

Aplicaciones de la *teoría m* cuántica relativista: Las correcciones radiativas.

por

M. W. Evans y H. Eckardt
Civil List y AIAS / UPITEC.

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se emplea la *teoría m* cuántica relativista para calcular y computar las correcciones radiativas, ejemplificadas por el factor anómalo g del electrón y el corrimiento de Lamb en el hidrógeno atómico. De esta manera, se muestra que las conocidas correcciones radiativas son el resultado del espacio m , el espacio con simetría esférica más general. Las correcciones radiativas pueden expresarse en términos del parámetro m de este espacio, y mostrar que hay energía disponible en el espacio m .

Palabras clave: teoría de campo unificado ECE, teoría m , correcciones radiativas.

1. Introducción.

En reciente documentos de esta serie [1-41] se ha desarrollado la *teoría m* en mecánica clásica y cuántica. Esto significa que la mecánica clásica y cuántica se han desarrollado en el espacio con simetría esférica más general, caracterizado por la función *m*. En el documento precedente, UFT428, la *teoría m* cuántica relativista se utilizó para mostrar que las correcciones radiativas pueden describirse mediante la naturaleza del espacio *m*. En la Sección 2, se consideran al factor anómalo *g* del electrón y el corrimiento de Lamb en el contexto de la *teoría m* cuántica relativista. Se muestra que el factor *g* del electrón es el resultado de una dada función *m*, y que la interacción de la órbita de espín en *teoría m* cuántica relativista sufre cambios en detalle por parte de la función *m*.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados en las Notas de Acompañamiento UFT429, publicadas en el portal www.aias.us. Las Notas 429(1) y 429(2) desarrollan métodos de cálculo del factor *g* del electrón, y desarrollan la teoría de la partícula en el vacío ofrecida inicialmente en el documento UFT338, dando la *teoría m* de la masa del universo. La Nota 429(3) desarrolla la *teoría m* cuántica relativista de la interacción de órbita de espín, mostrando que el espacio *m* cambia los niveles de energía de la órbita de espín de la ecuación de Dirac, generando la posibilidad de un corrimiento de Lamb. Con absoluta consistencia interna, ésta última ya se ha deducido empleando la conexión de espín de la teoría ECE2.

La Sección 3 es un análisis computacional y gráfico, utilizando las funciones de onda hidrogenicas en primera aproximación. Se computan los valores esperados con la función *m*.

2. Cálculo de las correcciones radiativas.

Tal como se mostró en completo detalle en la Nota 429(1), el factor *g* del electrón en la teoría de Dirac es exactamente igual a dos, y se calcula a partir del hamiltoniano de Zeeman:

$$\hat{H}_Z \psi = \frac{ie\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \sigma \cdot \underline{A} \psi + \dots \quad (1)$$

Aquí, ψ es la función de onda, $-e$ es la carga del electrón, m es la masa del electron, \hbar es la constante reducida de Planck y \underline{A} es el potencial vectorial. Dirac definió el campo magnético mediante:

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A}, \quad (2)$$

En esta teoría el magnetón de Bohr se define mediante:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} \quad (3)$$

y el momento angular de espín mediante:

$$\underline{S} = \frac{\hbar}{2} \underline{\sigma} \quad (4)$$

con la propiedad:

$$\underline{S} \psi = m_s \hbar \psi. \quad (5)$$

Se deduce entonces que:

$$\underline{H}_2 \psi = 2 g \frac{\hbar}{2} m_s \psi \quad (6)$$

y el factor g del electrón es el factor dos que aparece en la conocida ecuación.

