

Cuantización rigurosa del Hamiltoniano de acuerdo a la Relatividad Restringida según ECE2.

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.et3m.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se demuestra que el hamiltoniano de la relatividad restringida según la teoría ECE2 puede cuantizarse utilizando, por lo menos, cuatro diferentes esquemas de clasificación, cada uno de los cuales conduce a diferentes resultados espectrales. El método utilizado por Dirac emplea una elección empírica de aproximación, lo cual resulta en un hamiltoniano clásico igual a cero, y en consecuencia es muy restrictivo además de carecer de sentido físico. Los esquemas se ilustran con la cuantización rigurosa del hamiltoniano de clase uno. Si el detalle spectral predicho por la cuantización rigurosa no se observa en la práctica, se produciría una crisis importante en el campo de la física, porque la filosofía de la ecuación de Dirac quedaría refutada, y junto con ella la mayor parte de la teoría de campo cuántico. En la teoría ECE, la ecuación de Dirac puede obtenerse a partir de la geometría de Cartan.

Palabras clave: relatividad restringida según la teoría ECE2, cuantización del hamiltoniano según la teoría ECE2.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-12] se ha desarrollado la teoría ECE2 en UFT314-320 y UFT322 - UFT332 , a partir de la identidad de Jacobi Cartan Evans (JCE) de UFT313. Se ha demostrado que la teoría ECE2 conduce a un tipo de relatividad restringida en un espacio con torsión y curvatura distintas de cero. Por lo tanto, las conocidas ecuaciones de relatividad restringida pueden utilizarse de una nueva manera, en especial el lagrangiano y el hamiltoniano. En documentos inmediatamente precedentes se ha mostrado que la precesión orbital en un plano puede producirse a través de una solución simultánea del lagrangiano y el hamiltoniano de la relatividad restringida según la teoría ECE2. El hamiltoniano ECE2 es matemáticamente igual al utilizado por Dirac para producir la mecánica cuántica relativista utilizando la base SU(2). Durante más de noventa años se creyó que el procedimiento utilizado por Dirac era riguroso y fundacional, pero se ha demostrado en los documentos UFT330 y sigs. que depende de la elección subjetiva y empírica de una aproximación. Cuando se cuantiza rigurosamente el hamiltoniano, emergen diferentes detalles espectrales para cada elección de cuantización. Existen al menos cuatro clases de hamiltonianos en la base SU(2). Por lo tanto, la ecuación de Dirac no es fundacional. Este descubrimiento cataliza una crisis de fondo en el campo de la física, porque demuestra que se requiere un nuevo enfoque, a fin de forjar una mecánica cuántica relativista rigurosa.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados que se incluyen en las Notas de Acompañamiento de este UFT333 en el portal www.aias.us. La Nota 333(1) describe el esquema de clasificación y demuestra que el hamiltoniano clásico H_0 desaparece en la aproximación utilizada por Dirac. Por lo tanto, esta aproximación carece de sentido físico, porque restringe al hamiltoniano clásico a un valor de cero, es decir, el hamiltoniano puede asumir solamente un valor. Esta célebre aproximación funciona en la práctica, pero se desconoce por qué funciona. Carece de sentido físico, porque resulta obvio que el hamiltoniano clásico no se restringe en forma general a un valor nulo. La Nota 333(2) desarrolla el hamiltoniano de clase cuatro en términos del factor de Landé. La Nota 333(3) desarrolla el hamiltoniano de clase cuatro sin aproximaciones. La Nota 333(4) es un desarrollo de los niveles clásicos de energía del átomo de H, que pueden expresarse en términos de la energía en reposo de la relatividad restringida multiplicada por $(\alpha/n)^2$ donde α es la constante de estructura fina y n es el número cuántico principal del átomo de H. Las Notas 333(5) a 333(7) describen el desarrollo riguroso del hamiltoniano de clase uno y conforman la base de la Sección 2 de este documento. La Sección 3 es un análisis gráfico y computacional.

