Críticas a la teoría de absorción y de la dispersión Raman.

por

M. W. Evans,

Civil List.

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

y

H. Eckardt,

UPITEC y AIAS

(www.aias.us, www.upitec.org).

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Simples consideraciones de conservación del momento lineal muestran que la teoría de absorción atómica y molecular, y aquella de la dispersión Raman, se vuelven por completo insostenibles, aún dentro del contexto del modelo tradicional y su empleo del fotón hipotéticamente sin masa. Se demuestra que la teoría simplista de la absorción desarrollada por Einstein se desmorona debido a la falta de consideración de la conservación del momento lineal. Este último generaliza la teoría de la absorción basada en el momento angular del espín del fotón. Se propone una mejoría basada en la teoría ECE de masa covariante.

Palabras clave: absorción atómica y molecular, dispersión Raman, conservación del momento lineal, teoría ECE del campo unificado.

1. Introducción

En los documentos UFT 158 a 161 de esta serie, conformada por 161 documentos a la fecha [1-12] se ha demostrado que la teoría de la dispersión Compton se vuelve por completo inconsistente tan pronto se considera adecuadamente la conservación del momento. En este documento se demuestra que se llega a la misma conclusión para la teoría de la absorción atómica y molecular y aquella de la dispersión Raman. Esto se demuestra fácilmente utilizando las ecuaciones del modelo tradicional mismo, en especial el empleo del fotón hipotéticamente desprovisto de masa [13, 14]. Se demuestra que las ideas simplistas de Einstein parecen cumplirse sólo porque se ignoró la conservación del momento lineal. Se demuestra que la teoría usual de la absorción basada en la transferencia de momento angular constituye una aproximación grosera a la teoría rigurosa, la cual debe basarse en la conservación del momento lineal transferido desde un fotón a un electrón en el orbital 1 de un átomo o molécula. Análogamente, la teoría simplista de la dispersión Raman se torna inconsistente tan pronto se considera el momento lineal.

En la Sección 2 se demuestra que la consideración correcta de conservación de la energía y del momento lineal en la teoría de absorción conduce a un complicado conjunto de ecuaciones y a la definición de un ángulo de dispersión en términos de cambios de energía y de niveles de energía. Cuando se aplica al H atómico, la teoría se vuelve marcadamente incorrecta en un nivel básico, siguiendo el patrón establecido anteriormente en los documentos UFT 158 a 161 sobre el tema de la dispersión Compton. Las bases mismas de la física del siglo XX se derrumban. Con el objeto de comenzar a entender por qué esto debiera de ser así, puede aplicarse la relatividad general, tal como viene corregida por la teoría ECE, como en el documento UFT 161, para permitir que la masa del electrón se vuelva correctamente covariante. Este procedimiento (los Postulados de Octubre incluidos en el documento UFT 161) debieran de considerarse sólo como una primera medida. Existe actualmente una profunda crisis en la filosofía natural. Se demuestra que la teoría usual de absorción [13, 14] constituye una aproximación grosera de la ley rigurosa de la conservación del momento lineal.

En la Sección 3 se demuestra que la teoría simplista tradicional de la dispersión Raman se vuelve marcadamente incorrecta si se considera correctamente la conservación del momento lineal. Esto sigue el patrón establecido para la teoría de dispersión y absorción.

1. Conservación de la energía y del momento lineal en la teoría de absorción.

Consideremos un fotón con energía $\hbar\,\omega$ que interactúa con un electrón en el orbital 1 de un átomo o molécula. La conservación de la energía relativista significa que:

$$\gamma' m\, c^2 + \hbar\,\omega = \gamma'' m\, c^2 \tag{1}$$

donde *m* es la masa del electrón y donde los dos factores de Lorentz son:

$$\gamma' = (1 - \frac{v'^2}{c^2})^{-½} \tag{2}$$

$$\gamma'' = (1 - \frac{v''^2}{c^2})^{-½} \,. \tag{3}$$

Aquí, v' y v'' son las velocidades orbitales del electrón en los orbitales 1 y 2 del átomo o molécula. La conservación del momento lineal significa que:

$$\boldsymbol{p}' + \hbar\boldsymbol{\kappa} = \boldsymbol{p}'' \tag{4}$$

donde $\hbar\boldsymbol{\kappa}$ es el momento lineal del fotón, y donde $\boldsymbol{p}'$ y $\boldsymbol{p}''$ son los momentos relativistas en los orbitales 1 y 2, respectivamente:

$$\boldsymbol{p}' = \gamma\, m\, \boldsymbol{v}' \quad , \quad \boldsymbol{p}'' = \gamma\, m\, \boldsymbol{v}'' \quad . \tag{5}$$

Según la teoría de la relatividad restringida de Einstein, el momento lineal es siempre relativista, y viene definido por:

$$\boldsymbol{p} = \gamma\, m\, \boldsymbol{v} \ . \tag{6}$$

Es bien sabido [15] que el momento relativista puede reexpresarse como la ecuación de energía de Einstein:

$$E^2 = c^2 p^2 + E_0^2 \tag{7}$$

donde E es la energía total relativista:

$$E = \gamma\, m\, c^2 \tag{8}$$

y donde E_0 es la energía en reposo:

$$E_0 = m\, c^2 \quad . \tag{9}$$

En la Ec. (7), $\boldsymbol{p}$ es el momento relativista. Por lo tanto, las energías del electrón en los orbitales 1 y 2 son:

$$E_1 = \gamma'\, m\, c^2 \tag{10}$$

$$E_2 = \gamma''\, m\, c^2 \tag{11}$$

Las bases de la física del siglo XX se encapsulan en los postulados de de Broglie [16, 17] los cuales reúnen la relatividad restringida con la vieja teoría cuántica:

$$E_1 = \hbar\, \omega' = \gamma'\, m\, c^2 \tag{12}$$

$$E_2 = \hbar\, \omega'' = \gamma''\, m\, c^2 \quad . \tag{13}$$

Estos postulados significan que la Ec. (1) es:

$$\omega + \omega' = \omega'' \qquad (14)$$

y puede demostrarse que este resultado es el mismo si el fotón posee masa (ver nota 162 (1) que acompaña a este documento en el portal www.aias.us). De manera que la teoría habitual de conservación de la energía para la absorción no nos da información alguna acerca de la masa del fotón y sólo produce la Ec. (14). No es posible considerar la conservación de la energía sin la conservación del momento, tal como es sabido desde las leyes de Newton. La Ec. (4) es:

$$\hbar^2 \kappa^2 = p''^2 + p'^2 - 2\, p' p'' \cos \theta \qquad (15)$$

y si se considera al fotón como carente de masa, tal como es el caso en el modelo tradicional, entonces:

$$\kappa = \frac{\omega}{c} \; . \qquad (16)$$

Las Ecs. (2) y (3) significan que:

$$v'^2 = c^2 \left(\frac{\omega'^2 - x^2}{\omega'^2} \right) \quad , \quad v''^2 = c^2 \left(\frac{\omega''^2 - x^2}{\omega''^2} \right) \quad , \qquad (17)$$

donde

$$x = \frac{m\, c^2}{\hbar} \quad . \qquad (17a)$$

De manera que la Ec. (15) es:

$$\omega^2 = \omega''^2 + \omega'^2 - 2x^2 - 2\, (\omega''^2 - x^2)^{1/2} (\omega'^2 - x^2)^{1/2} \cos \theta \qquad (18)$$

que es:

$$(\omega''^2 - x^2)\, (\omega'^2 - x^2) \cos^2 \theta = (A - x^2)^2 \qquad (19)$$

donde

$$A = \frac{1}{2} \left(\omega'^2 + \omega''^2 - \omega^2 \right) . \qquad (20)$$

Resolviendo para x^2 nos da:

$$x_1{}^2 = \frac{1}{2a} \left(- b \pm (b^2 - 4ac')^{1/2} \right) \qquad (21)$$

$$a = 1 - \cos^2\theta \,, \tag{22}$$

$$b = (\omega'^2 + \omega''^2)\cos^2\theta - 2A \,, \tag{23}$$

$$c' = A^2 - \omega''^2\omega'^2\cos^2\theta \,, \tag{24}$$

$$A = \frac{1}{2}(\omega'^2 + \omega''^2 - \omega^2) \,. \tag{25}$$

Nótese con especial cuidado que éste es el resultado de las ecuaciones tradicionales mismas de la física. De manera que la masa del electrón es una compleja combinación de factores con muy pocas probabilidades de ser una constante.

