Deducción de la relatividad y del Efecto Sagnac a partir de la rotación de la métrica de Minkowski y de otras métricas del Teorema Orbital de la teoría ECE: el efecto de la rotación sobre los espectros.

por
M .W. Evans,
British Civil List
(www.aias.us)

Traducción: Ing. Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Se ha mostrado en el documento 111 de esta serie (TCU 111 en www.aias.us) que las métricas en la física se deducen a partir del teorema orbital del espaciotiempo esféricamente simétrico. La solución más sencilla del teorema orbital es la métrica de Minkowski. Se demuestra que la rotación de la métrica de Minkowski resulta suficiente para producir todas las características de la relatividad restringida. Un ejemplo es el efecto Sagnac, que consiste en la rotación de la métrica de Minkowski vinculada a la luz. El efecto Sagnac se deduce directamente y se desarrolla para demostrar que la rotación mecánica en general afecta los espectros de todo tipo. Todas las características principales de la relatividad restringida se deducen a partir de la métrica de Minkowski en rotación.

Palabras clave: Teoría ECE, métrica de Minkowski en rotación, efecto Sagnac, relatividad restringida.

1. Introducción

El teorema orbital del Documento 111 de esta serie (TCU 111 en www.aias.us) constituye la base para todas las métricas en física, siendo la solución más sencilla del teorema la métrica de Minkowski [1-12]. Se muestra en este documento que la rotación de la métrica de Minkowski produce todas las bien conocidas características de la relatividad restringida, y también produce el efecto Sagnac, como en el documento TCU 145 (www.aias.us). En la Sección 2 se muestra que el efecto Sagnac puede deducirse en forma muy sencilla mediante una rotación de la métrica de Minkowski alrededor del eje Z en la condición de la geodésica nula adecuada para un fotón que atraviesa la circunferencia de un círculo. Si optamos otra solución del teorema orbital, se produce el efecto de gravitación sobre el efecto Sagnac (TCU 145). Se muestra que el efecto Sagnac puede deducirse a partir de la torsión de Cartan, y que el efecto es una birrefringencia producida en el espacio tiempo de Minkowski a través de la rotación del marco de referencia. En la teoría ECE (TCU 45 y 46 en www.aias.us) el efecto Sagnac también es una rotación del marco en un plano, lo cual es equivalente a rotar la métrica de Minkowski en un plano alrededor del eje Z para una geodésica nula. En la Sección 3 se muestra que la rotación de la métrica de Minkowski produce el factor gama de Lorentz, que constituye la base para toda la relatividad restringida. El factor gama se utiliza para definir el momento relativista, la energía cinética relativista y la ecuación de energía de Einstein para la relatividad restringida. A partir de esta última se obtiene la ecuación de Dirac en formato ondulatorio utilizando las relaciones de operador de la mecánica cuántica. La factorizaciones de la métrica de Minkowski en las matrices gama de Dirac produce el formato de primer orden de la ecuación de Dirac. En TCU 129 y 130 (www.aias.us) se mostró que la ecuación de Dirac también puede desarrollarse en formato de primer orden mediante matrices de 2 × 2, simplificando así su estructura. Por lo tanto, la ecuación de Dirac se origina en la rotación del espacio tiempo de Minkowski, y como es bien sabido, produce el factor g del electrón y el factor 1/2 de Thomas. En forma auto consistente, la precesión de Thomas también es consecuencia de la rotación del espacio tiempo de Minkowski.

2. El Efecto Sagnac

Tal como se demostró en el documento precedente (TCU 145) la métrica de Minkowski puede deducirse a partir del teorema orbital del documento TCU 111, y que en coordenadas polares cilíndricas es:

$$ds^2 = c^2\, dt^2 - d r^2 - r^2\, d\varphi^2 - dZ^2 \tag{1}$$

donde

$$X = r \cos\varphi \quad , \quad Y = r \,\text{sen}\, \varphi \ . \tag{2}$$

Rotemos ahora la métrica en el plano XY para la geodésica nula. Esta condición es:

$$ds^2 = d\,r^2 = dZ^2 = 0 \quad . \tag{3}$$

La rotación se produce a una frecuencia angular Ω y queda definida por la rotación de coordenada de Born de la infinitésima de ángulo como sigue:

