(\omega_0) = \frac{\omega_0 \epsilon''(\omega_0)}{\dot{\omega}(\omega_0) c} = \frac{\sqrt{2} \omega_0 \epsilon''(\omega_0)}{(\epsilon'(\omega_0) + (\epsilon'(\omega_0)^2 + \epsilon''(\omega_0)^2)^{1/2})^2} \quad (15)$$

como en los documentos UFT300 y UFT304. Aquí $\epsilon''(\omega_0)$ es la pérdida dieléctrica, y n' es la parte real del índice de refracción complejo:

$$\epsilon' - i\epsilon'' = (n' - in'')^2 = n'^2 - n''^2 - 2in'n'' \quad (16)$$

donde ϵ' es la parte real de la permitividad compleja. En la conocida teoría de Debye:

$$\epsilon'(\omega_0) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{1 + \omega_0^2 \tau^2} \quad (17)$$

$$\epsilon''(\omega_0) = (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \frac{\omega_0 Z}{1 + \omega_0^2 Z^2} \quad (18)$$

donde ϵ_0 es la permitividad estática y ϵ_∞ es la permitividad a frecuencia infinita, y donde τ es el tiempo de relajación de Debye característico del material e independiente de la frecuencia.

A medida de que el haz de radiación se propaga a través de una muestra con una longitud de sendero Z , su frecuencia cambia a:

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{\alpha(\omega_0)Z}{2}\right) \quad (19)$$

y esto puede calcularse para cada valor alimentado de ω_0 y $\alpha(\omega_0)$. De manera que el espectro íntegro sufre un corrimiento hacia el rojo. Éste es el corrimiento de Evans / Morris en la teoría de Debye. El corrimiento al rojo cosmológico constituye un ejemplo del corrimiento de Evans / Morris en el que la muestra es el espacio interestelar a lo largo de años luz de propagación.

Las ecuaciones ópticas básicas son:

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{c} - \left(n' - i n'' \right) \quad (20)$$

y:

$$\epsilon' = n'^2 - n''^2 \quad (21)$$

$$\epsilon'' = 2 n' n'' \quad (22)$$

de manera que la velocidad de la luz en un material posee en general un valor complejo y conduce a la definición del coeficiente de absorción de energía (15) tal como se mencionó en el documento UFT304. Por lo tanto:

$$\epsilon' = n'^2 - \frac{\epsilon''^2}{4 n'^2} \quad (23)$$

y así las partes real e imaginaria del índice de refracción se definen mediante:

$$n'^2 = \frac{1}{2} \left(\epsilon' + (\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{1/2} \right) \quad (24)$$

y

$$v''^2 = \frac{A \epsilon''^2}{C \epsilon' + (\epsilon'^2 + \epsilon''^2) \gamma^2} \quad (25)$$

respectivamente. Definimos ahora la velocidad compleja como:

$$V = v' + i v'' = \frac{c}{v' - i v''} \quad (26)$$

de manera que sus partes real e imaginaria vienen dadas por:

$$\frac{v'}{c} = \frac{w'}{w'^2 + w''^2} \quad (27)$$

y

$$\frac{v''}{c} = \frac{w''}{w'^2 + w''^2} \quad (28)$$

Por lo tanto, las partes real e imaginaria de la velocidad del fotón pueden hallarse a partir de la teoría de Debye. Las velocidades iniciales son v_0' y v_0'' , y las velocidades durante el proceso de absorción son v' y v'' . A partir de la teoría de números complejos, el módulo de la velocidad del cuadrado es:

$$v_m^2 = \left| v v^* \right|^2 = v'^2 + v''^2 \quad (29)$$

La masa del fotón se define a través de la conocida ecuación de de Broglie / Einstein:

$$E = h \omega = \gamma m c^2 \quad (30)$$

en donde el factor de Lorentz puede definirse mediante v_m :

$$\gamma = \left(1 - \frac{v_m^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (31)$$

Por lo tanto, la masa del fotón puede hallarse a partir de la teoría de relajación de Debye. La masa inicial del fotón es $m(\omega_0)$, y la masa del fotón durante la absorción es $m(\omega)$. Claramente, la masa de fotón nunca es igual a cero.