Eliminemos ahora los momentos en favor de las energías utilizando:

$$E_1^2 = c^2p'^2 + m^2c^4 \,. \tag{26}$$

$$E_2^2 = c^2p''^2 + m^2c^4 \,. \tag{27}$$

y la Ec. (15) deviene:

$$\hbar^2\omega^2 = E_1^2 + E_2^2 - 2E_0^2 - 2\,(E_1^2 - E_0^2)^{1/2}(E_2^2 - E_0^2)^{1/2}\cos\theta \,. \tag{28}$$

Arribamos, junto con la Ec. (14), a la definición del ángulo de dispersión en la absorción atómica o molecular:

$$\cos\theta = \frac{E_1E_2 - E_0^2}{(E_1^2 - E_0^2)^{1/2}\,(E_2^2 - E_0^2)^{1/2}} \,. \tag{29}$$

Resolviendo la Ec. (28) para E_0^2 se encuentra que:

$$E_0^2 = \frac{1}{2a}\left(-b \pm (b^2 - 4ac')^{1/2}\right) \tag{30}$$

$$a = 1 - \cos^2\theta \,,$$
$$b = (E_1^2 + E_2^2)\cos^2\theta - 2E_1E_2 \,,$$
$$c' = E_1^2E_2^2(1 - \cos^2\theta) \,,$$

una ecuación que debe de ser consistente con la Ec. (29) si es correcta la teoría tradicional de absorción.

Para el hidrógeno atómico H [13]:

$$E_1 = -2.2 \times 10^{-18}\ \mathrm{J} \quad , \quad E_2 = -0.55 \times 10^{-18}\ \mathrm{J} \tag{31}$$

y si se considera a la masa del electrón en reposo como la constante calculada por los laboratorios de normas:

$$m = 9.\ 10953 \text{ x } 10^{-31} \text{ kg} \tag{32}$$

entonces

$$E_0 = 8.1872 \text{ x } 10^{-14} \text{ J} \ . \tag{33}$$

Esto significa que la Ec. (29) da:

$$\cos \theta \sim -1 \tag{34}$$

y las Ecs. (30) a (34) dan:

$$a = 2 \quad , \quad b = (E_1 - E_2)^2 \quad , \quad c' = 2\, E_1^2\, E_2^2 \quad . \tag{35}$$

Se encuentra que

$$E_0^2 = \frac{1}{4}\left(-(E_1 - E_2)^2 \pm ((E_1 - E_2)^4 - 8E_1^2\, E_2^2)^{½}\right) \tag{36}$$

un resultado sin duda incorrecto que produce una raíz imaginaria sumada a un valor negativo para la masa.

Consideremos ahora el momento angular en el nivel clásico:

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{r} \text{ x } \boldsymbol{p} \tag{37}$$

donde $\boldsymbol{r}$ es el vector radio. Por análisis vectorial:

$$\boldsymbol{r} \text{ x } \boldsymbol{L} = (\boldsymbol{r}.\boldsymbol{p})\boldsymbol{r} - (\boldsymbol{r}.\boldsymbol{r})\,\boldsymbol{p} \quad . \tag{38}$$

Consideremos como una aproximación una órbita plana en la que $\boldsymbol{L}$ es perpendicular, a lo largo del eje Z, tanto a $\boldsymbol{r}$ como a $\boldsymbol{p}$. Entonces:

$$\boldsymbol{r}.\boldsymbol{p} = 0 \tag{39}$$

de manera que:

$$\boldsymbol{p} = \frac{1}{r^2}\ \boldsymbol{L} \text{ x } \boldsymbol{r} \quad . \tag{40}$$