En teoría cuántica relativista, el hamiltoniano (1) cambia a:

$$\underline{H}_2 \psi = \frac{ie\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \frac{1}{m(r)^{1/2}} \underline{\sigma} \cdot \underline{A} \psi + \dots \quad (7)$$

donde $m(r)$ es la función m del espacio m . En general, m es una función de r . Utilizando el Teorema de Leibnitz:

$$\underline{H}_2 \psi = \frac{ie\hbar}{2m} \left(\frac{1}{m(r)^{1/2}} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \underline{\sigma} \cdot \underline{A} + \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \left(\frac{1}{m(r)^{1/2}} \right) \underline{\sigma} \cdot \underline{A} \right) \psi + \dots \quad (8)$$

y empleando el álgebra de Pauli:

$$\underline{\sigma} \cdot \underline{B} \underline{\sigma} \cdot \underline{A} = \underline{B} \cdot \underline{A} + i \underline{\sigma} \cdot \underline{B} \times \underline{A} \quad (9)$$

la parte real y física del hamiltoniano es:

$$\begin{aligned} \underline{H}_2 \psi &= \frac{e\hbar}{2m m(r)^{1/2}} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \times \underline{A} \psi - \frac{e\hbar}{2m} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \left(\frac{1}{m(r)^{1/2}} \right) \times \underline{A} \psi \\ &= - \left(\frac{2}{m(r)^{1/2}} \right) \left(\frac{e\hbar}{2m} \right) m_s \underline{B}_z \psi - 2 \left(\frac{e}{2m} \right) \underline{S} \cdot \underline{\nabla} \left(\frac{1}{m(r)^{1/2}} \right) \times \underline{A} \psi \end{aligned} \quad (10)$$

Por lo tanto, el factor g anómalo del electrón es:

$$g = \frac{2}{m(r)^{1/2}} \quad (11)$$

Experimentalmente:

$$g = 2.002319314 \quad (12)$$

de manera que:

$$m(r) = 0.99942068 \quad (13)$$

La teoría m cuántica relativista da el factor g del electrón con cualquier exactitud que se requiera. Se observa que $m(r)$ se encuentra muy cerca de la unidad, de manera que el espacio se aproxima al espacio-tiempo de Minkowski, en donde se desarrolló la teoría del electrón de Dirac.

La teoría del factor g anómalo también puede desarrollarse siguiendo los métodos del documento UFT338, en donde se infirió la partícula de vacío de la teoría ECE2. Tal como se muestra en la Nota 429(2), el hamiltoniano clásico de la teoría m en el marco (r_1, ϕ) es:

$$H = m(r_1) \gamma m c^2 + U \quad (14)$$

donde la energía total relativista es:

$$E = m(r_1) \gamma m c^2 \quad (15)$$

y donde γ es el factor de Lorentz generalizado de la teoría m . Aquí, U es la energía potencial.

En documentos inmediatamente precedentes se muestra que:

$$E^2 = m(r_1) (c^2 p_1^2 + m^2 c^4). \quad (16)$$

Se deduce, como en la Nota 429(2) que:

$$H = \frac{c^2 p_1^2}{E + m(r)^{1/2} m c^2} + m(r)^{1/2} (m c^2 + U_0) \quad (17)$$

donde

$$U_0 = - \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 r} \quad (18)$$

es la energía potencial debida a la interacción del electrón y el protón en el átomo de H.

Ahora desarrollamos la ecuación de energía de de Broglie / Einstein de UFT338 para el espacio m

$$E = m(r) \gamma mc^2 = \hbar \omega \quad (19)$$

Se deduce que:

$$\mathbb{H} = \frac{p^2}{m \left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} + m(r)^{1/2} \right)} + m(r)^{1/2} (mc^2 + U_0) \quad (20)$$

para:

$$m(r) = 1. \quad (21)$$

La Ec. (20) se reduce a la teoría de UFT338:

$$\mathbb{H} = \frac{p^2}{m \left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} + 1 \right)} + mc^2 + U_0 \quad (22)$$

Q. E. D.

En la base SU(2), la Ec. (20) es

$$\mathbb{H} = \frac{1}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{p} \frac{1}{\left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} + m(r)^{1/2} \right)} \underline{\sigma} \cdot \underline{p} + m(r)^{1/2} (mc^2 + U_0) \quad (23)$$

y en presencia de un campo magnético:

$$\mathbb{H} = \frac{1}{m} \underline{\sigma} \cdot (\underline{p} - e\underline{A}) \frac{1}{\left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} + m(r)^{1/2} \right)} \underline{\sigma} \cdot (\underline{p} - e\underline{A}) + m(r)^{1/2} (mc^2 + U_0) \quad (24)$$

