ECE2: Evaluación de la Mecánica Cuántica Relativista mediante Resonancia de Espín Electrónico (RSE).

por

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

(www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.upitec.org, www.atomicprecision.com
www.e3tm.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se muestra que la rigurosa mecánica cuántica relativista desarrollada en la serie de documentos precedente puede evaluarse directamente mediante resonancia de espín electrónico. Se incluyen dos ejemplos, un rayo electrónico relativista y el efecto anómalo de Zeeman en átomos y moléculas. Por lo tanto, la mecánica cuántica relativista puede evaluarse a un nivel fundacional mediante el empleo de resonancia de espín electronico, una prueba crítica de la solución convencional de la ecuación de Dirac.

Palabras clave: teoría ECE2, mecánica cuántica relativista rigurosa, REE, rayo electrónico, efecto anómalo de Zeeman.

1. Introducción.

En la colección de documentos inmediatamente precedentes en esta serie [1-12] se ha demostrado que un enfoque riguroso de la mecánica cuántica relativista conduce a varias novedosas e importantes inferencias a un nivel fundacional. Se ha demostrado que la aproximación habitual utilizada en la solución de la ecuación de Dirac trae como resultado la desaparición del hamiltoniano clásico, lo cual constituye un resultado sin sentido físico. Por lo tanto, los resultados precisos proclamados respecto de la ecuación de Dirac se basan en una aproximación sin sentido físico. Estos resultados son bien conocidos: el factor de Thomas, el factor g del electrón, el efecto anómalo de Zeeman, la estructura fina de la órbita de espín, la resonancia de espín electrónico (REE) y la resonancia magnética nuclear (RMN). La solución rigurosa conduce a cuatro clases de hamiltonianos, como ya se comentó en documentos inmediatamente previos. Cada clase de hamiltoniano conduce hacia diferentes detalles espectrales, dependiendo del empleo subjetivo que se haga de operador, función y valor esperado. Se concluye que la mecánica cuántica relativista no es objetiva. Las ecuaciones relevantes pueden deducirse a partir de la geometría de Cartan en el marco de una teoría del campo unificado rigurosamente objetiva, pero una vez reducidas las ecuaciones a partir de la geometría, su solución se torna subjetiva. En este documento se demuestra que la resonancia de espín electrónico puede utilizarse para investigar los diferentes tipos de espectros predichos a partir de las soluciones rigurosas. El método se ejemplifica mediante un rayo de electrones relativista y el efecto anómalo de Zeeman en átomos y moléculas.

Como de costumbre, este documento constituye un resumen de los cálculos detallados que se incluyen en las Notas de Acompañamiento (Notas para el UFT334 en el portal www.aias.us). La Nota 334(1) incluye detalles acerca de la teoría del efecto anómalo de Zeeman corregidos con el hamiltoniano clase uno mencionado en el documento UFT333, publicado en el portal www.aias.us. La Nota 334(2) corrige el efecto anómalo de Zeeman mediante el hamiltoniano de clase uno. La Nota UFT334(3) calcula la frecuencia de resonancia del espín electrónico en un rayo de electrones relativista corregido con el hamiltoniano de clase uno, y la Nota UFT334(4) calcula las frecuencias de resonancia de espín electrónico del efecto anómalo de Zeeman corregidos con el hamiltoniano de clase uno. Estas notas se resumen en la Sección 2.

2. Método de REE para la evaluación del hamiltoniano riguroso.

Consideremos el hamiltoniano de clase uno del documento UFT333:

$$H = \frac{1}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \frac{\gamma^2}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \tag{1}$$

donde m es la masa de la partícula, $\underline{p}_0$ es su momento lineal clásico y donde el factor de Lorentz es:

$$\gamma = \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2}\right)^{-1/2} \tag{2}$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío. En presencia de un campo magnético:

$$\underline{p}_0 \longrightarrow \underline{p}_0 - e\underline{A} \tag{3}$$

donde - e es la carga en el electrón y $\underline{A}$ ese potencial vectorial, definido en la teoría ECE2 a través de la geometría, como en el documento UFT318. En la base O(3) el hamiltoniano (1) deviene:

$$H = \frac{1}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right)\left(\underline{p}_0 - e\underline{A}\right)\cdot\left(\underline{p}_0 - e\underline{A}\right). \tag{4}$$

