Algunas aplicaciones de la teoría de la métrica ECE: el Efecto Sagnac del electrón, el Efecto Tomita Chiao y el disco de Faraday.

por

M. W. Evans,
Civil List.

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

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

Resumen

El método de la métrica ECE ha sido desarrollado en el documento 145 y siguientes de esta serie, y se basa en el teorema orbital ECE del documento 111. Todas las métricas de un espaciotiempo esféricamente simétrico en cuatro dimensiones cumplen con este teorema. El método de la métrica se utiliza en este documento para deducir el efecto Sagnac del electrón, observado por primera vez a mediados de la década de 1990, el efecto Tomita Chiao, la primera observación de la fase de Berry, y el efecto del disco de Faraday, observado por primera vez en 1837.

Palabras clave: método de la métrica ECE, efecto Sagnac del electrón, efecto Tomita Chiao, fase de Berry, disco de Faraday.

1. Introducción

En el documento 111 de esta serie [1-10] se dedujo el teorema orbital de la teoría del campo unificado de Einstein, Cartan y Evans (ECE) directamente a partir de un espacio tiempo esféricamente simétrico en cuatro dimensiones. Métricas familiares a nosotros, tales como la métrica de Minkowski y la mal llamada métrica de "Schwarschild" [11] constituyen soluciones de este teorema. En teoría ECE se conoce a esta métrica como la métrica gravitacional, y no se deduce a partir de la incorrecta [1-10] ecuación de campo de Einstein, sino a partir del teorema orbital.

En el documento 145 y siguientes, se ha rotado la métrica de Minkowski para producir la precesión de Thomas [12], y se ha rotado la métrica gravitacional para producir la precesión de de Sitter [13], o efecto geodético. El efecto Sagnac [14] del fotón se ha demostrado como siendo la precesión de Thomas para una geodésica nula, y se ha desarrollado el efecto de la gravitación sobre la fase Sagnac utilizando la métrica gravitacional en rotación bajo la condición de una geodésica nula para un plano. Esta teoría ha producido diseños novedosos y muy precisos de instrumentos tales como gravímetros, un velocímetro y un altímetro, y un sistema interferométrico capaz de medir el efecto de una rotación macroscópica mecánica sobre el espectro. Estos efectos e instrumentos son consecuencia del teorema orbital utilizando sólo dos de sus más sencillas soluciones posibles. Existen aún muchas otras soluciones que al día de hoy no han sido desarrolladas y/o no son conocidas. Por ejemplo, en principio hay métricas electromagnéticas así como métricas gravitacionales, debido a que la estructura de la dinámica y la electrodinámica en la teoría ECE es la misma. De manera que las estructuras métricas de la dinámica y la electrodinámica deben también ser las mismas. Utilizando la métrica gravitacional en rotación, es posible desarrollar en forma directa el efecto de la gravitación en varios tipos de instrumentos.

En la Sección 2 se deduce el efecto Tomita Chiao [15] en forma directa a partir de una métrica de Minkowski estática bajo la condición de geodésica nula, y se calcula el efecto de la rotación de la métrica. El efecto Tomita Chiao constituye la rotación del plano de polarización de la luz luego de que la misma se propaga a través de una fibra óptica helicoidal, y se le considera en general [1-10] como la primera observación efectuada de la fase de Berry. Se relaciona estrechamente con el efecto Sagnac del fotón, como resulta claro a partir de una sencilla consideración de la métrica estática y en rotación de Minkowski. Utilizando esta teoría, se presenta un diseño para un giróscopo de fibra óptica compacto y de alta exactitud. El efecto de la gravitación sobre los efectos Sagnac y Tomita Chiao se desarrolla utilizando una adaptación de la métrica gravitacional en rotación. Los cálculos son directos pero brindan resultados incisivos y útiles diseños de instrumentos. Se presenta una comparación de la teoría ECE del marco de referencia en rotación para el efecto Sagnac, desarrollado en documentos previos, y el método de la métrica en rotación, demostrando que ambos métodos son equivalentes.

En la Sección 3 el efecto Sagnac [16] del electrón se deduce utilizando una métrica de Minkowski estática y en rotación, sin el empleo de la condición de geodésica nula, es decir utilizando la métrica para una partícula con una masa finita tal como la del electrón. La condición de la geodésica nula aplica para el caso de la hipotética partícula "sin masa", es decir el fotón viajando a la velocidad de la luz c en el vacío, según la opinión heredada. El efecto Sagnac para los electrones fue observado experimentalmente por primera vez a mediados de la década de l990s [16] y se basa en el dualismo onda-partícula de de Broglie , en cuanto a que el electrón es tanto una onda como una partícula. Un método clásico resulta suficiente para deducir un corrimiento de fase para un rayo electrónico en rotación. Existe una velocidad angular intrínseca para la métrica de Minkowski, y que para una partícula con masa viene dada por v/r, donde v es la velocidad lineal tangencial de la partícula (un electrón, por ejemplo) que gira formando un círculo de radio r en un plano. Esta velocidad angular existe en la ausencia de una rotación de plataforma, la cual la incrementa. La fase inducida por esta velocidad angular es entonces vt/r, donde t es el tiempo medido, por ejemplo, para recorrer la circunferencia del círculo. Este intervalo de tiempo puede medirse directamente en un instrumento de alta exactitud. Esta fase afecta la función de onda del electrón, y el efecto de la gravitación sobre el electrón en rotación puede calcularse en forma directa utilizando la métrica gravitacional en rotación, y medirse mediante cronometría directa, proponiendo así otro instrumento de alta exactitud. Para el fotón, la velocidad angular intrínseca a la métrica estática de Minkowski es c/r, en vez de v/r.

En la Sección 4 se desarrolla una teoría del disco de Faraday [1-10] utilizando una combinación del método de la métrica y de la teoría de campo ECE. Al así hacerlo, se calculan la ecuación de energía de Einstein y la ecuación relativista de Hamilton Jacobi a partir de la métrica de Minkowski, con el objeto de demostrar que la rotación mecánica posee un efecto sobre el potencial vectorial en electrodinámica. Esta teoría se aplica al disco de Faraday cuyas características experimentales se resumen al principio. La parte métrica de la teoría permite desarrollar el efecto de la rotación mecánica adicional y de la gravitación para el disco de Faraday. Esta teoría da como resultado el diseño de un instrumento en el cual es posible medir el efecto de la gravitación a través del voltaje del generador del disco de Faraday. La teoría general puede aplicarse a diferentes tipos de instrumentos en los que la rotación mecánica se combina con componentes electromagnéticos de cualquier tipo.

