

Los corrimientos de Evans / Morris causados por absorción y emisión.

por

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

Civil List, AIAS y UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Las leyes de Beer Lambert para la absorción y la emisión se deducen a partir de primeros principios, mientras que el corrimiento hacia el color rojo y hacia el color azul de Evans / Morris se deducen mediante el empleo de la distribución de Planck para la intensidad, corregida con la inclusión de los infinitésimos de orden superior descartados por Rayleigh. Se concluye que el corrimiento al rojo de Evans / Morris se debe a absorción estimulada, en tanto que el corrimiento al azul de Evans / Morris se debe a emisión espontánea y estimulada. En consecuencia, cualquier espectro de absorción o emisión siempre se ve acompañado por un patrón de corrimientos de Evans / Morris, a cualquier frecuencia del espectro electromagnético.

Palabras clave: teoría ECE, corrimientos de Evans / Morris, leyes de Beer Lambert para la absorción y la emisión.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie de trescientos documentos publicados a la fecha [1-10] acerca del desarrollo de la teoría de campo unificado de Einstein Cartan Evans, se han desarrollado varias teorías de los corrimientos de Evans / Morris. Estos corrimientos de son cambios de color producidos por la propagación de luz láser en líquidos y sólidos. Son corrimientos reproducibles y repetibles en la frecuencia de luz láser visible, y se describen en el blog o diario publicado en el portal www.aias.us mediante múltiples fotografías a color. Puede haber corrimientos hacia frecuencias menores (corrimientos al rojo), así como hacia frecuencias mayores (corrimientos al azul). Se han aplicado varios tipos de teorías de reflexión y refracción para intentar explicarlos en los documentos inmediatamente precedentes a éste. Durante el desarrollo de la teoría se demostró que las leyes de Snell son incompatibles con la conservación del momento a nivel de fotón individual. También se descubrió que las frecuencias de la luz incidente, refractada y reflejada son en general diferentes. No pueden ser iguales, como lo proclama la física establecida. Se desarrollaron la reflexión y la refracción mediante radiación monocromática con la energía promedio de un oscilador de Planck. Durante la extensión de esta teoría a la radiación policromática, se introdujo una corrección para la densidad de estados de Rayleigh Jeans para los infinitesimos de orden superior, descartados por Rayleigh. Esta corrección es significativa, la cual requiere de la reconsideración de experimentos diseñados para evaluar la ley. Se desarrolló una teoría de reflexión y refracción de tipo Compton, y se incorporó a la teoría la existencia de masa para el fotón.

En la Sección 2 se desarrolla una nueva teoría de los corrimientos de Evans / Morris, la cual se basa directamente en los conceptos más fundamentales de la óptica: la distribución de Planck y la ley de Beer Lambert. Se concluye que los corrimientos al rojo de Evans / Morris se deben a absorción estimulada, y que los corrimientos al azul se deben a la emisión estimulada y espontánea. Cualquier espectro de absorción, a cualesquiera frecuencias del espectro electromagnético, genera un patrón concomitante y característico de corrimientos al rojo de Evans / Morris. Inversamente, cualquier espectro de emisión genera un patrón de corrimientos al azul de Evans / Morris. Estas conclusiones son totalmente novedosas en el campo de la óptica y la espectroscopia.

Como es habitual, este documento deberá de leerse en conjunción con sus notas de antecedentes (notas de acompañamiento del documento UFT300, publicadas en el portal de www.aias.us). La nota 300(1) describe una combinación de conservación de la intensidad en reflexión y refracción con la distribución de Planck. El medio refractante se describe con una ley de Beer Lambert para absorción monocromática junto con las leyes de Snell. La absorción del medio refractante se describe mediante la teoría de Debye. Los resultados de esta nota se describen en la Sección 3. Se descubrió que se producen importantes corrimientos por encima de la frecuencia de Debye, definida como la inversa del tiempo de relajación de Debye. La nota 300(2) se refiere a la conservación de la intensidad policromática e incorpora la corrección a la ley de Rayleigh Jeans hallada en el documento UFT291. Se encontraron nuevas ecuaciones para la conservación de intensidad policromática, suponiendo que la intensidad del haz incidente es la suma de las intensidades de los haces refractado y reflejado. La nota 300(3) incluye algunos ejemplos de espectros para el cálculo de los corrimientos de Evans Morris mediante el empleo del método de conservación de la intensidad de la nota 300(2). La Sección 2 se basa en las notas de acompañamiento 300(4) y 300(5), desarrollando una combinación de la distribución de Planck y la ley de absorción (nota 300(4)) y de emisión (nota 300(5)) de Beer Lambert.