2. Cuantización rigurosa del hamiltoniano de clase uno.

El esquema de clasificación se basa en los siguientes cuatro tipos de hamiltoniano SU(2) en la relatividad restringida según la teoría ECE2:

$$H_0 = \frac{1}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \frac{\gamma^2}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 + U \quad (1)$$

$$H_0 = \frac{\gamma}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \frac{\gamma}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 + U \quad (2)$$

$$H_0 = \frac{\gamma^2}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \frac{1}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 + U \quad (3)$$

$$H_0 = \frac{1}{m} \frac{\gamma^2}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 + U \quad (4)$$

Aquí, m es la masa de la partícula, \underline{p}_0 es el momento lineal clásico, U es la energía potencial y γ es el factor de Lorentz:

$$\gamma = \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2}\right)^{-1/2} \quad (5)$$

en donde c es la velocidad de la luz en el vacío. Los hamiltonianos de las clases uno a cuatro se definen mediante las Ecs. (1) a (4), respectivamente. El hamiltoniano clásico se define mediante:

$$H_0 := H - mc^2 \quad (6)$$

donde H es el hamiltoniano relativista:

$$H = E + U \quad (7)$$

donde E es la energía relativista total:

$$E = mc^2 = \left(c^2 p^2 + m^2 c^4\right)^{1/2} \quad (8)$$

Aquí

$$\underline{p} = \gamma \underline{p}_0 \quad (9)$$

es el momento relativista. Se deduce entonces que:

$$H_0 = H - mc^2 = \frac{c^2 p^2}{E + mc^2} + U \quad (10)$$

y la aproximación de Dirac es [1-12]:

$$H = mc^2 \quad (11)$$

lo cual significa que el hamiltoniano clásico desaparece:

$$H_0 = 0 \quad (12)$$

Esto resulta claramente sin sentido físico, pero la aproximación conduce a la célebre descripción de la estructura fina espectral:

$$H_0 = \frac{c^2 p^2}{2mc^2 - U} + U \quad (13)$$

a través de interacción de órbita de espín.

El desarrollo riguroso del hamiltoniano de clase uno se describe en las Notas 333(5) a 333(7), de lo cual esta sección constituye una sinopsis. Primero, notar que:

$$p_0^2 = 2m(H_0 - U) \quad (14)$$

de manera que se deduce que:

$$\frac{\gamma^2}{1+\gamma} = \left(\left(1 - \frac{2(H_0 - U)}{mc^2} \right) + \left(1 - \frac{2(H_0 - U)}{mc^2} \right)^{1/2} \right)^{-1} \quad (15)$$

En el átomo de H, utilizando los orbitales hidrogénicos no relativistas en una primera aproximación:

$$\langle u \rangle = -Z \langle H_0 \rangle = -mc^2 \left(\frac{\alpha}{n} \right)^2 \quad (16)$$

como en la Nota 333(4). Se lleva a cabo la cuantización mediante el empleo de:

$$-i\hbar \underline{\nabla} \psi = \underline{p}_0 \psi \quad (17)$$

para el primer \underline{p}_0 en la Ec. (1), y mediante el empleo de la función para el segundo \underline{p}_0 . De hecho, esto constituye un procedimiento arbitrario, pero es aquel que se ha utilizado durante noventa años. Este procedimiento produce:

$$H_0 \psi = -\frac{\hbar}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{\nabla} \left(\left(1 - \frac{2(H_0 - U)}{mc^2} \right) + \left(1 - \frac{2(H_0 - U)}{mc^2} \right)^{1/2} \right)^{-1} \underline{\nabla} \cdot \underline{p}_0 \psi + U \psi \quad (18)$$

Mediante el empleo de álgebra computacional se encuentra que:

$$\nabla \left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma} \right) = - \left(\frac{z + \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2}\right)^{-1/2}}{\left(1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2} + \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2}\right)^{1/2}\right)^2} \right) \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \frac{\underline{r}}{r^3} \quad (19)$$

para el potencial de Coulomb entre el electrón y el protón del átomo de H:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (20)$$