2. Deducción del Efecto Tomita Chiao.

Consideremos la métrica de Minkowski en coordenadas cilíndricas polares (véase documentos 145 y 146 en www.aias.us y notas complementarias):

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

Se utilizan las definiciones usuales del sistema de coordenadas cilíndricas polares [17]:

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

Se parametriza la hélice circular mediante [17]:

$$Z = Z_0\, \varphi \tag{3}$$

donde la inclinación de la hélice es:

$$p = 2\pi Z_0 \quad . \tag{4}$$

La inclinación es la distancia a lo largo del eje de la hélice (Z) que se obtiene luego de una vuelta completa de la hélice. Por lo tanto la métrica helicoidal es:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - d r^2 - (r^2 + Z_0{}^2) d\varphi^2 \tag{5}$$

a partir de una vuelta de la hélice. Para n vueltas:

$$R := n\, Z_0 \tag{6}$$

y:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - d r^2 - (r^2 + R^2)\, d\varphi^2 \quad . \tag{7}$$

Consideremos radiación electromagnética propagándose a través de una fibra óptica helicoidal. En la representación de partícula del dualismo onda partícula de de Broglie, hay un fotón que se propaga a una velocidad *c*, de manera que la métrica posee una geodésica nula:

$$ds^2 = 0 \quad . \tag{8}$$

Se considera constante el radio de la fibra óptica, de manera que:

$$d r^2 = 0 \quad . \tag{9}$$

Por lo tanto:

$$c^2 dt^2 = (r^2 + R^2) d\varphi^2 \tag{10}$$

y la frecuencia angular intrínseca de la métrica es:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{c}{(r^2+R^2)^{1/2}} \tag{11}$$

así, definiendo un ángulo de fase en radianes:

$$\theta_R = \omega\ t \tag{12}$$

donde t es el tiempo, por ejemplo el tiempo requerido para recorrer la circunferencia de un círculo de radio *r*. Esto es el tiempo requerido para recorrer $2\pi r$, y que puede medirse directamente empleando para ello un cronómetro digital contemporáneo. El intervalo de tiempo viene dado por:

$$t = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{c}\, 2\pi\, (r^2 + R^2)^{1/2} \quad . \tag{13}$$

A partir de las Ecs. (11) y (12) se observa que, a medida que

$$R \longrightarrow \infty \tag{14}$$

entonces

$$\omega \longrightarrow 0 \quad . \tag{15}$$

Esto significa que si la fibra helicoidal se extiende para formar una línea recta la fase θ desaparece. Por otro lado, si

$$R \longrightarrow 0 \tag{16}$$

entonces

$$\omega \longrightarrow \frac{c}{r} \tag{17}$$

que constituye el efecto Sagnac para una plataforma en reposo (véase documento 145).

La Ec. (11) y la fase (12) producen una rotación del plano de polarización de la luz que se propaga a través de una fibra óptica helicoidal – el efecto Tomita Chiao [1-10] o la fase de Berry. Este efecto se demuestra como sigue. Consideremos un vector unitario linealmente polarizado:

$$\boldsymbol{e}_l^{(1)} = \boldsymbol{e}^{(1)} \left(\exp(i\,\theta) + \exp(-i\,\theta)\right) \tag{18}$$

es decir

$$\text{Real}\,(\boldsymbol{e}_l^{(1)}) = 2\,\boldsymbol{i}\cos\theta \tag{19}$$

donde la fase electromagnética es:

$$\theta = \omega\,t - \kappa Z \tag{20}$$

donde ω es la frecuencia angular electromagnética en el instante t, y donde κ es el vector-onda en el punto Z. La fase (12) resulta así:

$$\boldsymbol{e}_l^{(1)\,\prime} = e^{i\theta_R}\,\boldsymbol{e}_l^{(1)} \tag{21}$$

donde:

$$\boldsymbol{e}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(\boldsymbol{i} - i\boldsymbol{j}) \tag{22}$$

es el vector unitario del sistema circular complejo [1-10]. Por lo tanto:

$$\boldsymbol{e}_l^{(1)\prime} = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(\boldsymbol{i} - i\boldsymbol{j})(\exp(i\,(\theta + \theta_R) + \exp\,(-i\,(\theta - \theta_R)) \tag{23}$$

donde:

$$\exp(i\,(\theta + \theta_R) = \cos\,(\theta + \theta_R) + i\ \mathrm{sen}\,(\theta + \theta_R) \tag{24}$$

$$\exp\,(-i\,(\theta - \theta_R)) = \cos\,(\theta - \theta_R) - i\ \mathrm{sen}\,(\theta - \theta_R) \quad . \tag{25}$$

Utilizando las fórmulas [17]:

$$\cos\,(\theta \pm \theta_R) = \cos\theta\ \cos\theta_R \mp \mathrm{sen}\theta\ \mathrm{sen}\theta_R \quad , \tag{26}$$

y

$$\sin\,(\theta \pm \theta_R) = \mathrm{sen}\theta\ \cos\theta_R \pm \cos\theta\ \mathrm{sen}\theta_R \quad , \tag{27}$$

entonces

$$e^{i(\theta+\theta_R)} + e^{-i(\theta-\theta_R)} = 2\,(\cos\theta_R - i\ \mathrm{sen}\theta_R)\cos\theta \tag{28}$$

y

$$\boldsymbol{e}_l^{(1)\prime} = \frac{2}{\sqrt{2}}\,(\boldsymbol{i} - i\boldsymbol{j})\,(\cos\theta_R - i\ \mathrm{sen}\theta_R)\cos\theta \tag{29}$$

de manera que

$$\mathrm{Real}\,(\boldsymbol{e}_l^{(1)\prime}) = \frac{2}{\sqrt{2}}\,(\boldsymbol{i}\cos\theta_R - \boldsymbol{j}\ \mathrm{sen}\theta_R) \quad . \tag{30}$$

Comparando las Ecs.(19) y (30) se observa que la fase θ_R has rotado el plano de la luz luego de que se ha propagado a través de la fibra óptica helicoidal, y esto es precisamente la descripción del efecto Tomita Chiao. Este último se ha deducido al considerar simplemente la métrica estática de Minkowski, y se ha relacionado con el efecto Sagnac para una plataforma estática. Estos resultados ilustran la elegancia del método de la métrica.