Es bien sabido que la teoría de Debye alcanza sus limitaciones en la región del infrarrojo lejano, como se describió en detalle en los documentos iniciales de la Sección de Omnia Opera en el portal www.aiaa.us. La descripción de la absorción en el infrarrojo lejano de líquidos dipolares requiere de la teoría de la función de memoria desarrollada en los primeros documentos de la Omnia Opera. En el espacio de la variable de Laplace:

$$p = -i\omega_0 \quad (32)$$

la función espectral se describe como:

$$\tilde{C}(p) = \frac{C(\omega)}{p + \frac{K_0(\omega)}{p + K_1(\omega)}} \quad (33)$$

en una fracción continua de una jerarquía de parámetros de funciones de memoria: $\kappa_0(0)$, $\kappa_1(0)$, y así sucesivamente. La permitividad dieléctrica es:

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{\omega_0} \operatorname{Im} \tilde{C}(p) \quad (34)$$

y la pérdida dieléctrica es:

$$\epsilon'' = (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_0 \operatorname{Re} \tilde{C}(p) \quad (35)$$

La región del infrarrojo lejano se encuentra adecuadamente descrita mediante el empleo de la función de memoria:

$$K_1(t) = K_1(0) \exp(-\gamma t) \quad (36)$$

cuya transformada de Laplace es:

$$K_1(p) = \frac{K_1(0)}{p + \gamma} \quad (37)$$

De manera que los corrimientos de Evans Morris y la masa del fotón pueden calcularse a partir de la conocida teoría de líquidos de funciones de memoria.

El espectro de H viene dado en números de onda a partir de la ecuación de Schroedinger como:

$$\bar{\nu} = 1.097373 \times 10^5 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \text{ cm}^{-1} \quad (38)$$

y un ejemplo de una serie espectral se incluye en la siguiente tabla:

Transición	Líneas	Número de onda (cm ⁻¹)
n' = 2 a n = 3	3	15,241.4 (rojo, H α)
n' = 3 a n = 4	5	5,334.4 (IR)
n' = 4 a n = 5	7	2,469.1 (IR)
n' = 5 a n = 6	9	1,338.8 (IR)
n' = 6 a n = 7	11	810.96 (IR)
n' = 7 a n = 8	13	524.54 (IR)
n' = 8 a n = 9	15	359.94 (IRL)
n' = 9 a n = 10	17	257.41 (IRL)
n' = 10 a n = 11	19	190.45 (IRL)

$n' = 11$ a $n = 12$	21	144.91 (IRL)
$n' = 12$ a $n = 13$	23	102,72 (IRL)
$n' = 13$ a $n = 14$	25	81.52 (IRL)
$n' = 50$ a $n = 51$	99	1.704 (MO)

Las reglas de selección para transiciones vienen dadas a partir del ecuación de Schroedinger como sigue:

$$\text{cualquier } \Delta n, \quad \Delta l = \pm 1, \quad \Delta m = 0, \pm 1. \quad (39)$$

donde n es el número cuántico principal, y donde:

$$l = 0, \dots, n-1 \quad (40)$$

con

$$m = -l, \dots, l. \quad (41)$$

Si la radiación de prueba está polarizada en forma lineal o es amorfa:

$$\Delta m = 0 \quad (42)$$

y si está polarizada en forma circular hacia la izquierda o derecha, las reglas de selección son:

$$\Delta m = 1 \quad (43)$$

y

$$\Delta m = -1 \quad (44)$$

respectivamente. Tal como se describió en detalle en la nota de acompañamiento 306(4), el número de transiciones posibles en una polarización lineal es $(2n' - 1)$, y se incluyen en la tabla anterior como "líneas". La Ec. (38) muestra que los niveles de energía del átomo de H

no dependen de l y m , de manera que en ausencia de cualquier otra consideración, las líneas de la tabla ocurren a la misma frecuencia, que se incluye en la columna de la derecha de la tabla. Esta es la frecuencia inicial de la Ec. (10). A medida que n' va creciendo aumenta el número de líneas.

Sin embargo, la Ec. (10) significa que las líneas inicialmente degeneradas se parte, porque cada línea se genera mediante un momento dipolar de transición diferente en la Ec. (10). A medida que se propaga el haz a través de la muestra, las particiones se vuelven más grandes para un mayor valor de Z . Esto constituye una predicción directa de la distribución de Planck misma, y por lo tanto estos corrimientos y particiones de Evans Morris constituyen una nueva evaluación de la teoría cuántica. Esta última predice que la línea roja de Balmer a $15,241.4 \text{ cm}^{-1}$ se parte en tres líneas, todas ellas de menor frecuencia. Esta partición y corrimiento producen los cambios de color observados por Evans y Morris en líquidos. Sin embargo, en el H las particiones y corrimientos se definen en forma precisa. La línea en el infrarrojo lejano ubicada a 81.52 cm^{-1} se parte en 25 líneas y sufre un corrimiento a frecuencias inferiores. La línea de microonda ubicada a 1.704 cm^{-1} se parte en 99 líneas, todas ellas con corrimiento hacia frecuencias inferiores.