$$d\varphi' = d\varphi + \Omega\, dt \quad . \tag{4}$$

A partir de estas ecuaciones:

$$c^2\, dt^2 = r^2\, (d\varphi + \Omega\, dt\,) \tag{5}$$

de manera que el infinitesimal temporal se define como:

$$dt = \pm\, \frac{r}{c}\, (d\varphi + \Omega\, dt\,) \quad . \tag{6}$$

Por lo tanto el efecto Sagnac es:

$$dt = \frac{d\varphi}{\omega \pm \Omega} \tag{7}$$

donde la frecuencia angular ω viene definida como

$$\omega = \frac{c}{r} \quad . \tag{8}$$

A partir de la Ec. (7) el tiempo que transcurre para recorrer 360º ó 2π radianes alrededor de un círculo es:

$$t = \frac{2\pi}{\omega \pm \Omega} \quad . \tag{9}$$

La frecuencia rotacional angular Ω de la métrica es aquella de la plataforma de Sagnac. Por lo tanto, tal como en TCU 45 y 46 (www.aias.us) la rotación de la plataforma es la rotación del marco de referencia mismo. En la teoría ECE la rotación de la plataforma es la rotación del marco de referencia mismo. En teoría ECE, esto constituye un concepto de relatividad general y de teoría del campo unificado. Esto último se manifiesta como en el documento TCU 145, por ejemplo, como un efecto de la gravitación sobre la luz que atraviesa el perímetro de la plataforma de Sagnac. El efecto Sagnac demuestra precisamente que la física es una teoría del campo unificado, y en ECE el efecto de la gravitación sobre la luz se deduce a partir del teorema orbital del documento TCU 111.

La diferencia en tiempo para que la luz atraviese la plataforma giratoria en el sentido de las agujas del reloj y en sentido contrario, es:

$$\Delta t = 2\pi \left(\frac{1}{\omega - \Omega} - \frac{1}{\omega + \Omega}\right) \tag{10}$$

$$= 2\pi\, r \left(\frac{1}{v - c} - \frac{1}{v + c}\right)$$

donde utilizamos:

$$\omega = \frac{c}{r} \quad , \quad \Omega = \frac{v}{r} \quad . \tag{11}$$

Aquí, $\boldsymbol{v}$ es la velocidad lineal tangencial en el borde de una plataforma circular de radio $\boldsymbol{r}$ y que rota con una velocidad angular Ω expresada en radianes por segundo. Se ha discutido acerca de la Ec. (10) durante alrededor de un siglo, debido a que la velocidad de la luz en una dirección es c - v , mientras que en la dirección opuesta es $c + v$. En relatividad restringida, la velocidad c no puede ser excedida. Sin embargo, la relatividad restringida se define como un marco de referencia en movimiento lineal con respecto a otro. En este contexto, el marco de Minkowski se encuentra estático y sin cambios. El efecto Sagnac se deduce tal como se mostró más arriba mediante ROTACIÓN del mismo marco de Minkowski, y como tal no es definible como relatividad restringida. Esta última siempre significa un marco de Minkowski estático. Las ecuaciones de Maxwell Heaviside (MH) de la relatividad restringida se definen en un marco de Minkowski estático, y en consecuencia MH no pueden describir el efecto Sagnac como es bien sabido. La teoría ECE describe el efecto Sagnac como en el documento TCU 45 y 46, como un marco en rotación en teoría general covariante del campo unificado [1-10]. El efecto Sagnac, por lo tanto, se ha reducido en un contexto puramente relativista, dando el sencillo resultado de la Ec.(10). Esto último puede desarrollarse en forma directa, como se muestra a continuación, en términos del área Ar de la plataforma de Sagnac. Para una plataforma circular:

$$Ar = \pi\, r^2 \tag{12}$$

donde r es el radio de la plataforma con una circunferencia $2\pi r$. A partir de la Ec. (10):

$$\Delta t = \frac{4\Omega Ar}{(c - v)(c + v)} \quad . \tag{13}$$

Para una velocidad no relativista v :

$$v << c \tag{14}$$

Y la Ec. (13) puede aproximarse mediante:

$$\Delta t \simeq \frac{4\Omega Ar}{c^2} \quad . \tag{15}$$

El efecto Sagnac es proporcional al producto del área Ar rodeada por el rayo de luz, y la velocidad angular de la plataforma giratoria, Ω, en radianes por segundo. Los interferómetros de Sagnac son muy sensibles a movimientos rotacionales, como es bien conocido en tecnología de giróscopos, y poseen una resolución de frecuencias fenomenal, de hasta una parte en 10^{25}.