Si se rota la métrica helicoidal de tal manera que:

$$\mathrm{d}\,\varphi \longrightarrow \mathrm{d}\,\varphi \mp \Omega\,\mathrm{dt} \tag{31}$$

donde la velocidad angular Ω se define como

$$\Omega = \frac{v}{r} \tag{32}$$

entonces:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{c}{r_1} \pm \frac{v}{r} \tag{33}$$

donde

$$r_1 = \ (r^2 + R^2)^{½} \quad . \tag{34}$$

Así:

$$\frac{dt}{d\varphi} = \frac{rr_1}{rc \pm r_1 v} \tag{35}$$

y para una rotación de 2π de φ :

$$t = \frac{2\pi r r_1}{rc \pm r_1 v} \quad . \tag{36}$$

La diferencia en este intervalo de tiempo para una rotación a favor o en contra de las agujas del reloj es:

$$\Delta\, t = 2\pi r r_1 \left(\frac{1}{rc - r_1 v} - \frac{1}{rc + r_1 v}\right) = \frac{\Omega Ar}{\left(c - \frac{r_1}{r} v\right)\left(c + \frac{r_1}{r} v\right)} \tag{37}$$

donde el área *Ar* se define mediante:

$$Ar := \pi\, {r_1}^2 = \pi\, (r^2 + R^2) \quad . \tag{38}$$

Este resultado puede expresarse como:

$$\Delta\, t = \frac{\Omega Ar \cos\lambda}{(c\cos\lambda - v)(c\cos\lambda + v)} \tag{39}$$

donde el coseno se define como:

$$\cos\lambda = \frac{r}{(r^2 + R^2)^{½}} \quad . \tag{40}$$

Si:

$$c >> v \tag{41}$$

entonces

$$\Delta\, t \longrightarrow \frac{\Omega Ar}{c^2} \frac{1}{\cos\lambda} = \frac{\pi\Omega}{c^2} \left(\frac{(r^2 + R^2)^{3/2}}{r}\right) \tag{42}$$

y si

$$r >> R \tag{43}$$

el resultado se reduce al efecto Sagnac:

$$\Delta\, t = \frac{\Omega\pi r^2}{c^2} \quad . \tag{44}$$

Estas ecuaciones constituyen la el diseño de un giróscopo compacto de fibra óptica de alta exactitud, construido simplemente al enrollar muchas vueltas de fibra óptica alrededor de un cilindro. Su área efectiva es

$$Ar = \pi(r^2 + n^2 Z_0{}^2) \quad . \tag{45}$$

A medida que n y Z_0 aumentan su valor, el instrumento pasa a tener un área efectiva muy grande, si dejar por ello de ser compacto y práctico, y capaz de medir un valor muy pequeño de Ω , o resolución angular, y mostrando un alto nivel de sensibilidad frente a la rotación. Deviene un efecto Tomita Chiao en rotación.

Este método de la métrica ECE permite el desarrollo teórico del efecto de la gravitación sobre la luz, así como su observación en el laboratorio, en una forma mucho más sencilla que el típico problema relativista de Kepler [1-10], conduciendo a la desviación de la luz (véase el documento anterior de esta serie [1-10]), precesión eclíptica orbital, corrimiento gravitacional hacia el color rojo, precesión geodética, fenómenos de pulsar binario, etc. simplemente se reemplaza la métrica de Minkowski por la métrica gravitacional en coordenadas cilíndricas polares:

$$ds^2 = x^2 c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{X^2} - r^2 d\varphi^2 - dZ^2 \tag{46}$$

donde

$$x = \left(1 - \frac{2MG}{c^2 R}\right)^{½} \quad . \tag{47}$$

Aquí, G es la constante de Newton, M es una masa gravitatoria, R es la distancia entre dicha masa y el fotón o electrón bajo consideración en los efectos Sagnac y Tomita Chiao. Cuando consideramos a la luz, se emplea el método de la geodésica nula:

$$ds^2 = 0 \quad . \tag{48}$$

Este es el mismo procedimiento que el utilizado en la conocida teoría de la desviación de la luz, como se ha demostrado en gran detalle en documentos anteriores de ECE(véase www.aias.us). Resulta intrínseco en esta teoría el empleo de una masa fotónica m, que es atraída gravitacionalmente por M. Por lo tanto, rigurosamente, la condición de geodésica nula constituye una aproximación, ya que es exactamente correcta sólo si la masa m es igual a cero, en cuyo caso ninguna atracción gravitacional puede suceder entre m y M. La masa fotónica m espinita, pero muy pequeña, y aún no ha sido medida experimentalmente.

Uno de los importantes subproductos de la teoría ECE [1-10] es el descubrimiento de que la ecuación de campo de Einstein está irrecuperablemente equivocada, ya que utiliza una conexión simétrica incorrecta (documentos ECE 122 y sigs.). Resulta muy sencillo demostrar que la conexión en geometría de Riemann y Cartan utiliza la antisimetría del conmutador de derivadas covariantes. La conexión es siempre antisimétrica, un descubrimiento fundamental de la teoría ECE. Es así que la métrica (46) no puede reducirse a partir de la incorrecta ecuación de campo de Einstein, resultando que todas las métricas de la ecuación de campo de Einstein son incorrectas [1-10]. En la teoría ECE la métrica (46) se deduce simplemente como una solución posible del teorema orbital del documento 111. Más aún, se ha sabido experimentalmente durante más de medio siglo, desde el descubrimiento de la curva de velocidad de una galaxia en espiral, que la métrica (46) puede describir sólo una muestra muy limitada de datos astronómicos, confinados en su mayoría al sistema solar. Falla completamente para galaxias en espiral, las cuales se describen en forma directa con la teoría ECE a través de la torsión del espaciotiempo[1-10]. Resulta inútil afirmar que la ecuación de campo de Einstein es correcta, tal como se hacía durante el siglo XX. Resulta muy sencillo refutar [1-10] la ecuación de campo de Einstein, tanto teórica como experimentalmente. Finalmente, la métrica (46) ha sido mal nombrada en la literatura del siglo XX como la métrica de Schwarzschild. Estudios contemporáneos [1-10] subrayan un hecho claramente obvio, en cuanto a que esta métrica no fue inferida por Schwarzschild en sus dos trabajos originales de 1916, los primeros en resolver la ecuación de campo de Einstein. Opiniones heredadas en este campo de la filosofía natural hicieron a un lado la lógica y el academicismo, situación que continúa hasta el presente entre los investigadores menos informados. La ecuación de campo de Einstein constituye el arquetipo del ídolo de la caverna, cuyo resultado ha fomentado la pereza mental y la caída en fantasías inobservables como la materia oscura a finales del siglo XX. La teoría del campo unificado ECE ha eliminado este oscurantismo poco científico y le ha sustituido con lógica sencilla así como los principios originales de Bacon del iluminismo de los siglos XVI y XVII.