Su magnitud es:

$$p = \frac{L}{r} \text{ sen } \alpha \tag{41}$$

donde α es el ángulo entre $\boldsymbol{L}$ y $\boldsymbol{r}$. En una órbita plana este valor es de noventa grados, de manera que

$$p = \frac{L}{r} \tag{42}$$

y

$$L = p\, r \quad . \tag{43}$$

Por lo tanto, la Ec. (15) deviene:

$$L^2 = L''^2 + L'^2 - 2\, L' L'' \cos\theta \quad . \tag{44}$$

El momento angular orbital del fotón es:

$$L = \hbar\, \kappa\, r\, . \tag{45}$$

Si se supone que:

$$\kappa\, r = 1 \tag{46}$$

entonces

$$L = \hbar \tag{47}$$

que es el momento angular del espín del fotón. En la teoría usual de absorción [13] ésta es la mínima cantidad de momento angular transferida al átomo cuando se absorbe un fotón. Puede verse que la teoría habitual en formato vectorial es:

$$\underline{\hbar} = \boldsymbol{L}'' - \boldsymbol{L}' \tag{48}$$

y su componente según el eje Z es:

$$\hbar = L'' - L' \quad . \tag{49}$$

Esta teoría simplista constituye tan sólo una aproximación grosera de la ley de conservación del momento (15) y la teoría simplista se vuelve completamente insostenible cuando se considera adecuadamente la conservación del momento lineal. En la teoría usual se afirma que el fotón no posee masa con dos componentes:

$$L = m_s\, \hbar \quad , \tag{50}$$

donde

$$m_s = \pm\, 1 \quad . \tag{51}$$

La luz polarizada hacia la izquierda se rotula como 1, en tanto que la luz polarizada hacia la derecha se rotula como -1. El momento angular del electrón cambia en una cantidad ħ cuando absorbe luz polarizada hacia la izquierda. Esto proporciona la regla usual del dipolo eléctrico [13]:

$$\Delta l = \pm 1 . \tag{52}$$

Esta teoría pareciera funcionar bien, pero sólo si se ignora la conservación del momento lineal. Tal como lo señaló Einstein en varias ocasiones al referirse a su propia teoría, ésta es incompleta y heurística. Vemos ahora que está completamente equivocada. Pudiera ser posible salvar la hipótesis de Einstein mediante el empleo de los Postulados de Octubre, descritos en el documento UFT 161. Si fuera así, la masa del electrón se expresaría como curvatura en relatividad general. El desarrollo de esta idea requiere del empleo de una masa finita para el fotón, para conservar consistencia. En este caso, la conservación de la energía en la teoría de absorción se describe mediante:

$$E_i + \hbar\,\omega = E_f \ , \tag{53}$$

donde:

$$E_i = \gamma' \, m_2 \, c^2 \ , \tag{54}$$

$$E_f = \gamma'' \, m_2 \, c^2, \tag{55}$$

$$\hbar\,\omega = \gamma \, m_1 \, c^2 \ . \tag{56}$$

Aquí, m_1 es la masa del fotón y m_2 es la masa del electrón. Resulta entonces:

$$\omega = \omega'' - \omega' \tag{57}$$

que es la misma ecuación que la (14) obtenida a partir de una masa de fotón nula. Por lo tanto, el empleo de la conservación de la energía por sí sola no nos brinda mucha información. Cuando la masa del fotón es finita, la ley de conservación del momento deviene:

$$\boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}'' - \boldsymbol{p}' \tag{58}$$

donde

$$\boldsymbol{p} = \hbar\,\boldsymbol{\kappa} = \gamma \, m_1 \boldsymbol{v} \ , \tag{59}$$

$$\boldsymbol{p}'' = \hbar\,\boldsymbol{\kappa}'' = \gamma'' \, m_2 \boldsymbol{v}'' \ , \tag{60}$$

$$\boldsymbol{p}' = \hbar\,\boldsymbol{\kappa}' = \gamma' \, m_2 \boldsymbol{v}' \ . \tag{61}$$