La diferencia de fase en radianes debido a Δt en la Ec. (10) es:

$$\Delta\varphi = \omega\, \Delta t \tag{16}$$

$$\Delta\varphi = 2\pi r \left(\frac{\omega}{(c - v)} - \frac{\omega}{(c + v)} \right)$$

donde:

$$\Delta\varphi \simeq \frac{4\omega\Omega Ar}{c^2} \quad . \tag{17}$$

A partir de la Ec. (16) se pueden definir en forma clásica los siguientes números de onda:

$$\kappa_1 = \frac{\omega}{(c - v)} \ , \ \ \kappa_2 = \frac{\omega}{(c + v)} \tag{18}$$

de manera que:

$$\Delta\varphi = 2\pi r\, (\kappa_1 - \kappa_2) \ . \tag{19}$$

A partir de la Ec. (13):

$$\Delta\varphi = 4 \left(\frac{\Omega}{\omega}\right) \kappa_1 \kappa_2\, Ar \tag{20}$$

de manera que el cambio de fase $\Delta\varphi$ es:

$$\Delta\varphi = 2\pi r\, (\kappa_1 - \kappa_2) = 4 \left(\frac{\Omega}{\omega}\right) \kappa_1 \kappa_2\, Ar \quad . \tag{21}$$

Esto constituye un ejemplo de la fase ECE introducida en los documentos TCU 6 y 9 (www.aias.us):

$$\Delta\varphi = \oint \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \int \kappa^2 \mathrm{d}\, Ar \quad . \tag{22}$$

La fase ECE es la fuente de todos los fenómenos de fase en física, tal como la fase de Berry, las fases tautológicas, la fase de Aharonov Bohm y Wu Yang, el cambio de fase de Tomita Chao y demás. Puede imaginarse al efecto Sagnac como la fibra helicoidal de Tomita Chao, en el que se rota luz plana polarizada simplemente al atravesar la fibra helicoidal. Puede construirse un giróscopo de fibra óptica de alta resolución enrollando una fibra óptica muchas veces alrededor de un tambor. No existe una explicación para este giróscopo en la teoría MH. De manera que amplias áreas de la óptica no pueden describirse mediante la teoría MH;

requieren de la teoría ECE para una descripción básica.

Se ha demostrado que la rotación de la m{etrica de Minkowski produce el efecto:

$$\omega_r = \omega \pm \Omega \quad , \quad \kappa_r = \frac{\omega}{c \pm v} \qquad . \tag{23}$$

Si se define la velocidad v_r como en óptica convencional [12] mediante:

$$\kappa_r = \frac{\omega_r}{v_r} = (\mu \in)^{1/2} \omega_r \tag{24}$$

donde μ y $\in$ son la permeabilidad y la permitividad respectivamente, entonces el índice de refracción es, formalmente:

$$n = \frac{c}{v_r} \qquad . \tag{25}$$

Por lo tanto el efecto Sagnac puede imaginarse en términos de dos índices de refracción:

$$n_+ = \left(\frac{\omega}{(\omega + \Omega)} \right) \left(\frac{c}{(c + v)} \right) = \left(\frac{c}{(c + v)} \right)^2 \tag{26}$$

y

$$n_- = \left(\frac{\omega}{(\omega - \Omega)} \right) \left(\frac{c}{(c - v)} \right) = \left(\frac{c}{(c - v)} \right)^2 \tag{27}$$

dando la birrefringencia:

$$\Delta n = n_+ - n_- = 4\, v\, c \left(\frac{c}{c^2 - v^2} \right)^2 \qquad . \tag{28}$$