Para nuestros propósitos actuales aceptamos la métrica (46) simplemente como una solución posible del teorema orbital, una que resulta exacta por accidente para un conjunto limitado de datos astronómicos pertenecientes a nuestro completamente insignificante sistema solar. Éste procedimiento es el único posible al presente, en ausencia de una métrica que pueda describir en forma consistente tanto los datos del sistema solar como aquellos pertenecientes a las galaxias en espiral y, por supuesto, sin el empleo de la puramente fenomenológica materia oscura, un factor compensatorio que no posee base alguna en la filosofía de la relatividad. En la actualidad, aspectos diferentes de la teoría ECE describen los datos del sistema solar y de las galaxias en espiral, pero aún resulta necesaria una métrica consistente, una que debe también ser una solución para el teorema orbital. Una métrica semejante constituiría un avance significativo en el conocimiento científico. Por lo tanto, aceptaremos la métrica (46) por el momento y la rotaremos a fin de obtener la precesión de de Sitter.

$$ds'^2 = \mathrm{x}^2 c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\mathrm{X}^2} - r^2(d\varphi^2 \mp \Omega dt)^2 - dZ^2 \quad . \tag{49}$$

En la condición:

$$ds' = dr = dZ \tag{50}$$

La Ec. (49) nos da el efecto de la gravitación sobre el efecto Sagnac, tal como se describe en los documentos 145 y 146 de esta serie. Se ha demostrado en esta sección que el efecto Tomita Chiao y la fase de Berry se describen a través de la Ec. (10), de manera que resulta que el efecto de la gravitación sobre el efecto Tomita Chiao viene dado por:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{x\, c}{r_1} \quad . \tag{51}$$

Si la bobina afectada por la gravitación gira alrededor de Z a una velocidad angular $\mp \Omega$, el cambio de fase resultante será:

$$\Delta\, \theta = \left(\frac{x\, c}{r_1} \pm \Omega \right) t \quad . \tag{52}$$

Esta es la base para el diseño de un gravímetro de alta exactitud.

El método del marco en rotación de la teoría ECE utilizado en documentos anteriores para describir el efecto Sagnac y el disco de Faraday (véase Sección 4 de este documento) utiliza una tétrada en rotación:

$$\boldsymbol{q}^{(1)} = \boldsymbol{e}^{(1)} \exp(\mp i\, \Omega t) \tag{53}$$

donde Ω es la frecuencia angular de rotación de la plataforma de Sagnac o del disco de Faraday. Este método simplemente rota el espaciotiempo en un plano para dar un ángulo de fase Ωt , y resulta equivalente a la rotación de la métrica en un plano para dar el mismo ángulo de fase.

3. Efecto Sagnac del electrón

La teoría de la métrica ECE de este efecto, demostrado experimentalmente por primera vez a mediados de la década de 1990, es similar a la teoría métrica del efecto Sagnac del fotón. La diferencia radica en que no se utiliza la condición de la geodésica nula, de manera que:

$$ds^2 \neq 0 \tag{54}$$

en un plano definido por:

$$d\, r^2 = dZ^2 = 0 \quad . \tag{55}$$

En las notas 147(5) que acompañan este documento en www.aias.us se incluyen los detalles de este procedimiento y la deducción detallada de la transformada de Lorentz. Estas notas demuestran que el tiempo propio infinitesimal viene definido por:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\varphi^2 - dZ^2 \tag{56}$$

donde:

$$\boldsymbol{v} = \frac{d\boldsymbol{r}}{dt} \tag{57}$$

es la velocidad. La Ec. (56) es:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - |d\boldsymbol{r}^2| = c^2 dt^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \tag{58}$$

de manera que

$$d\tau^2 = \frac{1}{\gamma^2} dt^2 \tag{59}$$

ó

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

El tiempo propio τ es el tiempo en un marco de referencia en el cual la partícula de masa m no está en movimiento; en otras palabras, el tiempo propio es el tiempo tal como se mediría en un marco de referencia en el que la partícula estuviera en reposo. El tiempo propio es el mínimo tiempo posible. En cualquier otro marco de referencia, el infinitesimal de tiempo es más largo que el infinitesimal del tiempo propio. Esto se conoce como dilatación del tiempo [18]:

$$dt \geq d\tau \quad . \tag{61}$$

El infinitesimal dt es aquel en un marco de referencia con respecto al cual la partícula está en movimiento. De manera que el infinitesimal de tiempo dt es aquel medido por un observador en el marco de referencia del laboratorio. La partícula se mueve en el marco del laboratorio y se observa cómo el movimiento.

Por lo tanto:

$$c^2 (dt^2 - d\tau^2) = r^2 d\varphi^2 \tag{62}$$

en el plano definido por:

$$dr = dZ = 0 \quad . \tag{63}$$

En la Ec.(62):

$$d\tau^2 = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) dt^2 \tag{64}$$

de manera que:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{v}{r} \quad . \tag{65}$$

Esta es la expresión de aspecto familiar para la frecuencia angular, pero ha sido deducida en una manera rigurosamente relativista. La Ec. (65) nos da el ángulo de fase generado por un electrón que se mueve alrededor de un circuito cerrado, por ejemplo un círculo de radio *r*:

$$\theta = \omega\, t = \frac{v}{r}\, t \quad . \tag{66}$$

El tiempo requerido para recorrer la circunferencia (2π radianes) es

$$t = \frac{2\pi}{\omega} \tag{67}$$

y esto puede medirse experimentalmente por cronometría directa. El ángulo de fase (θ) es el efecto Sagnac para un electrón en una plataforma estática.