En polarización circular hacia la izquierda para la radiación de prueba, las notas de acompañamiento 306(5) y 306(6) nos muestran que hay en general $(n^2 + 1)$ líneas. Si se utiliza radiación polarizada circularmente hacia la izquierda, la línea roja de Balmer se parte en cinco líneas por la distribución de Planck utilizada en la ley de Beer Lambert, es decir se parte en cinco líneas y sufre un corrimiento hacia el rojo debido a los efectos de Evans Morris. La línea en el infrarrojo lejano ubicada a 81.52 cm^{-1} se parte en 170 líneas, todas con corrimiento hacia el rojo, y la línea de microondas ubicada a 1.704 cm^{-1} se parte en 2,501 líneas diferentes en la región de microondas, todas con corrimiento hacia el rojo.

Claramente, esto constituye una nueva y severa evaluación de la teoría cuántica, porque todas estas particiones deben de poder observarse experimentalmente y también quedar completamente descritas por la teoría cuántica en todas las polarizaciones. Si esto no fuera el caso, la teoría cuántica fallaría a un nivel básico. Si estas particiones y corrimientos existen experimentalmente, entonces surgirá un novedoso y muy útil tipo de espectroscopia.

3. Gráficas y Análisis Numérico.

Las fórmulas para la absorción óptica son las incluidas en las Ecs.(15-31) de la Sección 2. Aquí presentamos un ejemplo que muestra gráficamente las propiedades. Utilizamos un sencillo modelo de Debye para un líquido en el rango de frecuencias del infrarrojo lejano. Los valores de los parámetros se seleccionaron como sigue:

$$\omega_0 = 1.0 \times 10^{10} /s \quad (45)$$

$$\tau = 1.0 \times 10^{-10} \text{ s} \quad (46)$$

$$\epsilon_0 = 8 \quad (47)$$

$$\epsilon_\infty = 1 \quad (48)$$

Los resultados para las partes real e imaginaria de la permitividad ϵ y el índice de refracción n se representan gráficamente en las Figs. 1 y 2 y se observa que tienen un aspecto muy similar. Aparece la meseta de Debye, lo cual constituye un artefacto provocado por el modelo empleado, el cual debiera de sustituirse por una función de memoria. Conservamos aquí el modelo de Debye con propósitos ilustrativos. La Fig. 3 muestra el coeficiente de absorción α , el cual resulta bastante grande. Los componentes de la velocidad (Fig. 4) comienzan con una parte imaginaria igual a cero en $\omega = 0$. El módulo permanece por debajo de la velocidad de la luz en el vacío (3×10^8 m/s). La masa del fotón (Fig. 5) depende de la frecuencia, tal como era de esperarse, y se encuentra en el rango de 10^{-41} kg. El último diagrama (Fig. 6) muestra la disminución de la frecuencia en función de la longitud de la muestra L . Debido al gran coeficiente de absorción α , la frecuencia cae significativamente luego de que el haz recorre algunos Angstroms de longitud de la muestra, lo cual indica una fuerte absorción en esta clase de fluido modelado.

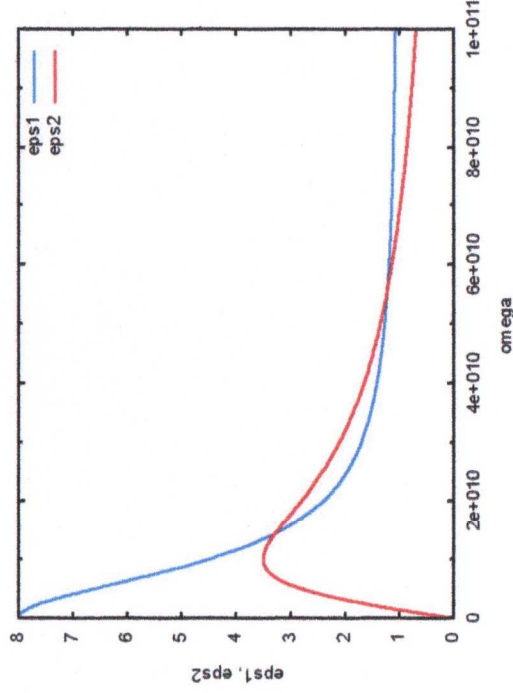


Figura 1: Dependencia respecto de la frecuencia de $\epsilon_1(\omega)$, $\epsilon_2(\omega)$.