Puede deducirse también el efecto Sagnac como la rotación mecánicamente inducida de la fase electromagnética:

$$e^{i(\omega \pm \Omega)t} = e^{i\omega t} \, e^{\pm i\Omega t} \qquad . \tag{29}$$

Rotación inducida por el generador de rotación [12]:

$$\phi = e^{\pm i\Omega t} \tag{30}$$

y este concepto posee la importante consecuencia de que la rotación mecánica afecta la fase de radiación electromagnética bajo cualquier circunstancia. Por lo tanto, todas las clases de espectros se ven afectados por la rotación mecánica de cualquier tipo en cualquier región del espectro electromagnético. En las notas del Documento 146 incluidas en el portal www.aias.us y que acompañan a este documento, se diseña un instrumento capaz de detectar este efecto, el cual consiste en una combinación de un interferómetro de Sagnac y uno de transformadas de Fourier de Michelson.

Esta descripción de un generador de rotación del efecto Sagnac puede generalizarse en teoría ECE como la fase

$$\gamma^a := \kappa \int T^a_{\mu\nu}\, d\sigma^{\mu\nu} \tag{31}$$

donde κ posee las dimensiones de número de onda y donde $T^a_{\mu\nu}$ es la torsión de Cartan

$$T^a_{\mu\nu} = \partial_\mu q^a_\nu - \partial_\nu q^a_\mu + \omega^a_{\mu\nu} - \omega^a_{\nu\mu} \quad . \tag{32}$$

Aquí, $d\sigma^{\mu\nu}$ es el área infinitesimal en cuatro dimensiones, q^a_μ es la tétrada de Cartan, y $\omega^a_{\mu\nu}$ es la conexión de espín de Cartan. Consideremos la tétrada diagonal unitaria:

$$q^a_\mu = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad . \tag{33}$$

Entonces la torsión viene definida por el tensor de número de onda de índice mixto:

$$\kappa^a_{\mu\nu} = T^a_{\mu\nu} = 2\, \omega^a_{\mu\nu} \quad . \tag{34}$$

Utilizando la bien conocida base compleja circular [1-10]:

$$a = (1), (2), (3) \quad . \tag{35}$$

Consideremos el caso especial de propagación a lo largo del eje Z, de manera que:

$$T^{(3)}_{12} = \kappa^{(3)}_{12} \quad . \tag{36}$$

El cual es el equivalente tensorial del componente vectorial valuado en forma escalar:

$$T^{(3)}_{3} = \kappa^{(3)}_{3} \tag{37}$$

donde el vector de número de onda es:

$$\boldsymbol{\kappa} = \boldsymbol{\kappa}^{(3)} = \kappa^{(3)}_3 \mathbf{k} \quad . \tag{38}$$

Este vector es parte del cuatro-número de onda:

$$\kappa^{(3)}_\mu = (\kappa^{(3)}_0, -\boldsymbol{\kappa}^{(3)}) \quad . \tag{39}$$

Utilizando el teorema de fase ECE (22), la fase (31) resulta entonces

$$\gamma^a := \kappa \int \kappa^a_{\mu\nu} \, d\sigma^{\mu\nu} = \oint \kappa^a_\mu \, dx^\mu \quad . \tag{40}$$

En el efecto Sagnac, la Ec. (40) muestra que:

$$\Delta \gamma^{(3)} = \omega \, \Delta t = 2\pi \left(\frac{\omega}{(\omega - \Omega)} - \frac{\omega}{(\omega + \Omega)} \right) \quad . \tag{41}$$

Finalmente en esta sección, recordemos que en el documento TCU 145 se demostró que el efecto de la gravitación sobre el efecto Sagnac cambia:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega \pm \Omega \tag{42}$$

a

$$\frac{d\varphi}{dt} = x\omega \pm \Omega \tag{43}$$

donde:

$$x = \left(1 - \frac{2MG}{c^2 R}\right)^{1/2} \tag{44}$$

Aquí M es la masa del objeto gravitacional que actúa sobre el fotón de masa m que atraviesa la circunferencia de la plataforma de Sagnac, G es la constante de Newton, y R es la distancia que separa m y M. Este efecto puede utilizarse de la siguiente manera para medir el campo gravitomagnético sobre la superficie de la Tierra (TCU 117 y 119) dentro del contexto de la teoría ECE:

$$\mathbf{\Omega}_g = -\frac{1}{c^2} \, \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{g} = \frac{mG}{c^2 R^3} \, \boldsymbol{L} \quad . \tag{45}$$