Esta es una clásica teoría de la relatividad. El hecho de que se la describa como relatividad restringida o generalizada no es relevante, ya que estas etiquetas son accidentes de la historia. En la teoría cuántica la función de onda del electrón [18] es:

$$\psi = \psi_0 \exp\left(\frac{i}{\hbar} p^\mu x_\mu\right) \tag{68}$$

donde

$$p^\mu = \left(\frac{E}{c}, \boldsymbol{p}\right) \tag{69}$$

$$x_\mu = (ct, -\boldsymbol{r}) \quad . \tag{70}$$

De manera que:

$$\psi = \psi_0 \exp\left(i(Et - \boldsymbol{p}\,.\,\boldsymbol{r})/\hbar\right) \tag{71}$$

que posee el mismo formato que la función de onda de un fotón. Sin embargo, para el electrón (véase la siguiente Sección) aplica la ecuación de energía de Einstein [1-10, 19]

$$E^2 = c^2p^2 + m^2c^4 \tag{72}$$

con una masa m no nula. El dualismo onda partícula implica que:

$$E = \hbar\,\omega \quad , \quad \boldsymbol{p} = \hbar\,\boldsymbol{\kappa} \quad , \tag{73}$$

donde ħ es la constante reducida de Planck, E es la energía y $\boldsymbol{p}$ el momento, siendo $\boldsymbol{\kappa}$ la onda-vector del electrón. Nótese que en la Ec. (73) de aspecto familiar, E es la energía relativista:

$$E = \gamma\, mc^2 \tag{74}$$

y $\boldsymbol{p}$ es el momento relativista:

$$\boldsymbol{p} = \gamma\, m\boldsymbol{v} \quad . \tag{75}$$

Esto se debe a que la ecuación de energía de Einstein (66) es simplemente otra forma de expresar el momento relativista [19]:

$$p^2 = \gamma^2 m^2 v^2 \quad . \tag{76}$$

Para el fotón

$$m = 0 \tag{77}$$

de manera que:

$$p = E / c \tag{78}$$

$$\kappa = \omega \ / \ c \tag{79}$$

pero para el electrón existe la energía en reposo:

$$E_0 = mc^2 \tag{80}$$

$$= (\omega^2 - c^2\kappa^2)^{1/2} / \hbar$$

y así:

$$\kappa \neq \omega \ / \ c \quad . \tag{81}$$

El efecto Sagnac para rayos de electrones en contra rotación produce el desplazamiento de fase:

$$\psi \longrightarrow e^{\pm i\omega_0 t}\, \psi \tag{82}$$

donde

$$\omega_0 = \frac{v}{r} \quad . \tag{83}$$

Consideremos un rayo de electrones rotando en forma circular, tal como un círculo en una dirección, y se gira la plataforma según $\pm\Omega$. La métrica relevante deviene:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2\, dt^2 - r^2\, (d\varphi \mp \Omega\, dt)^2 \tag{84}$$

es decir:

$$r^2\, (d\varphi \mp \Omega\, dt)^2 = c^2(dt^2 - d\tau^2) = v^2\, dt^2 \tag{85}$$

de manera que la frecuencia angular intrínseca de la métrica es:

$$\omega = \omega_0 \pm \Omega \quad . \tag{86}$$

La diferencia en tiempo para que un electrón recorra 2π radianes en el sentido de las agujas del reloj y en dirección contraria es:

$$\Delta t = 2\pi \left(\frac{1}{\omega_0 - \Omega} - \frac{1}{\omega_0 + \Omega} \right) \quad . \tag{87}$$

Para un electrón:

$$\omega_0 = \frac{v}{r} \tag{88}$$

y para un fotón:

$$\omega_0 = \frac{c}{r} \quad . \tag{89}$$

Estos tiempos pueden medirse directamente utilizando cronómetros digitales contemporáneos, o mediante un desplazamiento en el margen de un interferograma de Sagnac, que suele ser el método usual [1-10].

El efecto adicional de la gravitación en estos desplazamientos de margen e intervalos de tiempo pueden calcularse en forma directa mediante el empleo de la métrica gravitacional (46) sin el empleo de la geodésica nula y del plano, de manera que:

$$d\, r^2 = d\, Z^2 = 0 \tag{90}$$

en la Ec. (46) y en consecuencia la Ec. (46) deviene:

$$r^2 d\varphi^2 = c^2(x^2 dt^2 - d\tau^2) \tag{91}$$

en donde:

$$d\tau^2 = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) dt^2 \quad . \tag{92}$$

De manera que para una plataforma estática, la gravitación cambia la frecuencia angular intrínseca (88) de la métrica de Minkowski a:

$$\omega_0 = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{r}\left(v^2 - \frac{2MG}{R}\right)^{1/2} \tag{93}$$

de la métrica gravitacional. Tal como se demuestra en detalle en la nota 147(7) que acompaña al documento 147 en www.aias.us el resultado (93) es totalmente consistente con la dinámica clásica, aun cuando se obtiene en forma relativista. El potencial gravitacional clàsico [19] es:

$$\Phi = -\frac{MG}{R} \tag{94}$$

A partir del cual se obtiene la energía potencial clásica:

$$U = m\,\Phi \quad . \tag{95}$$

A partir de la Ec.(93):

$$v_1^2 = v^2 - \frac{2MG}{R} \tag{96}$$

de manera que:

$$\frac{1}{2} m v_1^2 = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{MG}{R} \tag{97}$$

es el hamiltoiniano:

$$H = T + U \tag{98}$$

donde la energía cinética es:

$$T = \frac{1}{2} m v^2 \tag{99}$$

Y la energía potencial gravitacional es:

$$U = -\frac{mMG}{R} \quad . \tag{100}$$

La fuerza gravitacional clásica entre la masa del electrón m y la masa gravitacional M es:

$$\mathbf{F} = -\nabla U = -\frac{mMG}{R^2}\,\mathbf{k} \tag{101}$$

en el eje Z del vector unitario cartesiano **k**. Esta es la ley del cuadrado de la inversa de Newton. La magnitud de la aceleración debida a la gravedad es:

$$\mathrm{g} = -\frac{MG}{R^2} \tag{102}$$

de manera que el principio de equivalencia es:

$$\mathbf{F} = m\,\mathbf{g} = -\frac{GmM}{R^2}\,\mathbf{k} \tag{103}$$

Tal como se dedujo en un documento previo a partir de la ley de antisimetría ECE.