El potencial vectorial puede expresarse como:

$$\underline{A} = \frac{1}{2}\underline{B}\times\underline{r} \tag{5}$$

para una densidad de flujo magnético uniforme $\underline{B}$, donde $\underline{r}$ es el vector posición. Mediante álgebra vectorial:

$$\underline{B}\times\underline{r}\cdot\underline{p}_0 = \underline{r}\times\underline{p}_0\cdot\underline{B} = \underline{L}\cdot\underline{B} \tag{6}$$

donde el momento angular orbital es:

$$\underline{L} = \underline{r}\times\underline{p}_0 . \tag{7}$$

El término del momento angular orbital en el hamiltoniano es:

$$H = -\frac{e}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right)\underline{L}\cdot\underline{B} + \ldots \tag{8}$$

y el efecto Zeeman se modifica a:

$$H\psi = -\frac{e}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right)L_Z B_Z \psi \tag{9}$$

Tal como se describe en la Nota 334(1), los niveles de energía en el átomo de H se modifican en esta teoría rigurosa a:

$$E_H = -\frac{1}{2}mc^2\left(\frac{\alpha}{n}\right)^2 - \left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right)\frac{e\hbar}{m}\, m_L B_Z \tag{10}$$

donde α es la constante de estructura fina y n es el número cuántico principal. En esta ecuación:

$$m_L = -L, \ldots, L \tag{11}$$

y $\hbar$ es la constante reducida de Planck. La densidad de flujo magnético se alínea según el eje Z. El efecto Zeeman habitual se recupera en el límite no relativista:

$$\frac{\gamma^2}{1+\gamma} \longrightarrow \frac{1}{2} \qquad (12)$$

cuando $v_0 << c$, y donde $\underline{v}_0$ es la velocidad clásica no relativista.

Las reglas de transición en la Ec. (10) son:

$$\Delta n = \text{cualquiera}, \ \Delta L = 1, \ \Delta m_L = 0, \pm 1 \qquad (13)$$

En esta ecuación:

$$\frac{\gamma^2}{1+\gamma} = \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2c^2} + \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2c^2}\right)^{1/2}\right)^{-1} \qquad (14)$$

de manera que si se considera a p_0^2 como una función, el efecto Zeeman usual sufre un corrimiento. Sin embargo si se utilizan los valores esperados en el átomo de H:

$$\frac{p_0^2}{m^2c^2} = \left\langle \frac{p_0^2}{m^2c^2} \right\rangle = \left(\frac{\alpha}{n}\right)^2 = \frac{5.3144 \times 10^{-5}}{n^2} \qquad (15)$$

los niveles de energía esperados devienen:

$$E_H = -\frac{1}{2} mc^2 \left(\frac{\alpha}{n}\right)^2 - \left(1 - \left(\frac{\alpha}{n}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{\alpha}{n}\right)^2\right)^{1/2}\right)^{-1} \frac{e\hbar}{m} m_L B_Z \qquad (16)$$

y el espectro de Zeeman sufre una partición en una estructura hiperfina, tal como se mostró en documentos inmediatamente precedentes. No hay forma de saber cuál es la elección correcta, de manera que se requiere de un método experimental para investigar este problema fundamental. Este método, basado en la REE, se desarrolla en esta sección.

Primero debemos cuantizar el hamiltoniano (4) como sigue (ver Nota 334(2) para los detalles):

$$H\psi = \frac{ie\hbar}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right)\underline{\sigma}\cdot\underline{\nabla}\,\underline{\sigma}\cdot\underline{A}\,\psi + \ldots \tag{17}$$

de manera que:

$$\mathrm{Re}\, H\psi = -\frac{e\hbar}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right)\underline{\sigma}\cdot\underline{B} + \ldots \tag{18}$$

donde:

$$\underline{B} = \underline{\nabla}\times\underline{A}\,. \tag{19}$$

Definimos el conocido momento angular de espín mediante:

$$\underline{S} = \frac{\hbar}{2}\underline{\sigma} \tag{20}$$

para obtener el hamiltoniano riguroso del efecto anómalo de Zeeman:

$$H = -\frac{e}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right)\left(\underline{L} + 2\underline{S}\right)\cdot\underline{B}\,. \tag{21}$$