En la cuantización se encuentra que:

$$\mathbb{H} \psi = -2 \frac{e}{m} \left(\frac{1}{\left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} + m(r)^{1/2} \right)} \right) \underline{S} \cdot \underline{B} \psi + \dots \quad (25)$$

como en la Nota 429(2). El factor g del electrón se define como:

$$H\psi = -g \frac{e}{2m} \underline{\Sigma} \cdot \underline{B} \psi. \quad (26)$$

De manera que, de las Ecs. (25) y (26):

$$\frac{g}{2} = \frac{2}{\left(\frac{\hbar\omega}{mc^2} + \mu(r)^{1/2}\right)} \quad (27)$$

y

$$g = \frac{4}{\frac{\hbar\omega}{mc^2} + \mu(r)^{1/2}} \quad (28)$$

En el límite:

$$\mu(r) = 1 \quad (29)$$

se deduce que:

$$g = \frac{4}{\frac{\hbar\omega}{mc^2} + 1} \quad (30)$$

y para el electrón en reposo:

$$\hbar\omega_0 = mc^2 \quad (31)$$

de manera que se deduce el factor g de Dirac como:

$$g = 2 \quad (32)$$

Q. E. D.

El factor g de Dirac constituye un límite de la teoría m .

Para el electrón en reposo con $m(r)$ finito:

$$g = \frac{4}{1 + \mu(r)^{1/2}} \quad (33)$$

y utilizando el factor g observado (12) se encuentra que:

$$\mu(r) = 0.99884 \quad (34)$$

que se encuentra cercano al valor de $m(r)$ dado en la Ec. (13).

El corrimiento de Lamb en el H atómico puede calcularse a partir de la órbita de espín hamiltoniana. En la teoría de Dirac (Nota 330(1)) esto viene dado por:

$$H\psi = \frac{1}{4m^2c^2} \underline{\sigma} \cdot \underline{p} U \underline{\sigma} \cdot \underline{p} \psi \quad (35)$$

y como se ha mostrado con todo detalle en la Nota 429(3), el hamiltoniano (35) da:

$$\begin{aligned} H\psi &= \frac{e^2}{8\pi c^2 \epsilon_0 m^2 r^3} \underline{S} \cdot \underline{L} \psi \\ &= \frac{e^2}{16\pi^2 c^2 \epsilon_0 m^2 r^3} (J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)) \psi \end{aligned} \quad (36)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío. El número cuántico J del momento angular total se define a través de la serie de Clebsch Gordan:

$$L-S, \dots, L+S.$$

El valor esperado de H se evalúa con:

$$\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle = \int \psi^* \frac{1}{r^3} \psi d\tau = \left(\frac{Z}{a_0} \right)^3 \frac{1}{n^3 L(L+\frac{1}{2})(L+1)} \quad (37)$$

donde a_0 es el radio de Bohr, y en H atómico:

$$Z = 1 \quad (38)$$

Aquí, n es el número cuántico principal. De manera que los niveles de energía del H atómico vienen dados por:

$$\langle H_{S_0} \rangle = \frac{e^2 \hbar^2}{16\pi^2 c^2 \epsilon_0 m a_0^3} \left(\frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{n^3 L(L+\frac{1}{2})(L+1)} \right) \quad (39)$$

donde:

$$J = L-S, \dots, L+S \quad (40)$$

en donde L es el número cuántico del momento angular orbital, y S es el número cuántico del momento angular de espín.

En esta teoría de Dirac es bien sabido que no hay corrimiento de Lamb, y no hay diferencia entre la energía de $^2p_{1/2}$ y $^2s_{1/2}$, lo cual contradice los resultados experimentales.