A partir de estas consideraciones se deduce que el tiempo utilizado por un rayo de luz para recorrer 2π radianes en un campo gravitacional es:

$$t = \frac{2\pi r}{(c^2 + 2\,R\,\mathrm{g})^{1/2}} \tag{104}$$

y que el tiempo utilizado por un electrón para realizar el mismo recorrido es:

$$t = \frac{2\pi r}{(v^2 + 2\,R\,\mathrm{g})^{1/2}} \quad . \tag{105}$$

Estos tiempos pueden medirse directamente y forman la base para un sencillo gravímetro de gran exactitud. Estos tiempos dependen de g, de manera que son diferentes en varias situaciones en las cuales g sea diferente, por ejemplo en varias órbitas y puntos sobre la superficie de la Tierra. Por lo tanto, estos tiempos proporcionan un mapa gravitacional exacto.

4. Disco de Faraday

Con el objeto de aplicar estos métodos de la métrica al disco de Faraday, debe desarrollarse la idea de partículas tales como un fotón o un electrón recorriendo un circuito cerrado tal como un círculo, conformando un disco sólido - el disco de Faraday. Tal como se demuestra en detalle en la nota 147(8) que acompaña este documento en www.aias.us el potencial gravitacional en el punto P, a una distancia R del centro de gravedad del disco sólido de masa M, es:

$$\Phi = -\frac{MG}{R} \quad . \tag{106}$$

Si el radio del disco es a , y P´ es un punto en el borde del disco, y θ el ángulo entre a y R, y si la distancia entre P y P´ es r , entonces

$$\Phi = -MG / (a\cos\theta + (a^2 \mathrm{sen}^2\,\theta + r^2)^{1/2}) \quad . \tag{107}$$

Si:

$$r >> a \tag{108}$$

entonces

$$\Phi \sim -\frac{MG}{r} \tag{109}$$

y el problema se reduce entonces al mismo formato matemático que en la Ec. (94). De manera que el efecto de la gravitación sobre el disco de Faraday puede desarrollarse utilizando el mismo tipo de método métrico.

Para encarar este problema primero se muestra que la ecuación de energía de Einstein (72) es una consecuencia directa de la métrica de Minkowski. Esta última es:

$$c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - d\boldsymbol{r} . d\boldsymbol{r} \tag{110}$$

y en coordenadas cilíndricas polares:

$$d\boldsymbol{r} . d\boldsymbol{r} = dr^2 + r^2 d\varphi^2 + dZ^2 \quad . \tag{111}$$

A partir de la Ec.(110):

$$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 = \gamma^2 = 1 + \frac{1}{c^2}\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 \quad . \tag{112}$$

Multiplicando ambos lados de la Ec. (112) por m^2 :

$$m^2 \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right) = \frac{m^2}{\gamma^2 c^2}\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 \quad . \tag{113}$$

El momento relativista [19] es

$$\boldsymbol{p} = m\frac{d\boldsymbol{r}}{d\tau} = \gamma m \frac{d\boldsymbol{r}}{dt} = \gamma m \boldsymbol{v} \quad . \tag{114}$$

A partir de las Ecs. (113) y (114):

$$\gamma^2 m^2 c^4 \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right) = p^2 c^2 \tag{115}$$

es decir

$$E^2 = (\gamma m c^2)^2 = p^2 c^2 + E_0^2 \tag{116}$$

donde la energía en reposo es:

$$E_0 = m\,c^2 \quad . \tag{117}$$

Esta es la ecuación de la energía de Einstein, Q.E.D.

La Ec. (110) es:

$$x^{\mu}\, x_{\mu} = c^2\, \tau^2 \tag{118}$$

y la Ec. (116) es:

$$p^{\mu}\, p_{\mu} = m^2\, c^4 \quad . \tag{119}$$

Aquí:

$$x^{\mu} = (ct\ ,\ \boldsymbol{r}\ ) \tag{120}$$

$$x_{\mu} = (ct\ ,-\ \boldsymbol{r}\ ) \tag{121}$$

$$p^{\mu} = (\ \frac{E}{c}\ ,\ \boldsymbol{p}\ ) \tag{122}$$

$$p_{\mu} = (\ \frac{E}{c}\ ,-\ \boldsymbol{p}\ ) \quad . \tag{123}$$

La ecuación relativista de Hamilton Jacobi constituye una simple consecuencia en la Ec. (119) de la prescripción minima [1-10, 15]:

$$p^{\mu} \longrightarrow p^{\mu}\ -\mathrm{e}\, A^{\mu} \tag{124}$$

de manera que:

$$(\ p^{\mu}\ -\mathrm{e}\, A^{\mu}\ )(\ p_{\mu} - A_{\mu}) = m^2\, c^4 \quad . \tag{125}$$

Aquí -e es la carga sobre el electrón y A^{μ} es el cuatro-potencial electromagnético

$$A^{\mu}\ = (\frac{\phi}{c}\ ,\ \boldsymbol{A}) \tag{126}$$

donde ϕ es el potencial escalar y $\boldsymbol{A}$ es el potencial vectorial. Por simplicidad y sin pérdida de generalidad consideremos:

$$p^{\mu} = p_{\mu} = 0 \tag{127}$$

para obtener:

$$A^{\mu}\, A_{\mu} = \left(\frac{mc}{e}\right)^{2} \quad . \tag{128}$$

A partir de estos preliminares puede calcularse el efecto de la rotación sobre el potencial electromagnético en el plano del disco de Faraday, un plano definido por:

$$\mathrm{d}r = \mathrm{dZ} = 0 \tag{129}$$

de manera que:

$$\mathrm{d}\boldsymbol{r}\ \boldsymbol{.}\ \mathrm{d}\boldsymbol{r} = r^2 \mathrm{d}\,\varphi^2 \quad . \tag{130}$$

Por lo tanto:

$$\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 = r^2 \left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)^2 \tag{131}$$

y el momento relativista es:

$$\boldsymbol{p} = \gamma\, m\, \boldsymbol{r} \frac{d\varphi}{d\tau} = \gamma\, m\, \omega\, \boldsymbol{r} \quad . \tag{132}$$

Por lo tanto en la Ec. (116):

$$E^2 - E_0^2 = (\gamma^2 - 1)\, m^2 c^4 = (\gamma\, m\, \omega\, c\, r)^2 \tag{133}$$

y la frecuencia angular es, consistentemente:

$$\omega = \left(\frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2}\right)^{1/2} \frac{c}{r} = \frac{v}{r} \quad . \tag{134}$$

Este es el resultado clásico familiar pero que es, simultáneamente, completamente relativista. El potencial vectorial de la prescripción minima es

$$\boldsymbol{A} = \frac{1}{e}\, \boldsymbol{p} = \frac{m}{e}\, \gamma\, \omega\, \boldsymbol{r} \tag{135}$$

y en el límite:

$$v << c \tag{136}$$

deviene:

$$\boldsymbol{A} \sim \frac{m}{e}\, \omega\, \boldsymbol{r} \quad . \tag{137}$$

Se observa que la rotación mecánica a una frecuencia angular Ω afecta el potencial vectorial de la siguiente manera:

$$\boldsymbol{A} \longrightarrow \frac{m}{e}\left(\omega + \Omega\right)\boldsymbol{r} \tag{138}$$

y éste es el tipo de fenómeno observado en el disco de Faraday.