En el límite no relativista:

$$\frac{\gamma^2}{1+\gamma} \longrightarrow \frac{1}{2} \tag{22}$$

se reduce al conocido resultado [1-12]:

$$H \longrightarrow -\frac{e}{2m}\left(\underline{L} + 2\,\underline{S}\right)\cdot\underline{B} \tag{23}$$

La Ec. (21) puede expresarse [1-12] como:

$$H = -\frac{e}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right) g_J\, \underline{J}\cdot\underline{B} \tag{24}$$

donde el factor de Landé es:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \tag{25}$$

El número cuántico *J* de Sommerfeld es:

$$J = L + S, \ldots, |L - S| \tag{26}$$

con:

$$J_Z \psi = \hbar m_J \psi, \quad m_J = -J, \ldots, J \tag{27}$$

y:

$$J^2 \psi = \hbar^2 J(J+1)\psi. \tag{28}$$

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

$$E_H = -\frac{1}{2} mc^2 \left(\frac{\alpha}{n}\right)^2 - \frac{e\hbar}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right) g_J m_J B_Z \tag{29}$$

con reglas de selección:

$$\Delta J = 0, \pm 1; \; J = 0 \not\to J = 0$$
$$\Delta m_J = 0, \pm 1, \tag{30}$$
$$\Delta n = \text{cualquiera}$$

Nuevamente, no existe forma de saber si el factor relativista $\gamma^2/(1+\gamma)$ debiera de ser una función o un valor esperado. Esta pregunta puede contestarse sólo a través de datos experimentales, específicamente mediante resonancia de espín electrónico (REE).

Consideremos un rayo de electrones relativista en el que los electrones pueden acelerarse hasta alcanzar valores cercanos a la velocidad de la luz, y aplicamos una densidad de flujo magnético al rayo en el eje Z. En el límite no relativista de los electrones lentos, la parte real del hamiltoniano de interacción entre un electrón y el campo magnético externo es:

$$\mathrm{Re}\, H_{REE} \psi = -\frac{e}{m} S_Z B_Z \psi \tag{31}$$

donde:

$$S_Z \psi = m_S \hbar \psi \tag{32}$$

y

$$m_S = -S, \ldots, S = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}. \tag{33}$$

Utilizando la regla de transición:

$$\Delta m_S = 1 \tag{34}$$

para la absorción de radiación esto da origen a la conocida frecuencia de REE:

$$\omega_{REE} = \frac{e}{m} B_Z \tag{35}$$

Sin embargo, para electrones relativistas:

$$\mathrm{Re}\, H_{REE} \psi = -\frac{e\hbar}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right) \underline{\sigma} \cdot \underline{B} \psi = -\frac{2e}{m}\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right) \underline{S} \cdot \underline{B} \psi \tag{36}$$

y la frecuencia de resonancia REE de un rayo de electrones relativista es:

$$\omega_{REE} = 2\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right) \frac{e}{m} B_Z . \tag{37}$$

Esta frecuencia es directamente medible. En este caso, el factor relativista es siempre:

$$\frac{\gamma^2}{1+\gamma} = \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2c^2} + \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2c^2}\right)^{1/2}\right)^{-1}. \tag{38}$$

El momento medible a nivel experimental del electrón en el rayo de electrones es el momento relativista:

$$\underline{p} = \gamma \underline{p_0} \tag{39}$$

A partir del cual el p_0^2 no relativista del factor de Lorentz puede hallarse como sigue:

$$p_0^2 = p^2/\gamma^2 = p^2\left(1 - \frac{p_0^2}{m^2c^2}\right) \tag{40}$$

de manera que:

$$p_0^2 = p^2 \Big/ \left(1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}\right). \tag{41}$$

Por lo tanto, el experimento consiste en la medición de la frecuencia de REE de un rayo de electrones relativista junto con el momento lineal relativista del rayo mencionado. Esto proporciona una evaluación sencilla y directa de los fundamentos de la mecánica cuántica rigurosamente relativista.

