Corrimientos y particiones de Evans / Morris según la Teoría de Dispersión.

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 demuestra que la teoría de dispersión puede describirse en términos de una ley generalizada de Beer Lambert, que para dispersión electromagnética puede compararse con la distribución de Planck para dar los recientemente descubiertos corrimientos y particiones de Evans / Morris en términos de la teoría de dispersión. Los resultados se ejemplifican mediante dispersión Compton, Rayleigh y Raman, pero aplican para cualquier clase de dispersión electromagnética. Si se modifica adecuadamente la distribución de Planck los resultados también aplican para la dispersión de partículas.

Palabras clave: teoría ECE, corrimientos y particiones de Evans / Morris , teoría de dispersion.

1. Introducción.

Recientemente, en esta serie de documentos [1-12], se ha propuesto una novedosa a la vez que rigurosa evaluación de la teoría cuántica, utilizando una sencilla combinación de la distribución de Planck y de la Ley de Bouguer (conocida como la Ley de Beer Lambert). Este trabajo fue catalizado por el descubrimiento experimental de G. J. Evans y T. Morris de corrimientos de color a frecuencias visibles en varios procesos en los que la luz interactúa con un estado condensado de la materia. Estos resultados se incluyeron en el diario o blog del portal www.aias.us y están archivados, junto con este portal, en la colección digital nacional en la Biblioteca Británica a partir de la Biblioteca Nacional de Gales (www.webarchive.org.uk). En el documento inmediatamente precedente (UFT308 y sus notas de acompañamiento, publicados en el portal www.aias.us) se diseñó una evaluación novedosa y rigurosa de la teoría cuántica con el conocido espectro rotacional en el infrarrojo lejano y en la región de microondas para una molécula diatómica dipolar. Un rayo láser de prueba, sintonizado a una de las líneas de absorción rotacional, sufre un corrimiento hacia una frecuencia menor y una partición según la teoría cuántica fundamental. El corrimiento a una frecuencia menor constituye el corrimiento al rojo de Evans / Morris, de manera que la frecuencia del rayo láser de prueba sufre un cambio y emerge de la muestra a una frecuencia inferior. Nótese cuidadosamente que esto constituye un resultado directo de la distribución misma de Planck, y fue discutida en el documento UFT49 en el contexto del corrimiento al rojo cosmológico y la teoría de Assis. El grado del corrimiento de frecuencia depende de la típica ley de Beer Lambert, y por lo tanto se ve gobernada por el producto del coeficiente de absorción de energía y la longitud recorrida dentro de la muestra. El coeficiente de absorción de energía se calcula, como de costumbre, a partir del momento dipolar de transición, de manera que, en general, la frecuencia original se corre de diferentes formas, de manera que la radiación emergente de la muestra constituye un espectro. Cada momento dipolar de transición posible aporta su propio corrimiento, por lo que la degeneración de energía de la línea de absorción rotacional sufre un incremento. Este espectro puede calcularse con precisión a partir de los métodos de la mecánica cuántica y resulta fácilmente observable mediante, por ejemplo, un interferómetro de Michelson cuya fuente es la radiación emergente.

En la Sección 2 se desarrolla una evaluación similar de la teoría cuántica, utilizando teoría de dispersión y ejemplificada a través de dispersión de Compton, Rayleigh y Raman. Como es habitual, este documento debiera de leerse conjuntamente con sus notas de acompañamiento, publicadas como las notas correspondientes al documento UFT309 en el portal www.aias.us. La nota 309(1) discute la teoría general de dispersión expresada como una ley de Beer Lambert, y aplica el método a la típica teoría de dispersión de Compton. Se demuestra que los conocidos corrimientos de frecuencia de la dispersión de Compton son en realidad corrimientos de Evans / Morris. Por lo tanto, estos últimos pueden observarse directamente en la dispersión de Compton (desarrollada ampliamente para la masa del fotón en el documento UFT158 y siguientes). La nota 309(2) demuestra que la distribución de Planck utilizada en la teoría de dispersión de Rayleigh provoca corrimientos de la frecuencia dispersada. Esta última, en general, ya no es la misma que la frecuencia incidente, como en la conocida teoría de dispersión elástica de Rayleigh. Este corrimiento se produce en el típico ensanchamiento de la línea de Rayleigh. Esto constituye una evaluación directa de la teoría cuántica producida, en este caso, por una sencilla combinación de la típica distribución de Planck y la típica teoría de dispersión de Rayleigh. Nótese cuidadosamente que no se utilizan suposiciones adicionales. Evidentemente, esta combinación de teorías fundamentales no ha sido considerada hasta ahora, y genera de inmediato evaluaciones rigurosas de los principios básicos de la teoría cuántica. La nota 309(3) extiende el contenido de la nota 309(2) a la dispersión inelástica de Raman. Otra evaluación de la teoría cuántica surge al combinar la típica teoría de dispersión de Raman con la típica distribución de Planck. Cada línea de Raman sufre un corrimiento por la distribución de Planck, como por ejemplo las líneas espectrales rotacionales de Stokes Raman y anti Stokes Raman. La nota 309(4) da la condición para la dispersión típica de Rayleigh, en donde las frecuencias incidente y de dispersión son iguales. Éste es el único caso en el que no se observa corrimiento, porque las necesidades de flujo incidente y dispersado son iguales, de manera que las frecuencias incidente y dispersada a partir de la distribución de Planck son iguales. Finalmente la nota 309(5) ilustra la teoría a través de una sencilla derivación de la ley de Beer Lambert para su empleo en la dispersión de Raman, e ilustra la forma en la que se calcula el momento dipolar inducido de transición a partir de teoría de perturbación.