La opinión heredada y los detalles de este desarrollo de la teoría del disco de Faraday se desriben en detalle en la nota 147(10) que acompaña este documento en www.aias.us. . La opinión heredada es que el disco demuestra la ley de fuerzas de Lorentz:

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \tag{139}$$

es decir:

$$E = v\ B = \omega\ r\ B \tag{140}$$

De manera que se genera una fuerza de campo eléctrico mediante una densidad de flujo magnético en un disco sólido de radio r que rota a una frecuencia angular ω. El disco de Faraday utiliza un imán estático, de manera que:

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{0} \tag{141}$$

y en la opinión heredada la ley de inducción de Faraday:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} + \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{0} \tag{142}$$

no describe al disco de Faraday porque:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = \boldsymbol{0} \tag{143}$$

contradiciendo la observación experimental de una fuerza de campo eléctrico que circula alrededor del borde de un disco. Esto se conoce como la paradoja de Faraday. La opinión heredada es que la rotación del imán no cambia el valor de $\boldsymbol{B}$. Sin embargo, cuidadosos experimentos recientes realizados por Kelly [20] muestran que la opinión heredada resulta incorrecta, y que la rotación del imán es relevante y que el campo magnético rota junto con el imán. En la opinión heredada el movimiento clave relevante es aquel entre el disco y el observador (el sendero de retorno o cable), significando que el disco es una demostración de la relatividad. Se ha generado una prolongada e irrelevante controversia acerca de si este fenómeno corresponde a relatividad restringida o generalizada. Al igual que en varios efectos Sagnac, ello resulta irrelevante, una simple cuestión de semántica.

Consideremos un punto en el borde de un disco de Faraday de radio r que rota a ω . A partir de la Ec. (132):

$$v = \gamma\, \omega\, r \tag{144}$$

es la velocidad lineal tangencial. Si

$$v << c \tag{145}$$

la familiar ecuación

$$v = \omega r \tag{146}$$

se recupera. El potencial vectorial de la prescripción mínima en el límite (145) es:

$$\boldsymbol{A} = \frac{m}{e}\, \omega\, \boldsymbol{r} \quad . \tag{147}$$

A partir de las Ecs. (140) y (147):

$$A = \frac{m}{e}\frac{E}{B} = \frac{m}{e}\, v \quad . \tag{148}$$

En el espacio libre:

$$\frac{E}{B} = c \tag{149}$$

de lo contrario:

$$\frac{E}{B} = v \quad . \tag{150}$$

En teoría ECE [1-10]:

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \Phi\, \boldsymbol{\omega}_s - \omega_s \boldsymbol{A} \tag{151}$$

y

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A} - \boldsymbol{\omega}_s \times \boldsymbol{A} \tag{152}$$

donde la conexión de espín escalar es ω_s y la conexión de espín vectorial es $\boldsymbol{\omega}_s$.

Si el potencial vectorial se define por la Ec. (147):

$$\boldsymbol{A} = \frac{m}{e}\, \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{r} \tag{153}$$

y si la velocidad angular $\boldsymbol{\omega}$ del disco y el radio $\boldsymbol{r}$ del disco son constantes, entonces en ausencia de un gradiente de potencial escalar $\nabla\Phi$:

$$\boldsymbol{E} = \Phi\ \boldsymbol{\omega}_s - \omega_s \boldsymbol{A} \quad . \tag{154}$$

Utilizando la ley de antisimetría de ECE [1-10]:

$$\boldsymbol{E} = -\,2\ \omega_s \boldsymbol{A} \tag{155}$$

Dando una relación directa entre la fuerza de campo eléctrico $\boldsymbol{E}$ y el potencial vectorial $\boldsymbol{A}$. Esta relación no aparece en la opinión heredada. La antisimetría también implica, consistentemente:

$$\nabla\Phi = \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} = \mathbf{0} \quad . \tag{156}$$

Si en la Ec. (153):

$$\boldsymbol{\omega} = \omega_Z\, \mathbf{k} \tag{157}$$

$$\boldsymbol{r} = \mathrm{X}\, \mathbf{i} + \mathrm{Y}\, \mathbf{j} \tag{158}$$

entonces:

$$\boldsymbol{A} = \frac{m\omega}{e}\ (-\,\mathrm{Y}\, \mathbf{i} + \mathrm{X}\, \mathbf{j}\,) \tag{159}$$

y

$$\nabla \times \boldsymbol{A} = \frac{2m\omega}{e}\ \mathbf{k} \tag{160}$$

En donde:

$$\frac{\partial A_{\mathrm{Y}}}{\partial \mathrm{X}} = -\frac{\partial A_{\mathrm{X}}}{\partial \mathrm{Y}} = \frac{m\omega}{e} \tag{161}$$

Otro ejemplo de la ley de antisimetría de ECE:

$$F_{ij} = \partial_i\, A_j - \partial_j\, A_i + \omega_{si}\, A_j - \omega_{sj}\, A_i \tag{162}$$

con:

$$\partial_i\, A_j + \omega_{si}\, A_j = -\,(\partial_j\, A_i + \omega_{sj}\, A_i) \quad . \tag{163}$$

Por lo tanto la densidad de flujo magnético total a partir de la Ec. (152) es:

$$\boldsymbol{B} = \frac{2m\omega}{e}\, \mathbf{k} - \boldsymbol{\omega}_s \times \boldsymbol{A} \quad . \tag{164}$$

Sin embargo, por antisimetría:

$$\boldsymbol{E} = -2\ \omega_s \boldsymbol{A}\ =\ 2\ \Phi\ \boldsymbol{\omega}_s \tag{165}$$

De manera que para el disco de Faraday:

$$\boldsymbol{\omega}_s \times \boldsymbol{A}\ =\ \boldsymbol{0} \tag{166}$$

y:

$$\boldsymbol{E} = 2\ \Phi\ \boldsymbol{\omega}_s \tag{167}$$

$$\boldsymbol{B} = \frac{2m\omega}{e}\ \mathbf{k} \tag{168}$$

constituye una descripción completa del disco sin necesidad de otras consideraciones. La fuerza de campo eléctrico se encuentra dentro de 2 Φ. El vector de conexión de espín, y la densidad de flujo magnético es el rotacional del potencial vectorial, proporcional al rotacional del vector de conexión de espín.