Por lo tanto

$$\kappa^2 = \kappa''^2 + \kappa'^2 - 2\,\kappa'\,\kappa''\cos\theta\,, \tag{62}$$

donde

$$\kappa = \omega\, v \,/\, c^2\,,\ \text{etc.} \tag{63}$$

De manera que la Ec. (62) es:

$$\omega^2\, v^2 = \omega''^2 v''^2 + \omega'^2 v'^2 - 2\,\omega'\,\omega''\,v'\,v''\cos\theta\,. \tag{64}$$

Si:

$$x_1 = \frac{m_1 c^2}{\hbar}\,, \quad x_2 = \frac{m_2 c^2}{\hbar}\,, \tag{65}$$

pueden eliminarse las velocidades de la Ec. (64) para dar:

$$\omega^2 - x_1^2 = \omega''^2 - x_2^2 + \omega'^2 - x_2^2 - 2\,(\omega''^2 - x_2^2)^{1/2}\,(\omega'^2 - x_2^2)^{1/2} \tag{66}$$

en donde la masa del fotón y la masa del electrón no son constantes. La masa del fotón viene dada por:

$$x_1^2 = \frac{1}{2a}\left(-\,b \pm (b^2 - 4ac')^{1/2}\right) \tag{67}$$

$$a = 1 - \cos^2\theta\,, \quad b = (\omega''^2 + \omega'^2)\cos^2\theta - 2A\,, \tag{68}$$

$$c' = A^2 - \omega'^2\omega''^2\cos^2\theta\,. \tag{69}$$

Al igual que en el documento UFT 161, las masas del fotón y del electrón deben de reinterpretarse como masas covariantes de la teoría ECE, con el objeto de comenzar a forjar una nueva física.

2. Teoría de la dispersión Raman con conservación del momento lineal.

En la dispersión de Stokes Raman [13] se dispersa un fotón de un electrón en el orbital 1, y la frecuencia angular original del fotón ω cambia a una frecuencia angular inferior ω´. El electrón incrementa su energía dese E_i a E_f . Por lo tanto, la conservación de la energía significa que:

$$\hbar\,\omega + E_i = \hbar\,\omega' + E_f\,. \tag{70}$$

El postulado de de Broglie aplicado al electrón significa que

$$E_i = \hbar\, \omega_i \quad , \quad E_f = \hbar\, \omega_f \tag{71}$$

y por lo tanto:

$$\omega + \omega_i = \omega' + \omega_f \ . \tag{72}$$

La conservación del momento significa que:

$$\hbar\, \boldsymbol{\kappa} + \boldsymbol{p}_i = \hbar\, \boldsymbol{\kappa}' + \boldsymbol{p}_f \quad . \tag{73}$$

Por lo tanto:

$$E_f - E_i = \hbar\, (\omega - \omega_i) \quad , \tag{74}$$

$$\boldsymbol{p}_f - \boldsymbol{p}_i = \hbar\, (\boldsymbol{\kappa} - \boldsymbol{\kappa}') \quad . \tag{75}$$

Las energías y los momentos del electrón se relacionan mediante:

$$E_i^{\,2} = c^2 p_i^{\,2} + m^2 c^4 \ , \tag{76}$$

$$E_f^{\,2} = c^2 p_f^{\,2} + m^2 c^4 \ . \tag{77}$$

Resulta suficiente considerar un fotón sin masa para demostrar los severos problemas que surgen cuando se desarrolla correctamente la dispersión Raman. Para un fotón sin masa:

$$\omega = \kappa\, c \quad , \quad \omega' = \kappa\, c' \ . \tag{78}$$

A partir de las Ecs. (76) y (77):

$$E_i^{\,2} + E_f^{\,2} = c^2\, (p_i'^{\,2} + p_f'^{\,2}) + 2\, m^2 c^4 \tag{79}$$

y a partir de las Ecs. (74) y (75):

$$\hbar^2\, (\omega^2 + \omega'^{\,2} - 2\, \omega\, \omega') = E_f^{\,2} + E_i^{\,2} - 2E_iE_f \tag{80}$$

$$\hbar^2\, (\kappa^2 + \kappa'^{\,2} - 2\, \kappa\, \kappa' \cos\theta) = p_f^{\,2} + p_i^{\,2} - 2p_ip_f \cos\theta \ . \tag{81}$$