Con referencia a la nota 309(1), la teoría de dispersión en general puede describirse a través de la ley generalizada de Beer Lambert:

$$\frac{dI}{dZ} = -QI \tag{1}$$

donde I es un flujo de partículas de cualquier clase, Z es la longitud recorrida dentro de la muestra, y Q es un parámetro definido por el tipo de experimento de dispersión considerado. Por ejemplo, en dispersión de Compton convencional (UFT158 y siguientes) de un fotón supuesto como sin masa a partir de un electrón inicialmente estacionario:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 1 - \frac{\hbar\omega}{mc^2}(1-\cos\theta) \tag{2}$$

donde ω_0 es la frecuencia angular entrante y ω es la frecuencia angular dispersada del fotón, $\hbar$ es la constante reducida de Planck, m es la masa del electrón, c es la velocidad de la luz en el vacío y θ es el ángulo de dispersión. En la típica distribución de Planck, la energía promedio de un oscilador es:

$$\langle \hbar\omega \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^y - 1} \tag{3}$$

donde:

$$y = \frac{\hbar\omega}{kT}. \tag{4}$$

Aquí, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. En la teoría de dispersión de Compton se supone que el fotón se dispersa a partir de un electrón, de manera que:

$$\langle \hbar\omega \rangle = \hbar\omega. \tag{5}$$

Esto resulta equivalente a suponer que:

$$\hbar\omega = kT \log_e 2 . \tag{6}$$

Si se supone que el volumen V ocupado por el cuanto de energía $\hbar\omega$ es el mismo que el volumen V_0 ocupado por ω_0 entonces:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\omega}{\omega_0} \tag{7}$$

donde la densidad de flujo electromagnético, expresado en watts por metro cuadrado se define mediante:

$$\Phi = c\,\frac{E}{V} . \tag{8}$$

Por lo tanto, el corrimiento de ω_0 a una frecuencia inferior ω viene dado directamente por la distribución de Planck como sigue:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\omega}{\omega_0} = 1 - \frac{\hbar\omega}{mc^2}\left(1 - \cos\theta\right) . \tag{9}$$

El efecto de Evans / Morris es único y el efecto Compton constituye un ejemplo del mismo.

En la teoría de dispersión elástica de Rayleigh, un campo electromagnético entrante induce un dipolo eléctrico, el cual produce radiación de dipolo a la misma frecuencia que aquella de la frecuencia electromagnética inicial. Sin embargo, la teoría de dispersión de Rayleigh debe de desarrollarse considerando la distribución fundamental de Planck. Se vuelve claro, como se observa a continuación, que la dispersión inelástica de Rayleigh puede ocurrir en general y los corrimientos de tipo Evans / Morris pueden suceder en una dispersión de Rayleigh. Estos corrimientos pueden buscarse en forma experimental como ensanchamientos de la línea de Rayleigh.

Consideremos la distribución de Planck para radiación monocromática, como en la nota 309(2). La densidad de flujo electromagnético, en unidades de watts por metro cuadrado, es:

$$\Phi = c\,\frac{U}{V} \tag{10}$$

donde U es la energía del campo electromagnético y V es el volumen ocupado por la radiación. Para el caso en que se suponen dos estados de polarización, la teoría de Rayleigh da:

$$\frac{N}{V} = \frac{1}{3}\frac{\omega^3}{c^3\pi^2} \tag{11}$$

Nótese que el campo $\underline{B}^{(3)}$ de la teoría ECE produce una contribución adicional. La energía media del oscilador de Planck viene dado por la Ec. (3), de manera que la densidad de flujo para radiación monocromática es:

$$\begin{aligned}\Phi &= c\frac{U}{V} = c\langle\hbar\omega\rangle\frac{N}{V} \\ &= \frac{\hbar\omega^4}{3c^2\pi^2}\left(\frac{1}{e^y-1}\right).\end{aligned} \tag{12}$$