En teoría m denotamos:

$$U_1 = \frac{U}{m(r)^{1/2}} \quad (41)$$

de manera que la parte real del hamiltoniano relevante es:

$$\text{Re } H_{s_0} \psi = \frac{e^2 \hbar}{4m^2 c^2} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} U_1 \times \underline{p} \psi \quad (42)$$

Utilizando el teorema de Leibnitz:

$$\underline{\nabla} U_1 = \underline{\nabla} \left(\frac{U}{m(r)^{1/2}} \right) = \frac{1}{m(r)^{1/2}} \underline{\nabla} U + U \underline{\nabla} \left(\frac{1}{m(r)^{1/2}} \right) \quad (43)$$

y se deduce que:

$$\text{Re } H_{s_0} \psi = \frac{e^2 \hbar}{16\pi \epsilon_0 m^2 c^2 r^3 m(r)^{1/2}} \underline{\sigma} \cdot \underline{L} \psi + \frac{e^2 \hbar}{4m^2 c^2} U \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \left(\frac{1}{m(r)^{1/2}} \right) \times \underline{p} \psi \quad (44)$$

Por lo tanto, los niveles de energía del átomo de H son:

$$\langle H_{s_0} \rangle = \frac{e^2 (J(J+1) - L(L+1) - S(S+1))}{16\pi c^2 \epsilon_0 m^2} \left\langle \frac{1}{r^3 m(r)^{1/2}} \right\rangle + \dots \quad (45)$$

donde

$$\left\langle \frac{1}{r^3 m(r)^{1/2}} \right\rangle = \int \psi^* \frac{1}{r^3 m(r)^{1/2}} \psi d\tau \quad (46)$$

La aparición de $m(r)^{1/2}$ en el valor esperado, la Ec. (46), podría ya resultar suficiente para dar el valor del corrimiento de Lamb y elevar la degeneración de $^2p_{1/2}$ y $^2s_{1/2}$. Si no es así, pueden utilizarse términos adicionales en la Ec.(44).

3. Análisis gráfico y computacional.

En esta Sección, se trata el factor g anómalo electrónico y el corrimiento de Lamb. Hay dos formas de determinar una función m efectiva a partir del factor g . De acuerdo con la Ec. (11) de la Sección 2, a partir del hamiltoniano de Dirac se obtiene: $m(r)^{1/2}$

$$g = \frac{2}{m(r)^{1/2}} \quad (47)$$

Con el valor experimental de:

$$g = 2.002319304 \quad (48)$$

Obtenemos la función m constante

$$m(r) = \left(\frac{2}{g} \right)^2 = 0.997684724. \quad (49)$$

Alternativamente, la ecuación de energía de de Broglie/Einstein (19) conduce a la expresión de la Ec. (33):

$$g = \frac{4}{1+m(r)^{1/2}} \quad (50)$$

ó

$$m(r) = \left(\frac{4}{g} - 1 \right)^2 \quad (51)$$

Ambos valores son muy similares, y difieren por sólo 0.2%.

El corrimiento de Lamb del hidrógeno atómico se computa de acuerdo con el método descrito en UFT 428-3. Se evalúa la energía electrónica total con las funciones de onda conocidas del hidrógeno. La teoría m requiere una solución numérica para las integrales radiales, porque el factor $m(r)^{1/2}$ aparece en las integrales. En la teoría de Dirac relativista, los niveles p , d , etc. están partidos por la interacción espín-órbita. Sin embargo, resta una degeneración de los niveles $2S_{1/2}$ y $2P_{1/2}$, por ejemplo como puede verse a partir del diagrama de energía en la Fig. 1. Esta degeneración se elimina mediante “correcciones radiativas”. No queda claro, a partir de la literatura, si el nivel $2P_{1/2}$ yace por encima o por debajo del nivel $2S_{1/2}$. Se requiere la determinación de niveles de energía, mientras que los datos espectroscópicos producen sólo diferencias entre los niveles involucrados en las transiciones. Aquí suponemos que el nivel $2S_{1/2}$ se eleva, mientras que el nivel $2P_{1/2}$ no lo hace, tal como lo sugiere la Fig. 1. Entonces se vuelve aplicable el método presentado en UFT 428-3. Calculamos el nivel de energía de $2S_{1/2}$ mediante el empleo de la función m modelo