Definiendo:

$$A := \frac{z + \left(1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2}\right)^{-1/2}}{\left(\left(1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2}\right)^{1/2} + 1 - \frac{p_0^2}{m^2 c^2}\right)^2} \quad (21)$$

se encuentra que:

$$H_0 \psi = \frac{i e^2 \hbar A}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^2 r^3} \underline{\sigma} \cdot \underline{r} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 \psi + U \psi + \dots \quad (22)$$

Mediante álgebra de Pauli:

$$\underline{\sigma} \cdot \underline{r} \underline{\sigma} \cdot \underline{p}_0 = \underline{r} \cdot \underline{p}_0 + i \underline{r} \times \underline{p}_0 \quad (23)$$

en la cual el momento angular orbital clásico es :

$$\underline{L} = \underline{r} \times \underline{p}_0 \quad (24)$$

De manera que el hamiltoniano de órbita de espín de clase uno riguroso es:

$$E = \langle H_{OE} \rangle = \frac{e^2 \hbar A}{4\pi \epsilon_0 m^2 c^2} \left\langle \frac{\alpha \cdot \underline{L}}{r^3} \right\rangle. \quad (25)$$

Esto se reduce al resultado de Dirac en el límite:

$$\gamma \rightarrow 1. \quad (26)$$

Si se considera a p_0 y A como funciones, la estructura fina de Dirac se corre en la forma descrita en la Sección 3. Para un valor de p_0 relativista el corrimiento se vuelve muy grande y debiera de poder observarse en forma experimental. Este experimento es una evaluación rigurosa de la ecuación de Dirac, o más precisamente, de la cuantización del hamiltoniano de la relatividad restringida y los fundamentos mismos de la mecánica cuántica relativista.

Si se utiliza el valor esperado:

$$\left\langle \frac{p_0^2}{m^2 c^2} \right\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{n} \right)^2 = \frac{2.662567 \times 10^{-5}}{n^2} \quad (27)$$

emerge un espectro enteramente distinto a partir de la Ec. (1). Los niveles de energía de este espectro son:

$$\begin{aligned} E &= \langle H_{OE} \rangle = - \frac{e^2 \hbar A}{4\pi \epsilon_0 m^2 c^2} \left\langle \frac{\alpha \cdot \underline{L}}{r^3} \right\rangle \\ &= \frac{e^2 A}{16\pi \epsilon_0 m^2 c^2} \left(\frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{a_0^3 n^3 L(L+\frac{1}{2})(L+1)} \right) \end{aligned} \quad (28)$$

en los que el número cuántico del momento angular total J se define mediante:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| \quad (29)$$

donde L es el número cuántico del momento angular orbital y S es el número cuántico de espín. En la Ec. (28) se define A mediante los valores esperados:

$$A = \frac{2 + \left(1 - \left\langle \frac{P_0^2}{m^2 c^2} \right\rangle\right)^{-1/2}}{\left(\left(1 - \left\langle \frac{P_0^2}{m^2 c^2} \right\rangle\right)^{1/2} + 1 - \left\langle \frac{P_0^2}{m^2 c^2} \right\rangle\right)^2} \quad (30)$$

Las reglas de selección para semejante espectro son:

$$\Delta J = 0, \pm 1, \quad (31)$$

y

$$\Delta m_J = 0, \pm 1. \quad (32)$$

Recordemos que la Ec. (28) es la consecuencia rigurosa de:

$$H_0 = \frac{1}{m} \underline{\sigma} \cdot \underline{P}_0 \frac{\gamma^2}{1+\gamma} \underline{\sigma} \cdot \underline{P}_0 + U \quad (33)$$

que se reduce al hamiltoniano clásico:

$$H_0 \xrightarrow{\gamma \rightarrow 1} \frac{P_0^2}{2m} + U \quad (34)$$

en el límite:

$$\gamma \longrightarrow 1. \quad (35)$$

En este desarrollo, el hamiltoniano clásico puede asumir cualquier valor que se requiera, eliminando así la aproximación de Dirac sin sentido físico, QED.

* Los niveles de energía de la Ec. (28) se representan en la Sección 3. Si éstos no se observan a nivel experimental, la filosofía de noventa años de antigüedad de la ecuación de Dirac fracasa a un nivel básico.