Utilizando la Ec. (78) en la Ec. (81):

$$\hbar^2\, (\omega^2 + \omega'^{\,2} - 2\, \omega\, \omega' \cos\theta\,) = E_f^{\,2} + E_i^{\,2} - 2\, m^2 c^4 - 2p_ip_f \cos\theta \ . \tag{82}$$

Restando la Ec. (82) de la Ec. (80):

$$E_iE_f - c^2\, p_i p_f \cos\theta - m^2 c^4 = \hbar^2\, \omega\, \omega'\, (\,1 - \cos\theta) \quad . \tag{83}$$

Pueden ahora eliminarse los momentos en favor de las energías conocidas para dar:

$$(E_i^2 - E_0^2)^{1/2} (E_f^2 - E_0^2)^{1/2} \cos\theta = A - E_0^2 \quad , \tag{84}$$

$$A = E_i E_f - \hbar^2 \omega \omega' (1 - \cos\theta) \quad . \tag{85}$$

Finalmente, esta ecuación se resuelve para E_0^2 para dar:

$$E_0{}^2 = \frac{1}{2a} \left(- b \pm (b^2 - 4ac')^{1/2}\right) \tag{86}$$

donde

$$a = 1 - \cos^2\theta \, , \tag{87}$$
$$b = (E_i^2 + E_f^2) \cos^2\theta - 2A \, , \tag{88}$$

$$c' = A^2 - E_i^2 E_f^2 \cos^2\theta \, . \tag{89}$$

Aquí, E_i y E_f son las energías inicial y final del electrón en el espectro Raman y θ es el ángulo de dispersión medido en el espectrómetro Raman. De manera que esta ecuación constituye una evaluación severa, porque $E_0{}^2$debe de ser constante. Es muy poco probable que éste sea el caso, si se juzga a partir de los significativos fracasos previos en la teoría de la dispersión y absorción Compton.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al grupo de trabajo de AIAS por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Alex Hill y sus colegas por las traducciones y el tipografiado preciso, y a David Burleigh por su publicación en el portal www.aias.us.

Referencias.

[1] M. W. Evans, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, 2005 al presente), en siete volúmenes a la fecha.

[2] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (Abramis, en prensa).

[3] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007).

[4] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (Abramis, en prensa).

[5] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "ECE Theory Applied to H Bonding", Academia Serbia de Ciencias, 2010 / 2011.

[6] M. W. Evans et al., los portales de la teoría ECE: www.webarchives.org.uk, www.aias.us, www.et3m.net, www.atomicphysics.com, www.upitec.org.

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

[8] M. W. Evans, ed., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, 2001, segunda edición), en tres volúmenes; ibid., M. W. Evans y S. Kielich (eds.), primera edición, (Wiley, 1992, 1993, 1997) en tres volúmenes.

[9] M. W. Evans y J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, 1994 a 2002), en cinco volúmenes.

[10] M .W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).

[11] M. W. Evans, "The Photon´s Magnetic Field" (World Scientific, 1992).

[12] M. W. Evans, documentos publicados en Found. Phys. Lett. y otras publicaciones incluidas en la Omnia Opera de www.aias.us.

[13] P. W. Atkins, "Molecular Quantum Mechanics" (Oxford, 1982, 2a ed.).

[14] L. H. Ryder, "Quantum Field Theory" (Cambridge, 2a ed., 1996).

[15] J. B. Marion y S.T. Thornton, "Classical Dynamics" (HCB, 1988, tercera edición).

[16] L. de Broglie, Comptes Rendues, 177,507 (1923).

[17] L. De Broglie, Phil. Mag., 47, 446 (1924)