$$m(r) = 2 - \exp \left(\log(2) \exp \left(-\frac{r}{R} \right) \right) \quad (52)$$

con un parámetro ajustable R . La función m se desvía significativamente de la unidad sólo para valores de $r < R$. La elevación resultante del nivel $2S_{1/2}$ en función de R se graficó en la Fig. 2. R viene dado en radios de Bohr (unidades atómicas). Puede observarse que para $R \approx 0.0009$ se logra obtener el valor de corrimiento de Lamb de $4.372 \cdot 10^{-6}$ eV. El radio del protón es $r_p \approx 0.85 \cdot 10^{-11}$ m, que equivale a $1.6 \cdot 10^{-5}$ en unidades atómicas. Por lo tanto, tenemos

$$\frac{R}{r_p} \approx 56. \quad (53)$$

Esto significa que las funciones m comienzan a desviarse de la unidad a aproximadamente 50 radios del núcleo del átomo de hidrógeno. Esta es la región en la que el espacio de Minkowski se distorsiona por la función m . Al radio del protón, m es casi igual a cero. Esto debiera de tener un impacto masivo sobre la estructura nuclear. Según la Ec. (77) de UFT 428-3, la energía de la segunda capa del hidrógeno puede describirse mediante una función constante $m(r) = x$:

$$E_{n=2} = \frac{1}{8\sqrt{x}} - \frac{\sqrt{x}}{4} \quad (54)$$

La partición del corrimiento de Lamb, ΔE_L , puede expresarse mediante

$$\begin{aligned} \Delta E_L &= E_{n=2}(x) - E_{n=2}(x=1) \\ &= \frac{1}{8\sqrt{x}} - \frac{\sqrt{x}}{4} - \left(\frac{1}{8} - \frac{1}{4}\right). \end{aligned} \quad (55)$$

Esto da una ecuación cuadrática para x , con la solución física

$$x = 0.99999914310. \quad (56)$$

Suponiendo una $m(r)$ constante requiere un valor de desviación de la unidad sólo en el séptimo decimal.

El corrimiento de Lamb no puede computarse directamente a partir de hamiltoniano de espín-órbita (45) por el siguiente motivo. Para el nivel $2P_{1/2}$ los números cuánticos son $L = 0$, $S = 1/2$, que conduce a $J = L + S = 1/2$. Insertando esto en el factor de número cuántico de la Ec. (45) da

$$J(J+1) - L(L+1) - S(S+1) = 0. \quad (57)$$

Por lo tanto, no hay corrimiento por $\langle H_{so} \rangle$, hay una contribución para el término $2P_{3/2}$. Lo que puede hacerse con las funciones de onda radiales no relativistas es evaluar el término $2P_{3/2}$ a fin de ver cómo se ve impactado este nivel por la teoría m. La suma de más arriba de números cuánticos da 1 para $L=1$, $S=1/2$ de manera que la Ec. (45) en unidades atómicas se expresa como

$$\langle H_{so} \rangle = \frac{1}{4c^2} \left\langle \frac{1}{r^3 m(r)^{\frac{1}{2}}} \right\rangle \quad (58)$$

con $c = 1/\alpha$, donde α es la constante de estructura fina. Evaluando numéricamente la ecuación anterior da la partición espín-órbita del nivel P , tal como se expresa en la Fig. 3. Tal como puede observarse a partir de la Fig. 1, la partición es mucho más ancha que el corrimiento de Lamb. El valor experimental es $4.5 \cdot 10^{-5}$ eV, que es mayor por un factor de 3 respecto de los valores computados. La razón podría ser que utilizamos funciones de onda no relativistas en los cálculos.