2. Leyes de Beer-Lambert y Distribución de Planck.

La ley de Beer Lambert de absorción significa que la intensidad inicial disminuye exponencialmente en una muestra que absorbe:

$$I = I_0 \exp(-\alpha l) \quad (1)$$

Aquí, I_0 es la intensidad inicial, I es la intensidad absorbida, α es el coeficiente de absorción de energía y l es la longitud del recorrido del haz de luz. La ley puede deducirse en forma teórica mediante el empleo del coeficiente B de Einstein para absorción estimulada. Se combina la ley de Beer Lambert con la distribución de Planck en esta Sección para dar el siguiente resultado, en la aproximación dada:

$$\omega = \omega_0 \exp\left(-\frac{\alpha_e l}{2}\right) \quad (2)$$

donde ω_0 es la frecuencia angular inicial del haz incidente, y donde ω es su frecuencia angular en la muestra. La frecuencia angular ω en la muestra depende del coeficiente de absorción de energía y de la longitud del recorrido del haz de luz, tal como lo han observado experimentalmente Evans y Morris (fotografías en el blog del portal www.aiaa.us). De manera que los corrimientos al rojo de Evans / Morris vienen dados inmediatamente por la conocida ley de Beer Lambert para absorción estimulada. Esto significa que los corrimientos al rojo de Evans Morris acompañan a cualquier espectro de absorción a cualquier frecuencia del espectro electromagnético, y esto constituye un resultado de las leyes fundamentales de la óptica cuántica.

Análogamente, se muestra en esta sección que los corrimientos al azul de Evans Morris vienen dados por:

$$\omega = \omega_0 \exp\left(\frac{\alpha_e l}{2}\right) \quad (3)$$

donde α_e es el coeficiente de emisión de energía para una emisión estimulada y espontánea, descrito por los conocidos coeficientes A y B de Einstein, respectivamente. De manera que los corrimientos hacia el azul de Evans / Morris acompañan cualquier espectro de emisión en cualquier parte del espectro electromagnético. Esto, nuevamente constituye el resultado de las leyes conocidas más fundamentales de la óptica cuántica.

En la física obsoleta no hay corrimientos de frecuencia en absoluto, y dicho dogma se encuentra en clara contradicción con la teoría cuántica más fundamental. Queda refutada a nivel teórico en los documentos inmediatamente precedentes y a nivel experimental a través de los efectos de Evans / Morris.

Consideremos un haz electromagnético con una densidad de energía U / V , en unidades de joules por unidad de tiempo. Su densidad de flujo de energía es:

$$\Phi = c \frac{U}{V} \quad (4)$$

en unidades de watts por metro cuadrado (joules por segundo por metro cuadrado). Algunas veces, en la literatura, la densidad de flujo se conoce como la intensidad, pero al deducir la ley de Beer Lambert para la radiación policromática se utiliza una definición diferente de la intensidad, con unidades de joules por metro cuadrado:

$$I = c \rho \quad (5)$$

donde ρ es la densidad de estados de Rayleigh Jeans definida como la densidad de energía en el rango de ω a $\omega + d\omega$.

El volumen de radiación se define como:

$$V = A \ell \quad (6)$$

donde A es su área y donde

$$\ell = c \Delta t \quad (7)$$

es la longitud de recorrido atravesado por la luz que se propaga a una velocidad c en un intervalo de tiempo Δt . De manera que la definición (7) sólo es válida en el vacío o en el aire, pero se utiliza en la deducción tradicional de la ley de Beer Lambert para absorción estimulada [1-10]. La energía electromagnética total es:

$$U = \left(\frac{U}{V}\right)V = \left(\frac{U}{V}\right)A\ell. \quad (8)$$

El infinitésimo de densidad de flujo en el rango entre ω y $\omega + d\omega$ se define como:

$$d\Phi = c \rho d\omega = I(\omega) d\omega. \quad (9)$$

A partir de la Ec. (9) la densidad de estados es:

$$\rho(\omega) = \frac{1}{V} \frac{dU}{d\omega} \quad (10)$$

de manera que la intensidad de radiación policromática se define como:

$$I(\omega) = \frac{c}{V} \frac{dU}{d\omega} \quad (11)$$

en unidades de joules por metro cuadrado, es decir energía por unidad de área del haz.