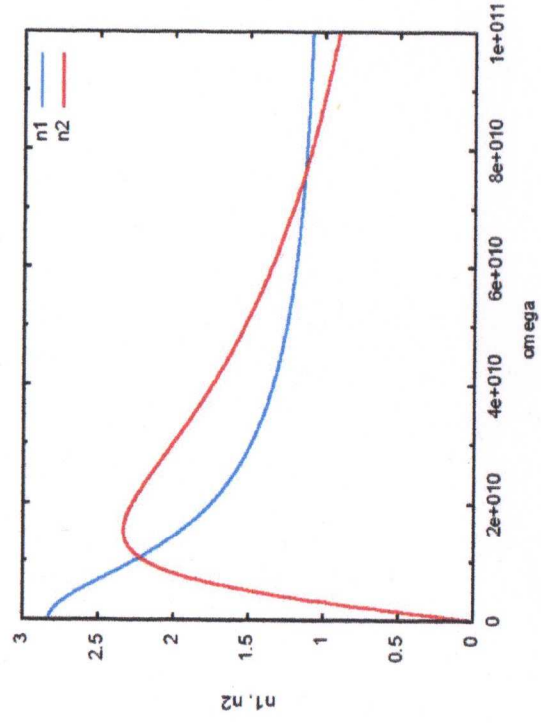


Figura 2: Dependencia respecto de la frecuencia de $n_1(\omega)$, $n_2(\omega)$.

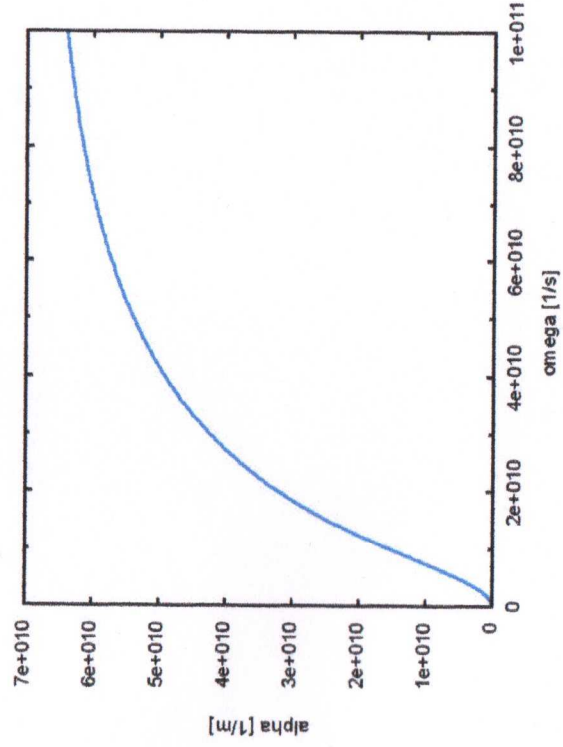


Figura 3: Dependencia respecto de la frecuencia del coeficiente de absorción $\alpha(\omega)$.

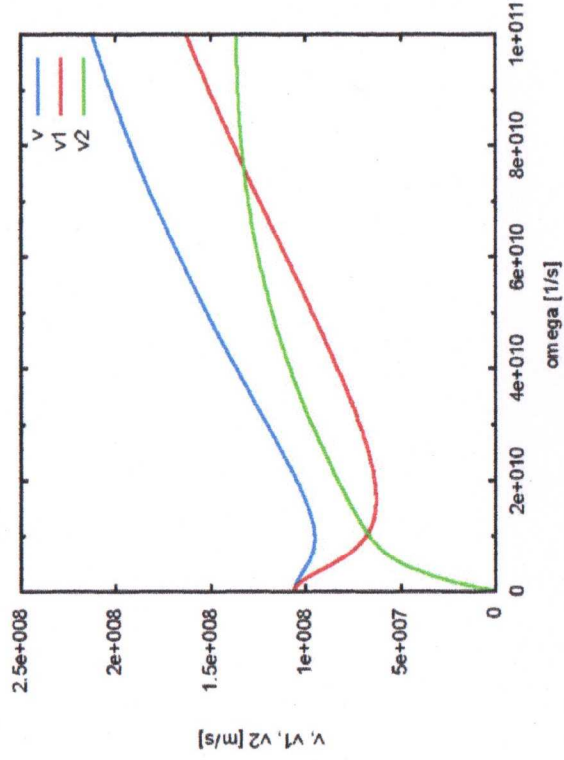


Figura 4: Dependencia respecto de la frecuencia de los componentes de la velocidad $v_1(\omega)$, $v_2(\omega)$ y del valor absoluto $v(\omega)$.