El impacto de la función m sobre la partición es pequeña, y se ubica en el séptimo lugar decimal, comparado con la partición misma. Este resultado es consistente con los resultados de UFT 428, donde hallamos que los niveles S se ven mucho más impactados por la función m que los niveles P y D . La razón es porque sólo las funciones de onda de tipo S se encuentran en un máximo en $r = 0$, mientras que las funciones de mayor momento angular desaparecen en esta posición. Dado que $m(r)$ se desvía de la unidad sólo cerca del centro, resulta consistente que las funciones de onda de tipo S se vean menos influidos por $m(r)$.

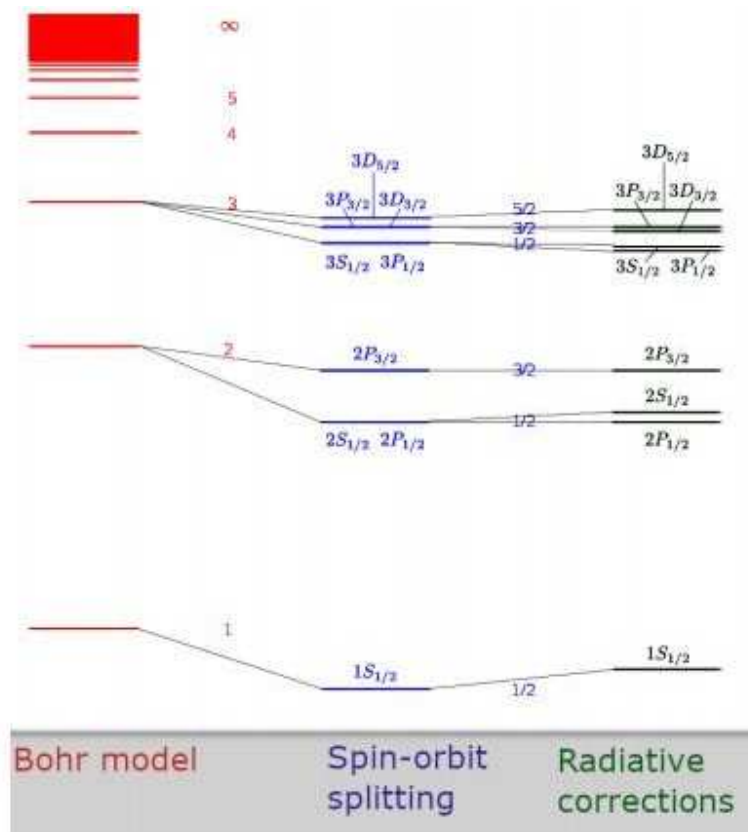


Figura 1: Niveles de energía de H con estructura fina y correcciones radiativas¹.

¹ fuente original :

https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/9/94/Wasserstoff_Aufspaltung.svg,
 Ellaire[CC BY-SA 3.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0>)

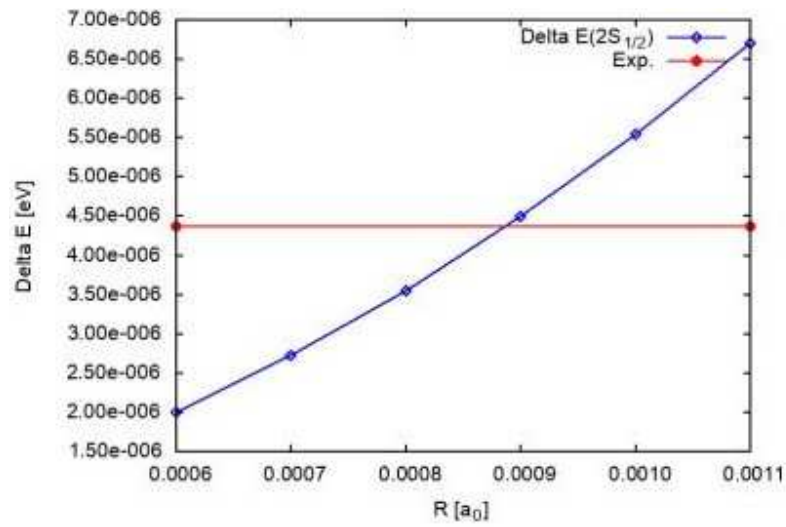


Figura 2: Corrimiento de Lamb del $2S_{1/2}$ hidrogenico en función del parámetro R de la función m .