Esta es la definición de intensidad utilizada en la ley de Beer Lambert.

En la distribución de Planck sin corregir:

$$P = \frac{1}{V} \frac{dU}{d\omega} = \frac{h\omega^3}{\pi^2 c^3} \left(\exp\left(\frac{h\omega}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (12)$$

de manera que la intensidad es:

$$I = \frac{h\omega^3}{\pi^2 c^2} \left(\exp\left(\frac{h\omega}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (13)$$

En la ley corregida de Rayleigh Jeans, obtenida en el documento UFT291:

$$I = \frac{10}{3} \frac{h\omega^3}{\pi^2 c^2} \left(\exp\left(\frac{h\omega}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (14)$$

Si:

$$h\omega \ll kT \quad (15)$$

entonces:

$$I \sim \frac{10}{3} \frac{kT\omega^2}{\pi^2 c^2} \quad (16)$$

y resulta de inmediato que:

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 = \exp(-\alpha l) \quad (17)$$

es decir

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \exp\left(-\frac{\alpha l}{2}\right) \quad (18)$$

que es el corrimiento al rojo de Evans / Morris, Q. E. D.

Con el objeto de deducir en forma teórica la ley de Beer Lambert, consideremos el número de moléculas por unidad de volumen capaz de absorber luz a frecuencias en el rango de ω a $\omega + d\omega$, de manera que el número total de moléculas en un dado volumen V es:

$$\frac{N}{V} = \int \frac{n(\omega)}{V} d\omega. \quad (19)$$

Esto se conoce como la densidad de número. Nótese que $n(\omega)$ posee unidades de tiempo, porque N no tiene unidades. Cada fotón en el haz posee la energía cuantizada $\hbar\omega$ y la magnitud de momento cuantizado $\hbar\omega/c$.

El ritmo al cual una molécula absorbe un fotón viene dado por el coeficiente de absorción estimulada de Einstein:

$$W_{if} = B_{if} \rho \quad (20)$$

a partir de un estado cuantizado i a un estado f dentro de la molécula. Nótese que W_{if} tiene unidades de s^{-1} . El ritmo de cambio de densidad de energía por unidad de volumen en el rango de ω a $\omega + d\omega$ es:

$$\frac{1}{V} \frac{dU}{dt} = -\hbar\omega W_{if} \frac{n(\omega)}{V} d\omega \quad (21)$$

y dividiendo ambos lados por el infinitésimo de frecuencia se obtiene:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{n(\omega)}{V} \hbar c B_{if} \rho. \quad (22)$$

Esta es una ecuación para el ritmo de disminución de la densidad de estados de Rayleigh Jeans a medida que los fotones son absorbidos por las moléculas. La energía se pierde del haz electromagnético y se transfiere a las moléculas.

Nótese cuidadosamente que la energía total y el momento total se conservan.

La energía electromagnética inicial que entra al volumen de muestra es:

$$E_{-i} = \Phi(x) A dt \quad (23)$$

y la energía electromagnética que abandona la muestra es:

$$E_f = \Phi(x+dl)A dt \quad (24)$$

El principio de conservación de la energía significa que la energía perdida por el haz se transfiera al material del volumen de muestra:

$$d\Phi = \Phi(x+dl) - \Phi(x) = \frac{A dl}{V} dU \quad (25)$$

y resulta entonces que:

$$\frac{1}{V} \frac{dU}{dt} = \frac{d\Phi}{dl} \quad (26)$$

La Ec. (26) es válida para cada componente de frecuencia del haz, de manera que para frecuencia en el rango de ω a $\omega + d\omega$:

$$\frac{dU}{V} = f(\omega) d\omega \quad (27)$$

y

$$d\Phi = I(\omega) d\omega \quad (28)$$

de manera que:

$$\frac{d}{dt} (f(\omega) d\omega) = \frac{d}{dl} (I(\omega) d\omega) \quad (29)$$

y

$$\frac{df}{dt} = \frac{dI}{dl} \quad (30)$$

El ritmo de cambio de la densidad de estados con el tiempo es igual al ritmo de cambio de la intensidad de haz con la longitud de muestra recorrida.