Aquí $\boldsymbol{L}$ es el momento angular promedio de la Tierra, considerada en una primera aproximación como una esfera con una velocidad angular ω_E en el ecuador:

$$L = \frac{2}{5} m R^2 \omega_E \quad . \tag{46}$$

Por lo tanto:

$$\mathbf{\Omega}_g = \frac{\omega_E}{5} \left(\frac{2mG}{c^2 R} \right) \tag{47}$$

Y el efecto Sagnac se ve modificado por el campo gravitomagnético a:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \left(1 - \frac{5\Omega_g}{\omega_E}\right)^{½} \omega \pm \Omega \quad . \tag{48}$$

La frecuencia ω por lo tanto se desplaza a:

$$\omega \longrightarrow \left(1 - \frac{5\Omega_g}{\omega_E}\right)^{½} \omega \quad , \tag{49}$$

$$\Delta\,\omega \simeq \frac{5}{2}\frac{\Omega_g \omega}{\omega_E} \quad . \tag{50}$$

Utilizando las cantidades medidas:

$$\left.\begin{aligned} \omega_E &= 7.29 \text{ x } 10^{-5} \text{ rad s}^{-1} \\ m &= 5.98 \text{ x } 10^{24} \text{ kgm} \\ R &= 6.37 \text{ x } 10^{6} \text{ m} \end{aligned}\right\} \tag{51}$$

La frecuencia gravitomagnética angular en el Ecuador y en la superficie de la Tierra es:

$$\Omega_g = 2.03 \text{ x } 10^{-14} \text{ rad s}^{-1} \quad . \tag{52}$$

Un año equivale a 3.156 x 10^7 segundos, y un radian es igual a 2.0626 x 10^5 segundos de arco (arcsegundos), de manera que

$$\Omega_g = 0.13 \text{ arcseconds por año} \quad . \tag{53}$$

La resolución de frecuencia de interferómetros de Sagnac de gran superficie es tal que esto podría medirse en un instrumento de estas características localizado en la superficie terrestre y en el ecuador, o de hecho en cualquier parte de la superficie.

3. Desarrollo de la relatividad a partir de la rotación de la métrica de Minkowski.

La Ec. (5) puede expresarse como:

$$d\tau^2 = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) dt^2 = \frac{1}{\omega^2}\left(d\varphi^2 + 2\,\Omega\, d\varphi\, dt\right) \tag{54}$$

a partir de la cual el infinitésimo del tiempo propio puede definirse como:

$$d\tau = \frac{dt}{\gamma} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{½} dt \tag{55}$$

y la velocidad angular relativista como:

$$\omega' = \omega \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1} \quad . \tag{56}$$

La precesión de Thomas es entonces la diferencia de fase:

$$\alpha = \omega'\tau - \omega t = (\gamma - 1)\,\omega t \tag{57}$$

tal como se discutió en el documento TCU 145 (www.aias.us). La Ec. (57) es equivalente a la formula relativista del ángulo para la precesión de Thomas (su descripción más sencilla):

$$\theta' = \gamma\,\theta \quad . \tag{58}$$

La bien conocida:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-½} \tag{59}$$

es la formula que expresa el boost de Lorentz en relatividad restringida. El tiempo propio es un invariante de Lorentz y que se define [13] como:

$$\tau = \frac{t}{\gamma} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{½} t \quad . \tag{60}$$

Para una partícula con masa, el tiempo propio es el tiempo en el marco de referencia en el cual la partícula se encuentra instantáneamente en reposo, pero el fotón, al no poseer masa teóricamente, no tiene marco de reposo, de manera que su tiempo propio a partir de la Ec. (55) es:

$$d\,\tau = 0 \quad . \tag{61}$$

El bien conocido factor β de la relatividad restringida es:

$$\beta = \frac{v}{c} \quad . \tag{62}$$

Estos factores por lo general se deducen a través del boost de Lorentz [13, 14] como es bien conocido, pero también pueden deducirse a partir de la rotación del marco de Minkowski. Los factores γ y β se relacionan mediante:

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-½} \quad . \tag{63}$$

Estos factores, por lo tanto, también son características de la rotación del marco de Minkowski y de la precesión de Thomas. Esta última se dedujo en 1927 como la velocidad angular de Thomas [12]:

$$\boldsymbol{\omega}_T = \left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma}\right) \frac{\boldsymbol{a} \times \boldsymbol{v}}{c^2} \tag{64}$$

debido al producto vectorial de la aceleración $\boldsymbol{a}$ y la velocidad $\boldsymbol{v}$. Sin ulterior análisis, las ecuaciones (57) y (64) parecieran no tener relación alguna entre ellas, pero ambas son características de la rotación de la métrica de Minkowski. También, la bien conocida ecuación

$$c^2 t'^2 - \left(X'^2 + Y'^2 + Z'^2\right) = c^2 t^2 - \left(X^2 + Y^2 + Z^2\right) \tag{65}$$

a partir de la cual se deduce el boost de Lorentz, puede considerarse como la invariante de la rotación del cuatro-vector:

$$x^\mu = (ct, X, Y, Z) \tag{66}$$

en el espaciotiempo de Minkowski. Esto se observa a partir del hecho de que el equivalente de la Ec. (65) en tres dimensiones es el bien conocido invariante para la rotación en tres dimensiones

$$X'^2 + Y'^2 + Z'^2 = X^2 + Y^2 + Z^2 \quad . \tag{67}$$

De manera que el boost de Lorentz es una consecuencia algebraica de la rotación de x^μ en el espacio tiempo de Minkowski, y la Ec.(4) es similar: rotación de la métrica de Minkowski. Se concluye aquí que todas las ecuaciones pertenecientes a aquello que se conoce como "relatividad restringida" son ecuaciones que se deducen a partir de una rotación de la métrica de Minkowski. El efecto Sagnac es el caso especial:

$$ds^2 = dr^2 = dz^2 = 0 \tag{68}$$

de una geodésica nula en dos dimensiones, X e Y.

Procederemos a construir aquello que se conoce como "relatividad restringida" mediante la definición del momento relativista [13]:

$$\boldsymbol{p} = \gamma m \boldsymbol{v} = \gamma m \frac{d\boldsymbol{r}}{dt} = m \frac{d\boldsymbol{r}}{d\tau} \tag{69}$$

utilizando el tiempo propio, el cual se deduce a partir de la métrica de la Ec.(4) en rotación. A continuación se incluirá una definición más precisa y auto consistente de la "relatividad restringida", debido a que la rotación de la métrica también produce el resultado de la Ec.(60) y no existe paradoja o conflicto con el concepto de que c no debe verse excedida. Utilizando métodos bien conocidos, desarrollados en detalle en las notas que acompañan este documento (notas del TCU 146 en www.aias.us), la energía cinética relativista:

$$T = mc^2(\gamma - 1) \tag{70}$$

Puede deducirse a partir del momento relativista de la Ec.(69). La precesión de Thomas es el desplazamiento de fase:

$$\alpha = (\gamma - 1)\,\theta \tag{71}$$

donde:

$$\theta = \omega t \tag{72}$$

de manera que la energía cinética relativista es:

$$T = mc^2 \frac{\alpha}{\theta} \tag{73}$$

donde la energía en reposo es:

$$E_0 = mc^2 \quad . \tag{74}$$

La ecuación de energía de Einstein:

$$E^2 = p^2c^2 + {E_0}^2 \tag{75}$$

es una consecuencia directa [13] de la Ec. (69), y en la Ec. (75), E es la energía total definida por:

$$E = T + mc^2 = mc^2\left(1 + \frac{\alpha}{\theta}\right) \tag{76}$$

de manera que tanto E como T están definidas por la fase α de la precesión de Thomas (71), y la precesión de Thomas es la rotación de la métrica de Minkowski.