La relación entre densidades de flujo es:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4\left(\frac{e^{y_0}-1}{e^y-1}\right). \tag{13}$$

Para altas temperaturas o bajas frecuencias:

$$\hbar\omega \ll kT \tag{14}$$

de manera que la relación se puede aproximar mediante:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3. \tag{15}$$

En la teoría habitual de la dispersión de Rayleigh, tal como se menciona en la nota 309(2), la misma relación viene dada por:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{\alpha \operatorname{sen}\phi\, \omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 R}\right)^2 \tag{16}$$

donde α es la polarizabilidad, R es la distancia entre el detector y el átomo o molécula dispersada, ϕ es un ángulo de dispersión bien definido, ε_0 es la permitividad en el vacío en unidades del S. I. y ω_0 es la frecuencia de la radiación electromagnética entrante. En la teoría habitual de dispersión elástica de Rayleigh esta frecuencia no cambia. La densidad de flujo de entrada es:

$$\Phi_0 = \frac{1}{2}c\epsilon_0 E_0^2 = c\frac{U}{V} \tag{17}$$

donde E_0^2 es el cuadrado del módulo de la fuerza de campo eléctrico en unidades de voltios

m^{-1} del campo electromagnético entrante. La densidad de flujo dispersado viene dada por la teoría de radiación dipolar:

$$\Phi = \left(\frac{\mu^2 \operatorname{sen}^2 \phi}{32 \pi^2 c^3 \epsilon_0 R^2} \right) \omega_0^4 \tag{18}$$

donde $\underline{\mu}$ es el momento dipolar eléctrico irradiante. En la dispersión de Rayleigh éste es el momento dipolar inducido:

$$\underline{\mu} = \alpha \underline{E}_0 \tag{19}$$

donde α es la polarizabilidad, en general con la expresión de un tensor. La distribución de Planck afirma que si las frecuencias entrante y saliente son las mismas, las densidades de flujo entrante y dispersado también son iguales, de manera que según la teoría de Planck:

$$\Phi = \Phi_0 . \tag{20}$$

A partir de la Ec. (16) y (20) la frecuencia angular debe ser:

$$\omega_0 = \left(\frac{16 \pi c^2 \epsilon_0 R}{\alpha \operatorname{sen} \phi} \right)^{1/2} \tag{21}$$

Este resultado puede evaluarse experimentalmente y constituye otra prueba rigurosa de la teoría cuántica.

Más generalmente, al comparar la Ec. (13) a partir de la teoría de Planck con la Ec. (16) a partir de la teoría de Rayleigh:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^4 \left(\frac{e^{y_0} - 1}{e^{y} - 1} \right) = \left(\frac{\alpha \operatorname{sen} \phi \, \omega_0^2}{4 \pi \epsilon_0 c^2 R} \right) \tag{22}$$

y en general, la teoría cuántica predice la existencia de un cambio de frecuencia, el cual viene dado en la aproximación de alta temperatura o de baja frecuencia por:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \left(\frac{\alpha \operatorname{sen} \phi \, \omega_0^2}{4 \pi \epsilon_0 c^2 R} \right)^{1/3} \tag{23}$$

Este es el tipo de corrimiento de Evans / Morris y constituye una nueva clase de dispersión inelástica de Rayleigh en donde la frecuencia dispersada ω no es la misma que la frecuencia entrante ω_0 . De hecho, este efecto se observa en forma rutinaria en el conocido ensanchamiento de la dispersión de Rayleigh.

En el tratamiento clásico de la dispersión inelástica de Raman, la frecuencia entrante del campo electromagnético se ve sujeta a un corrimiento en la radiación dispersada, la cual suele en general estar cuantizada. Se considera que la polarizabilidad es:

$$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha \cos \omega t . \tag{24}$$

De manera que el momento dipolar inducido es:

$$\begin{aligned} \mu = |\underline{\mu}| &= \left(\alpha_0 + \Delta\alpha \cos \omega t\right) E_0 \cos \omega_0 t \\ &= \alpha_0 E_0 \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} E_0 \Delta\alpha \left(\cos\left((\omega_0+\omega)t\right) + \cos\left((\omega_0-\omega)t\right)\right) \end{aligned} \tag{25}$$

En el desarrollo virtual, el primer término da la dispersión de Rayleigh a la frecuencia entrante, ω_0 , el segundo término da la dispersión anti Stokes a la frecuencia $\omega_0 + \omega$, y el tercer término da la dispersión Stokes a la frecuencia $\omega_0 - \omega$. Se observa experimentalmente que la radiación dispersada está cuantizada, de manera que hay varias frecuencias ω. Esto se conoce como dispersión Raman. La densidad de flujo dispersado de Stokes es:

$$\Phi(\text{Stokes}) = \frac{1}{4}\left(\frac{E_0^2 (\Delta\alpha)^2 \operatorname{sen}^2\phi}{32\pi^2 c^3 \epsilon_0 R^2}\right)(\omega_0 - \omega)^4 \tag{26}$$

y la densidad de flujo dispersado anti Stokes es:

$$\Phi(\text{anti-Stokes}) = \frac{1}{4}\left(\frac{E_0^2 (\Delta\alpha)^2 \operatorname{sen}^2\phi}{32\pi^2 c^3 \epsilon_0 R^2}\right)(\omega_0 + \omega)^4 \tag{27}$$

La densidad de flujo entrante viene dada por la Ec. (17).