A partir de las Ecs. (22) y (30):

$$\frac{dI}{dl} = - \frac{w(\omega)}{V} \tau_w B_{if} \rho = - \left(\frac{w(\omega)}{V} \tau_w B_{if} \right) I \quad (31)$$

Nótese cuidadosamente que la magnitud del momento del fotón:

$$K = \frac{h\nu}{c} \quad (32)$$

aparece en esta ecuación. Por lo tanto, la ecuación puede desarrollarse con la teoría de la masa del fotón. A partir de la Ec. (31):

$$\frac{dI}{I} = -\alpha(\nu) dl \quad (33)$$

donde el coeficiente de absorción de energía es:

$$\alpha(\nu) = \frac{n(\nu)}{V} \frac{h\nu}{c} B_{if} \quad (34)$$

en unidades de metros a la inversa. La Ec. (33) es la ley de Beer Lambert, Q. E. D.:

$$I = I_0 \exp(-\alpha l) \quad (35)$$

Más precisamente, la Ec. (35) es la ley de Beer Lambert para absorción estimulada.

Utilizando la Ec. (14) deviene:

$$\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^3 \left(\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1\right) \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1\right)^{-1} = \exp(-\alpha l) \quad (36)$$

y en las aproximaciones:

$$h\nu \ll kT, \quad (37)$$

$$h\nu_0 \ll kT, \quad (38)$$

los corrimientos al rojo de the Evans Morris se deducen a partir de física fundamental, Q. E. D.:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \exp\left(-\frac{\alpha l}{2}\right) \quad (39)$$

La emisión estimulada se define como:

$$W_{fi} = B_{fi} \rho \quad (40)$$

de manera que:

$$W_{fi} = W_{if} \quad (41)$$

y la emisión estimulada de un fotón es el proceso contrario a la absorción estimulada de un fotón. Sin embargo, el equilibrio térmico entre la radiación electromagnética y el material requiere de la consideración de la emisión espontánea definida por el coeficiente A de Einstein:

$$A_{fi} = W_{fi} \quad (42)$$

El ritmo total de emisión de fotones a partir de moléculas es:

$$W_{fi} = B_{fi} \rho + A_{fi} \quad (43)$$

Si hay N_i moléculas en el estado i y N_f moléculas en el estado f , el ritmo total de absorción es $N_i W_{if}$ y el ritmo total de emisión es $N_f W_{fi}$. En el equilibrio estos ritmos se igualan:

$$N_f (A_{fi} + B_{fi} \rho) = N_i B_{if} \rho \quad (44)$$

En el equilibrio térmico

$$\frac{N_i}{N_f} = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (45)$$

que es la distribución de Boltzmann, donde k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. Se deduce entonces que la densidad de estados es:

$$\rho = \left(\frac{A_{fi}}{B_{fi}}\right) \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1\right)^{-1} \quad (46)$$

Sin embargo, la distribución no corregida de Planck de la densidad de estados como:

$$\rho = \frac{h\nu^3}{\pi^2 c^3} \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1\right)^{-1} \quad (47)$$

El resultado (47) se deduce al asumir que:

$$\frac{dN}{V} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \quad (48)$$

de manera que el infinitésimo de energía es:

$$\frac{dU}{V} = \langle E \rangle \frac{dN}{V} \quad (49)$$

donde:

$$\langle E \rangle = \hbar \omega \left(\exp\left(\frac{\hbar \omega}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (50)$$

es la energía media del oscilador de Planck, como en documentos inmediatamente precedentes acerca de los efectos de Evens / Morris.

De manera que:

$$\frac{dU}{V} = \frac{\hbar \omega^3 d\omega}{\pi^2 c^3 (e^y - 1)} \quad (51)$$

donde:

$$y = \frac{\hbar \omega}{kT} \quad (52)$$

y:

$$S = \frac{1}{V} \frac{dU}{d\omega} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} (e^y - 1)^{-1} \quad (53)$$

que es la Ec. (47).

Sin embargo, tal como se demostró en el documento UFT291, la correcta Ec.