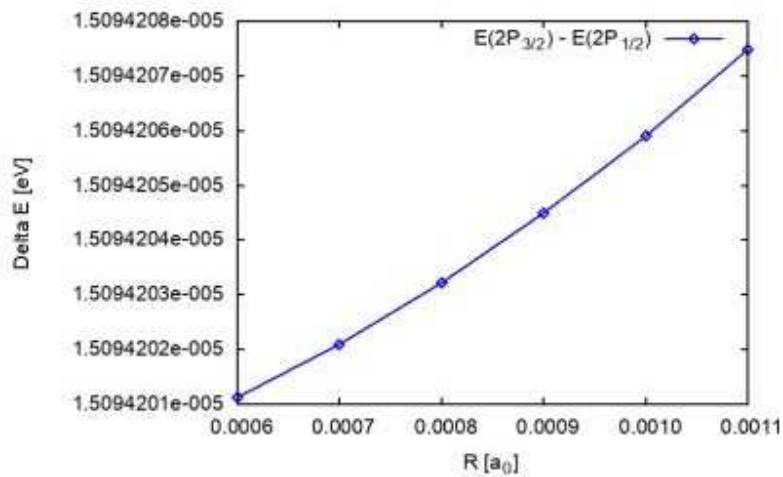


Figura 3: Partición de espín-órbita del nivel $2P$ hidrogenico en función del parámetro R de la función m .

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, CEO de Annexa Inc., por la publicación voluntaria, mantenimiento del portal y del programa de retroalimentación de visitas al mismo. Se agradece a Alex Hill por muchas traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire y Michael Jackson por lecturas y preparación de videos en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom, D. J. Crothers y U. E. Bruchholtz, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Dos” (ePubli, Berlín 2017).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Uno” (New Generation, Londres 2016, ePubli Berlín 2017).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (UFT301 en www.aias.us y Cambridge International 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 - 2011, en siete volúmenes con encuadernación blanda, de libre acceso en varios docs. UFT, portales combinados www.aias.us y www.upitec.org).
- [5] L. Felker, “Las Ecuaciones de Evans de la Teoría del Campo Unificado” (Abramis 2007, de libre acceso como UFT302, traducción castellana por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt, “El Modelo de Ingeniería ECE” (de libre acceso como UFT203, ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans, “Collected Scientometrics” (de libre acceso como UFT307, New Generation, Londres, 2015).
- [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 y 2001) en dos secciones y seis volúmenes, enc. dura y blanda y como libro electrónico.
- [10] M. W. Evans y J. - P. Vigié, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 1999) en cinco volúmenes, enc. dura y blanda, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [11] M. W. Evans, Ed. “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (Cambridge International Science Publishing, 2012, de libre acceso en los portales).
- [12] M. W. Evans, Ed., J. Foundations of Physics and Chemistry (Cambridge International Science Publishing).
- [13] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory (World Scientific 1974).
- [14] G. W. Robinson, S. Singh, S. B. Zhu y M. W. Evans, “Water in Biology, Chemistry and Physics” (World Scientific 1996).
- [15] W. T. Coffey, M. W. Evans, y P. Grigolini, “Molecular Diffusion and Spectra” (Wiley Interscience 1984).
- [16] M. W. Evans, G. J. Evans, W. T. Coffey y P. Grigolini”, “Molecular Dynamics and the Theory of Broad Band Spectroscopy (Wiley Interscience 1982).
- [17] M. W. Evans, “The Elementary Static Magnetic Field of the Photon”, *Physica B*, 182(3), 227-236 (1992).
- [18] M. W. Evans, “The Photon’s Magnetic Field: Optical NMR Spectroscopy” (World Scientific 1993).
- [19] M. W. Evans, “On the Experimental Measurement of the Photon’s Fundamental Static Magnetic Field Operator, $B^{(3)}$: the Optical Zeeman Effect in Atoms”, *Physica B*, 182(3), 237 - 143 (1982).
- [20] M. W. Evans, “Molecular Dynamics Simulation of Induced Anisotropy: I Equilibrium Properties”, *J. Chem. Phys.*, 76, 5473 - 5479 (1982).