Las relaciones entre densidades de flujo son como sigue. En la dispersión de Stokes:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0}(\text{Stokes}) = \left(\frac{\Delta\alpha \operatorname{sen}\phi}{8\pi \epsilon_0 c^2 R}\right)^2 (\omega_0 - \omega)^4 \tag{28}$$

En la dispersión anti Stokes:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0}(\text{anti-Stokes}) = \left(\frac{\Delta\alpha\,\text{sen}\,\phi}{8\pi\epsilon_0 c^2 R}\right)^2 (\omega_0+\omega)^4 \tag{29}$$

y en la dispersión de Rayleigh:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0}(\text{Rayleigh}) = \left(\frac{\alpha_0\,\text{sen}\,\phi}{4\pi\epsilon_0 c^2 R}\right)^2 \omega_0^4 . \tag{30}$$

En la teoría de Planck con la aproximación de alta temperatura o de baja frecuencia, la misma relación es:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0}(\text{Planck}) = \left(\frac{\omega_p}{\omega_0}\right)^3 \tag{31}$$

donde ω_0 es la frecuencia entrante, y donde ω_p es la frecuencia dispersada de la teoría de Planck. En este caso, los corrimientos de Evans / Morris se definen a través del espectro de dispersión de Raman scattering. Resulta claro que ω_p no es igual a ω_0.

Finalmente, la nota 309(5) da una sencilla deducción a partir de la ley de Beer Lambert que puede adoptarse para la dispersión Raman, utilizando la ley generalizada de Beer Lambert (1). En este caso, la dispersión de Raman se describe mediante:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \exp(-A_s R) \tag{32}$$

donde A_s se denomina el coeficiente de dispersión de energía definido en analogía directa con la teoría de absorción como:

$$A_s = \left(\frac{N}{V}\right)\frac{|\mu_{if}|^2}{6\epsilon_0 c \hbar} \tag{33}$$

donde μ_{if} es el momento dipolar inducido de transición, como en la nota 309(5). El valor esperado para este momento dipolar inducido de transición es:

$$\langle \mu_z \rangle = E_z \int \psi^* \alpha_{zz} \psi \, d\tau \tag{34}$$

donde a partir de la teoría de perturbación:

$$\alpha_{ZZ} = -2 \sum_n \left[\frac{\langle 0 | \mu_Z | n \rangle \langle n | \mu_Z | 0 \rangle}{E_0 - E_n} \right]. \tag{35}$$

Por lo tanto, se espera una variedad de nuevos corrimientos y particiones a partir de la ecuación:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4 \left(\frac{e^{y_0} - 1}{e^{y} - 1}\right) = \exp\left(-A_s R\right), \tag{36}$$

en analogía directa con la teoría de absorción. Esto constituye otra prueba severa de la teoría cuántica.

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 sus publicaciones en red y a Alex Hill por las traducciones y grabaciones en idioma castellano, se agredece 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" (dr libre acceso en el portal www.aias.us como UFT281 a UFT288, y en formato de libro, en prep.)

[2] M. W. Evans, ed., J. Found. Phys. Chem., (de libre acceso en el portal www.aias.us y CISP 2011).

[3] M. W. Evans, Ed. "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (edición especial de la ref. (2), 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" (de libre acceso en el portal www.aias.us, UFT301, y CISP 2010).

[5] M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 a 2011 y de libre acceso en el portal www.aias.us) en siete volúmenes.

[6] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (UFT303 en el portal www.aias.us).

[7] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (UFT301 en el portal www.aias.us y Abramis 2007). Hay traducción al castellano por Alex Hill de libre acceso en la Sección en Español en el portal www.aias.us).

[8] M .W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific 2001).

[9] M .W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Non Linear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.

[10] M. W. Evans y J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, 1994 a 2002 y de libre acceso en el portal www.aias.us) en cinco volúmenes con encuadernación dura y blanda.

[11] M. W. Evans, "Collected Scientometrics of ECE Theory" (UFT307 en el portal www.aias.us).

[12] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994 y parcialmente en el portal www.aias.us).