También puede utilizarse la REE para evaluar la versión rigurosamente relativista de la Ec. (23), en donde:

$$H = -\frac{e}{2m}\left(\underline{L} + 2\underline{S}\right)\cdot\underline{B} = -\frac{e}{2m} g_J \underline{J}\cdot\underline{B} \tag{42}$$

$$\underline{J} = \underline{L} + \underline{S} \tag{43}$$

Por lo tanto, la parte de espín del hamiltoniano (20) es:

$$H_{REE} = -\frac{e}{2m} g_J \underline{S}\cdot\underline{B} \tag{44}$$

Si el campo magnético está alineado según el eje Z:

$$H_{REE} = -\frac{e}{2m} g_J S_Z B_Z \tag{45}$$

donde:

$$S_Z \psi = m_s \hbar \psi \tag{46}$$

y:

$$m_s = \pm 1/2 \tag{47}$$

de manera que la frecuencia REE del efecto anómalo de Zeeman es:

$$\omega_{REE} = \frac{1}{2} g_J \frac{eB_z}{m} \tag{48}$$

donde:

$$J = L+S,\ L+S-1, \ldots, |L-S| \tag{49}$$

a partir del Teorema de Clebsch Gordan.

De manera que en el efecto anómalo de Zeeman el espectro de REE de un electrón sufre una partición por el factor de Landé, g_J. Esto constituye la característica más útil de la REE en el campo de la química analítica.

Para un electrón libre en un rayo de electrones:

$$J = S, \quad L = 0 \tag{50}$$

de manera que:

$$g_J = 1 + \frac{2S(S+1)}{2S(S+1)} = 2, \tag{51}$$

es el factor de Landé de un electrón libre, o factor g del electrón. Nótese cuidadosamente que este factor de dos se obtiene a partir de la ecuación de Dirac si y sólo si se utiliza la aproximación de Dirac:

$$H := H_0 + mc^2 = mc^2, \quad H_0 = 0, \tag{52}$$

como fue el caso en los documentos inmediatamente precedentes. En la teoría rigurosamente correcta presentada en esta sección, la frecuencia de REE deviene:

$$\omega_{REE} = \left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right)\left(1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}\right)\frac{eB_z}{m} \tag{53}$$

donde:

$$J = L+S, \ldots, |L-S| \tag{54}$$

y si utilizamos valores esperados en el átomo de H:

$$\frac{\gamma^2}{1+\gamma} = \left(1 - \left(\frac{\alpha}{n}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{\alpha}{n}\right)^2\right)^{1/2}\right)^{-1} \tag{55}$$

De manera que las particiones por REE del efecto anómalo de Zeeman en el átomo de H pueden observarse directamente mediante REE utilizando las Ecs. (53) a (55).

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas iscusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por el mantenimiento al portal, a las publicaciones a la programación de retroalimentación, a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano y a Robert Cheshire por las lecturas en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

[1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, "The Principles of ECE Theory" (UFT281 - UFT288 en el portal www.aias.us y New Generation en prep.).

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

[3] M .W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einstein Field Equation" (CISP 2012 y www.aias.us).

[4] M .W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (UFT301, CISP 2010).

[5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (UFT302, y su traducción al idioma castellano por Alex Hill en el portal www.aias.us , Abramis 2007).

[6] H. Eckardt, Engineering Model, (UFT303). Ver traducción al castellano en la Sección de Artículos Educacionales en el portal www.aias.us .

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

[8] M .W. Evans, "Collected Scientometrics" (UFT307 y New Generation, 2015).

[9] M .W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001, y en la Sección de Omnia Opera del portal www.aias.us) .

[10] M .W. Evans y S. Kielich, "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y diez volúmenes.

[11] M .W. Evans y J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon", (Kluwer, 1994 a 2002 en diez volúmenes y de libre acceso en la Sección Omnia Opera del portal www.aias.us).

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