- [21] M. W. Evans, "A Generally Covariant Wave Equation for Grand Unified Theory" *Found. Phys. Lett.*, 16, 513 - 547 (2003).
- [22] M. W. Evans, P. Grigolini y P. Pastori-Parravicini, Eds., "Memory Function Approaches to Stochastic Problems in Condensed Matter" (Wiley Interscience, reimpresso 2009).
- [23] M. W. Evans, "New Phenomenon of the Molecular Liquid State: Interaction of Rotation and Translation", *Phys. Rev. Lett.*, 50, 371, (1983).
- [24] M. W. Evans, "Optical Phase Conjugation in Nuclear Magnetic Resonance: Laser NMR Spectroscopy", *J. Phys. Chem.*, 95, 2256-2260 (1991).
- [25] M. W. Evans, "New Field induced Axial and Circular Birefringence Effects" *Phys. Rev. Lett.*, 64, 2909 (1990).
- [26] M. W. Evans, J. - P. Vigié, S. Roy y S. Jeffers, "Non Abelian Electrodynamics", "Enigmatic Photon Volume 5" (Kluwer, 1999)
- [27] M. W. Evans, replica a L. D. Barron "Charge Conjugation and the Non Existence of the Photon's Static Magnetic Field" , *Physica B*, 190, 310-313 (1993).
- [28] M. W. Evans, "A Generally Covariant Field Equation for Gravitation and Electromagnetism" *Found. Phys. Lett.*, 16, 369 - 378 (2003).
- [29] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Combined Shear and Elongational Flow by Non Equilibrium Electrodynamics", *Mol. Phys.*, 69, 241 - 263 (1988).
- [30] Ref. (22), impression de 1985.
- [31] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Correlation Functions in Couette Flow from Group Theory and Molecular Dynamics", *Mol. Phys.*, 65, 1441 - 1453 (1988).
- [32] M. W. Evans, M. Davies y I. Larkin, Molecular Motion and Molecular Interaction in the Nematic and Isotropic Phases of a Liquid Crystal Compound", *J. Chem. Soc. Faraday II*, 69, 1011-1022 (1973).
- [33] M. W. Evans y H. Eckardt, "Spin Connection Resonance in Magnetic Motors", *Physica B*, 400, 175 - 179 (2007).
- [34] M. W. Evans, "Three Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Lett. A*, 134, 409 - 412 (1989).
- [35] M. W. Evans, "On the Symmetry and Molecular Dynamical Origin of Magneto Chiral Dichroism: "Spin Chiral Dichroism in Absolute Asymmetric Synthesis" *Chem. Phys. Lett.*, 152, 33 - 38 (1988).
- [36] M. W. Evans, "Spin Connection Resonance in Gravitational General Relativity", *Acta Physica Polonica*, 38, 2211 (2007).
- [37] M. W. Evans, "Computer Simulation of Liquid Anisotropy, III. Dispersion of the Induced Birefringence with a Strong Alternating Field", *J. Chem. Phys.*, 77, 4632-4635 (1982).
- [38] M. W. Evans, "The Objective Laws of Classical Electrodynamics, the Effect of Gravitation on Electromagnetism" *J. New Energy Special Issue* (2006).
- [39] M. W. Evans, G. C. Lie y E. Clementi, "Molecular Dynamics Simulation of Water from 10 K to 1273 K", *J. Chem. Phys.*, 88, 5157 (1988).
- [40] M. W. Evans, "The Interaction of Three Fields in ECE Theory: the Inverse Faraday Effect" *Physica B*, 403, 517 (2008).
- [41] M. W. Evans, "Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Rev.*, 39, 6041 (1989).