(48) es:

$$\frac{dN}{V} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega + \frac{\omega}{\pi^2 c^3} (d\omega)^2 + \frac{(d\omega)^3}{3\pi^2 c^3} = \frac{10}{3} \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \quad (54)$$

de manera que ρ se corrige a:

$$S = \frac{10\hbar\omega^3}{3\pi^2c^3} (e^y - 1)^{-1} \quad (55)$$

y:

$$A_{fi} = \left(\frac{10\hbar\omega^3}{3\pi^2c^3} \right) B_{fi} \quad (56)$$

Por lo tanto, el ritmo total de emisión de fotones es:

$$W_{fi} = B_{fi} \left(S + \frac{10\hbar\omega^3}{3\pi^2c^3} \right) \quad (57)$$

y aumenta rápidamente con la frecuencia. En el proceso de emisión de radiación desde moléculas, el haz electromagnético gana energía a medida que pasa a través de la muestra, de manera que cambia el signo de la Ec. (22). La energía total se conserva y la energía perdida por las moléculas a través de la pérdida de fotones resulta en una ganancia de energía electromagnética o energía de radiación. De manera que:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{u(\omega)}{V} \hbar\omega B_{fi} \left(S + \frac{10\hbar\omega^3}{3\pi^2c^3} \right) \quad (58)$$

A partir de las Ecs. (30) y (58):

$$\frac{dI}{d\lambda} = \frac{u(\omega)}{V} \hbar\omega B_{fi} \left(S + \frac{10\hbar\omega^3}{3\pi^2c^3} \right) \quad (59)$$

A partir de las Ecs. (55) y (59):

$$\frac{10\hbar\omega^3}{3\pi^2c^3} = S (e^y - 1) \quad (60)$$

de manera que:

$$\frac{dI}{d\lambda} = \frac{u(\omega)}{V} \frac{\hbar\omega}{c} B_{fi} \exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) I \quad (61)$$

y:

$$\frac{dI}{I} = \alpha_e dl \quad (62)$$

donde el coeficiente de emisión de energía es:

$$\alpha_e = \frac{n(w)}{V} \frac{h\nu}{c} D_{fi} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (63)$$

A partir de las Ecs. (34), (41) y (63):

$$\alpha_e = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \alpha(w). \quad (64)$$

A partir de las Ecs. (45) y (64):

$$\alpha_e = \left(\frac{N_i}{N_f}\right) \alpha(w) \quad (65)$$

y la ley de emisión de Beer Lambert es:

$$I = I_0 \exp(\alpha_e l). \quad (66)$$

A partir de las Ecs. (5) y (66):

$$f = \int_0^l \exp(\alpha_e l) \quad (67)$$

es decir, a partir de la Ec. (55):

$$\left(\frac{w}{w_0}\right)^3 \left(\frac{e^y - 1}{e^y - 1}\right) = \exp(\alpha_e l),$$
$$y_0 = \frac{h\nu w_0}{kT}, \quad y = \frac{h\nu w}{kT}. \quad (68)$$
$$(69)$$

Si:

$$\hbar\omega \ll kT \quad (70)$$

y

$$\hbar\omega_0 \ll kT \quad (71)$$

entonces:

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^z = \exp(\alpha e l) \quad (72)$$

es decir:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \exp\left(\frac{\alpha e l}{2}\right) \quad (73)$$

donde:

$$\alpha e = \alpha(\omega) \exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) = \frac{N_i}{N_f} \alpha(\omega). \quad (74)$$

Este es el corrimiento hacia el azul de Evans / Morris, Q. E. D.

Con las mismas aproximaciones, el corrimiento al rojo de Evans / Morris es:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \exp\left(-\frac{\alpha(\omega)l}{2}\right), \quad (75)$$

De manera que los dos tipos de desplazamiento se encuentran estrechamente relacionados.

3. Análisis numérico y discusión.

La densidad de energía viene dada por la Ec.(51):

$$\frac{dU}{V} = \frac{h w^3}{\pi^2 c^3} \frac{dw}{\exp\left(\frac{hw}{kT}\right) - 1} \quad (76)$$

Evaluación de la integral con la abreviatura

$$a = \frac{h}{kT} \quad (77)$$

conduce a

$$\int \frac{w^3}{e^{aw} - 1} dw \quad (78)$$

$$= \frac{6}{a^4} \left(\text{li}_4(e^{aw}) - aw \text{li}_3(e^{aw}) + \frac{a^2 w^2 \text{li}_2(e^{aw})}{2} + \frac{a^3 w^3 \log(1 - e^{-aw})}{6} \right) - \frac{w^4}{4}$$

donde $\text{li}_n(x)$ son las funciones polilogarítmicas de orden n para un argumento complejo x . A partir de este resultado no puede verse que un resultado sencillo y de valor real surge para la integral definida

$$\int_0^{\infty} \frac{w^3}{e^{aw} - 1} dw \quad (79)$$

porque las funciones polilogarítmicas no convergen a cero para argumentos muy grandes. En vez de investigar más la Ec.(78) introducimos la sustitución

$$y = \frac{hw}{kT} \quad (80)$$

lo cual conduce a

$$\int \frac{\omega^3}{e^{\beta\omega} - 1} d\omega = \left(\frac{kT}{\hbar}\right)^4 \int \frac{y^4}{e^y - 1} dy \quad (81)$$