Este análisis clásico puede extenderse a la mecánica cuántica mediante el empleo de la equivalencia de operadores [11]:

$$p^\mu = i\hbar\,\partial^\mu \tag{77}$$

con la Ec.(75). Los detalles de este procedimiento se incluyen en las notas que acompañan el documento TCU 146 (www.aias.us). . El resultado es la ecuación de Dirac en su formato ondulatorio [1-11]:

$$(\Box + \kappa^2)\,\psi = 0 \quad . \tag{78}$$

Aquí, ħ es la constante de Planck reducida, m es la masa del electrón, ψ es el espinotensor de Dirac, y κ^{-1} es la longitud de onda de Compton:

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\hbar}{mc} \quad . \tag{79}$$

En los documentos TCU 129 y 130, la Ec.(78) se deduce a partir del postulado de la tétrada en el contexto de la teoría ECE. Mediante el empleo de la factorización de la métrica de Minkowski en las matrices gama de Dirac:

$$2g^{\mu\nu} = \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu \tag{80}$$

la Ec.(78) se reduce al formato diferencial de primer orden de la ecuación de Dirac. Los detalles nuevamente pueden hallarse en las notas acompañantes del documento TCU 146 en el portal www.aias.us. La factorización (80) introduce automáticamente las matrices de Pauli:

$$\sigma_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \sigma_X = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_Y = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_Z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \tag{81}$$

y el espacio de representación SU(2). De manera que la ecuación de Dirac es la rotación de un espaciotiempo de Minkowski luego de la aplicación de la equivalencia de operadores (77) de la mecánica cuántica. En los documentos TCU 129 y 130 también se demostró que la ecuación de Dirac puede expresarse mediante matrices de 2 × 2, sin la necesidad de las matrices gama de 4 × 4 de Dirac.

Finalmente, las notas que acompañan este documento (TCU 146 en el portal www.aias.us) brindan todos los detalles de cómo el factor g del electrón y el factor 1/2 de Thomas de acoplamiento orbital de espín se deducen a partir de la ecuación de Dirac, la cual puede imaginarse como una rotación de los espinotensores de Pauli en un espacio de representación SU(2) [1-11]. Por lo tanto, este último tipo de rotación ha sido rastreado en este documento a la rotación (4) de la métrica de Minkowski, y se ha demostrado en el documento TCU 111 (www.aias.us) que la métrica de Minkowski misma constituye una consecuencia muy sencilla del teorema orbital de ECE, el teorema de Frobenius para espaciotiempos con simetría esférica. Pareciera que todas las otras métricas de la física también pueden deducirse a partir del sencillo pero poderoso teorema orbital.

Agradecimientos

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil vitalicia y a muchos colegas de todo el mundo por las interesantes discusiones.

Referencias

[1] M. W. Evans et al., “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis Academic, Suffolk, 2005 en adelante), en siete volúmenes a la fechae.

[2] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (Abramis en prensa, 2010).

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

[4] M. W. Evans, “Modern Non-Linear Optics”, (Segunda edición, Wiley 2001), en tres volúmenes.

[5] M. W. Evans y S. Kielich, ibid., (Primera edición, Wiley, 1992, 1993, 1997), en tres volúmenes.

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

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

[8] Alrededor de 1,700 documentos y libros en los portales: www.aias.us (en las colecciones permanentes de la Biblioteca Nacional de Gales y la Biblioteca Británica), y los portales www.atomicprecision.com y www.upitec.org.

[9] K. Pendergast, “The Life of Myron Evans” (Abramis / Arima, 2010, en prensa).

[10] ECE y documentos precursores en diversas publicaciones científicas, 1992 al presente, incluyendo “Foundations of Physics Letters”, “Physica B”, y publicaciones de conferencias.

[11] L .H. Ryder, “Quantum Field Theory” (Cambridge, 2a ed., 1996).

[12] J. D. Jackson, “Classical Electrodynamics” (Wiley, 3a. Ed., 1999).

[13] J. B. Marion y S. T. Thornton, “Classical Dynamics” (HBC, 3a ed., 1988).

[14] P. W. Atkins, “Molecular Quantum Mechanics” (Oxford, 2a (1983) y ediciones subsecuentes).

.