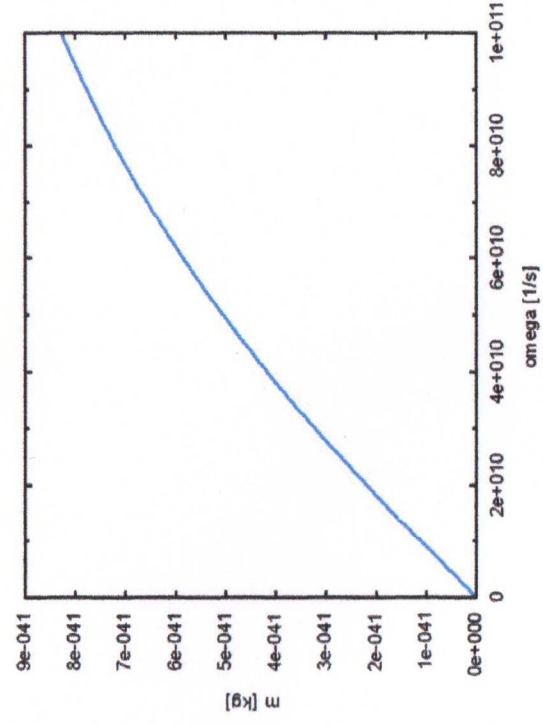


Figura 5: Dependencia respecto de la frecuencia de la masa del fotón $m(\omega)$.

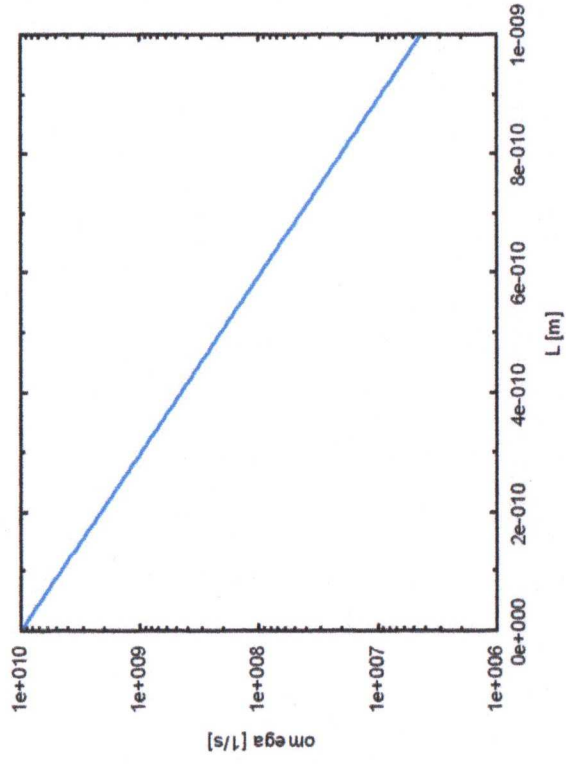


Figura 6: Dependencia de la longitud de la muestra respecto de la frecuencia, con corrimiento al rojo.

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 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” (de libre acceso en el portal www.aias.us como UFT281 a UFT288, y en format de libro, en preparación; el capítulo uno traducido al idioma castellano por Alex Hill).
- [2] M .W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (de libre acceso en el portal www.aias.us y en CISP, www.cisp-publishing.com , 2011).
- [3] M .W. Evans, ed. “Definitive Refutations of the Einstein Field Equation” (de libre acceso en el portal www.aias.us y en CISP, 2012).
- [4] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (de libre acceso en el portal www.aias.us como UFT301, y en CISP 2010).
- [5] M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, “Generally Covariant Unified Field Theory” (de libre acceso en el portal www.aias.us, y en Abramis 2005 a 2011) en siete volúmenes.
- [6] L. Felker, “The Evans Equations of Unified Field Theory” (Abramis 2007 y de libre acceso en el portal www.aias.us como UFT301, traducido al castellano por Alex Hill).
- [7] H. Eckardt, “The ECE Engineering Model” (de libre acceso en el portal www.aias.us como UFT303).
- [8] M .W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field” (World Scientific 2001, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [9] M .W. Evans y S. Kielich (Eds.), “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [10] M .W. Evans y J.-P. Vigiér, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us) en cinco volúmenes, ya sea con encuadernación dura o blanda.