La integral sobre todo el rango de frecuencias es independiente de la temperatura y puede evaluarse como una constante general. Se denomina integral de Bose Einstein con valor

$$\int_0^{\infty} \frac{y^3}{e^y - 1} dy = \frac{\pi^4}{15} \approx 6.49. \quad (82)$$

El factor da la dependencia respecto de T^4 de la distribución de Planck. En casos en los que el rango de frecuencias se ve restringido sería interesante en vez la evaluación de

$$\int_{y(\omega_1)}^{y(\omega_2)} \frac{y^3}{e^y - 1} dy \quad (83)$$

en el rango de frecuencias entre ω_1 y ω_2 que conduce a valores más pequeños que deben de determinarse numéricamente. Para dar una impresión de los efectos evaluamos numéricamente la integral (82) como una función del límite superior:

$$f(y_2) := \int_0^{y_2} \frac{y^3}{e^y - 1} dy \quad (84)$$

El resultado se muestra en la Fig. 1. Las frecuencias en el eje y_2 dependen de la temperatura y deben de determinarse a partir de la Ec.(80). La función integral converge a 6.49 para grandes valores de y_2 , como era de esperarse. Los valores integrales para un intervalo de frecuencias $[\omega_1, \omega_2]$ puede computarse sencillamente mediante la diferencia $f(y_2) - f(y_1)$.

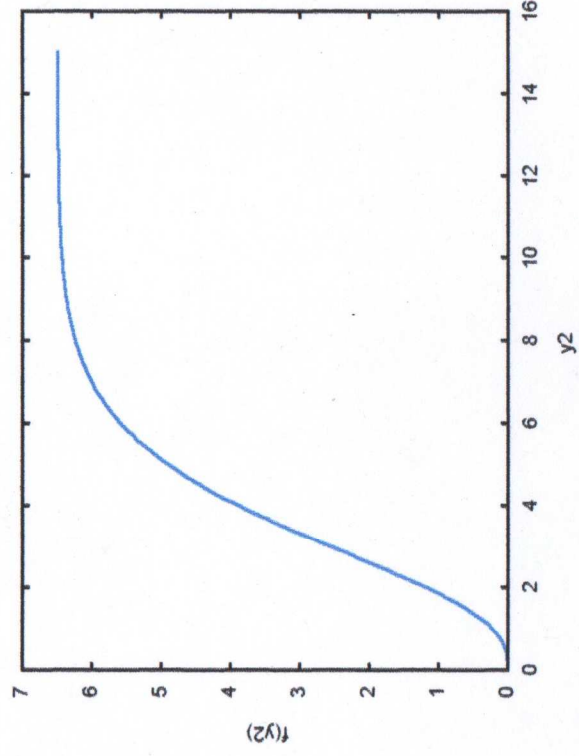


Figura 1: Representación gráfica de la función integral (84).

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por las publicaciones en red, a Alex Hill por las traducciones y las 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, "The Principles of ECE Theory" (de libre acceso en el portal www.aias.us como los documentos UFT281 a UFT288, en prep., y format de libro, traducido al castellano por Alex Hill de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [2] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem. (de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [3] M. W. Evans , Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International Science Publishing, CISP, www.cisp-publishing.com, 2012 , 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" (CISP 2010 y 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, 2005 a 2011 y de libre acceso en el portal www.aias.us) 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, traducido al castellano por Alex Hill, de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [7] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001, de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [8] M. W. Evans y S.Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, 1992, 1993, 1997, 2001, parcialmente de libre acceso en el portal www.aias.us) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [9] M. W. Evans y J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002 y de libre acceso en el portal www.aias.us) en diez volúmenes, cinco volúmenes con encuadernación dura y cinco con encuadernación blanda.
- [10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994, parcialmente de libre acceso en el portal www.aias.us).