3. Análisis gráfico y computacional.

En la Ec.(19) el gradiente de $\gamma^2/(1+\gamma)$ viene dado por el potencial de Coulomb (20) el cual no posee dependencia angular en coordenadas esféricas. Si el potencial tiene exclusivamente una dependencia respecto de Z , el gradiente adopta la forma general:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{\gamma}{1+\gamma} \right) = - \left(\frac{\frac{d}{dz} U(z)}{mc^2 \sqrt{1 - \frac{z(H_0 - U(z))}{mc^2}}} + \frac{z \left(\frac{d}{dz} U(z) \right)}{mc^2} \right) \cdot \left(- \frac{z(H_0 - U(z))}{mc^2} + \sqrt{1 - \frac{z(H_0 - U(z))}{mc^2}} + 1 \right)^{-2} \quad (36)$$

con el potencial $U(Z)$.

La partición de energía del acoplamiento de órbita de espín se demostró en el documento 332. En el átomo de hidrógeno la partición de órbita de espín es pequeña ($\approx 10^{-5}$ eV). En átomos pesados la partición se vuelve mayor, y el momento lineal es significativamente mayor que en el hidrógeno. Por lo tanto, el factor A definido por la Ec.(21) crece significativamente, dando un increment adicional de las particiones en la Ec.(25). Para demostrar el efecto, se represent gráficamente el factor A en función de un valor normalizado de p_0 , es decir una variable

$$\bar{p}^z = \frac{p_0^z}{2m}, \quad (37)$$

Ver la Fig. 1. El factor A se dispara al infinito cuando \bar{p} se aproxima a la unidad, que corresponde a una velocidad $v_0 = c$. Por comparación, se representa el factor gamma (5). Se observa que A crece mucho más velozmente que el factor gamma relativista. Debiera de detectarse un efecto en los espectros de elementos pesados.

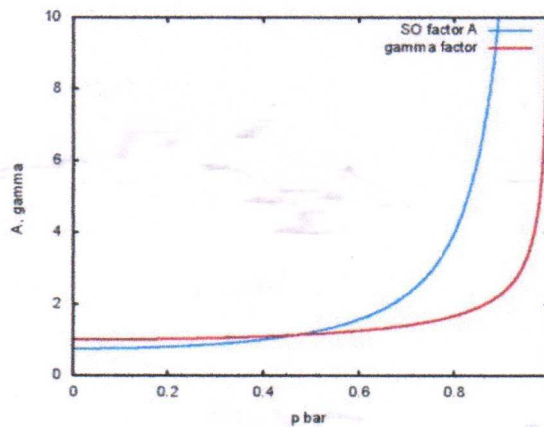


Figura 1: Funciones $A(\bar{p})$ y $\gamma(\bar{p})$.

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 el mantenimiento y diseño del portal, programación de retroalimentación, mantenimiento y publicación. Se agradece a Alex Hill por las traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire por las ñecturas 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 como UFT281-UFT288 y en la Sección en Español, New Generation Publishing, en prensa).
- [2] M.W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (Cambridge International Science Publishing, CISP, 2012, y de libre acceso en el portal www.aias.us).
- [3] M.W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP 2011 y 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" (CEFE, y de libre acceso como UFT301, CISP 2010).
- [5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, UFT302), hay traducción al castellano por Alex Hill de libre acceso en el portal www.aias.us.
- [6] H. Eckardt, "The ECE Engineering Model" (UFT303).
- [7] M. W. Evans, "Collected Scientometrics" (UFT307 y New Generation 2015).
- [8] M.W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 a 2011 en siete volúmenes, de libre acceso en el portal www.aias.us)
- [9] 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 Section del portal www.aias.us)
- [10] M.W. Evans y S. Kielich., Eds, "Modern Nonlinear Optics" (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.
- [11] M.W. Evans y J. P. Vigiér, "The Enigmatic Photon" (Kluwer 1994 a 2002 y de libre acceso en el portal www.aias.us, en la sección Omnia Opera, en cinco volúmenes con encuadernación dura y blanda).
- [12] M.W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagnetron in Quantum Field Theory" (World Scientific 1994).