De las Ecs. (167) y (168):

$$E = \left(\frac{\Phi}{A}\ |\boldsymbol{\omega}_s|\ r\ \right) B \quad . \tag{169}$$

Ahora utilizamos la siguiente relación entre las magnitudes de los potenciales escalar y vectorial:

$$\Phi\ =\ c\ A \tag{170}$$

para hallar que

$$\begin{aligned} E &= (c\ r\ |\boldsymbol{\omega}_s|\ )\ B \\ &= v\ B \end{aligned} \tag{171}$$

si la magnitud del vector de conexión de espín es:

$$|\boldsymbol{\omega}_s| = \left(\frac{v}{c}\right)\frac{1}{r}\ . \tag{172}$$

El escalar de la conexión de espín viene definido por:

$$\omega_s = c|\boldsymbol{\omega}_s| \tag{173}$$

de manera que el cuatro vector de conexión de espín viene definido por:

$$\omega_s^{\mu} = (\omega_s\ ,\ c\boldsymbol{\omega}_s\ ) \quad . \tag{174}$$

De manera que el escalar de la conexión de espín es la velocidad angular:

$$\omega_s = \omega = \frac{v}{r} \tag{175}$$

y es la velocidad angular intrínseca de la métrica de Minkowski. Rotando esta última, por lo tanto, se produce una conexión de espaciotiempo. Consistentemente, es la conexión la responsable del efecto Sagnac en un fotón. La teoría de Maxwell Heaviside no posee conexión porque se basa en un marco de Minkowski estático, y por esta razón no puede describir el efecto Sagnac del fotón, como es bien conocido [15]. Por lo tanto, la teoría ECE reúne varios conceptos en un modo completamente consistente. En resumen, para el disco de Faraday:

$$\omega_s = \omega \tag{176}$$

$$\boldsymbol{\omega}_s = \left(\frac{v}{c}\right)\frac{1}{r^2}\left(-r_Y\,\mathbf{i} + r_X\,\mathbf{j}\right) \tag{177}$$

y el método de la métrica muestra que $\boldsymbol{A}$ se ve afectado por la rotación, por lo tanto también se ve afectado $\boldsymbol{B}$, tal como lo observó Kelly [20]. El método de la métrica en el límite $v \ll c$ produce

$$v = \omega\, r \tag{178}$$

un resultado afectado tanto por la relatividad como por la gravitación.

Por otro lado, la familiar inducción de Lorentz es:

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \tag{179}$$

$$\boldsymbol{B} = -\frac{1}{v^2}\,\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{E} \quad , \tag{180}$$

y viene de la transformada de Lorentz del tensor de campo [15]. En la teoría ECE proviene de la transformación de coordenadas de la torsión [1-10]. Posee también algunas restricciones ocultas que quedan reveladas a continuación. Multiplicar ambos lados de la Ec. (179) como sigue:

$$\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{E} = \boldsymbol{v} \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) = (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{B})\, \boldsymbol{v} - v^2 \boldsymbol{B} \tag{181}$$

De manera que el resultado usual (180) se obtiene solo si:

$$\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{B} = 0 \ . \tag{182}$$

Análogamente, a partir de la Ec. (180):

$$\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} = -(\boldsymbol{v} \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{E}))/\, v^2 = \boldsymbol{E} - \frac{1}{v^2}\,\boldsymbol{v}\,(\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{E}) \tag{183}$$

y obtenemos el resultado:

$$\boldsymbol{v} \,.\, \boldsymbol{B} = \boldsymbol{v} \,.\, \boldsymbol{E} = 0 \ . \qquad (184)$$

Esto constituye una restricción respecto de la validez de la ley de inducción de Lorentz. No es general, en tanto que la teoría ECE de las Ecs. (167) y (168) es general y más sencilla, de manera tiene preferencia por el principio de simplicidad. Como suele ser el caso, la teoría ECE aventaja a la de Maxwell Heaviside (MH) porque la primera es una teoría del campo unificado covariante generalizada, y como hemos observado, MH se ve seriamente restringida en su capacidad para producir cualquier efecto que involucre una rotación de la métrica de Minkowski. Finalmente, MH es incapaz de explicar efectos gravitacionales sobre la luz. Dado que la inducción de Lorentz se basa en la teoría MH, no debiera sorprender que la inducción de Lorentz también se vea restringida tal como acabamos de demostrar. En consecuencia, la inducción de Lorentz no resulta satisfactoria para explicar el disco de Faraday.

Agradecimientos

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil y a muchos colegas alrededor del mundo por muchas discusiones interesantes.

Referencias

[1] M. W. Evans et al., "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 y sigs.), siete volúmenes a la fecha.

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

[3] Portales ECE y relacionados, www.aias.us (Archivos de la Biblioteca Nacional de Gales y la colección nacional británica permanente de portales distinguidos), www.atomicprecision.com, www.upitec.org, www.et3m.net.

[4] M. W. Evans et al., documentos sobre teoría ECE publicados en Found. Phys. Lett., Physica B, Acta Physica Polonica, y dos documentos de conferencias.

[5] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (Abramis, 2010, en prensa).

[6] Los documentos fuente de ECE en www.aias.us (UFT 1 a UFT 146 a la fecha). Artículos, libros y traducciones por académicos de ECE.

[7] M. W. Evans (ed.), "Modern Nonlinear Optics" (Wiley 2001, segunda edición, 2001); ibid, M. W Evans y S. Kielich (eds.), primera edición 1992, 1993 y 1997.

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

[9] M. W. Evans y J.-P. Vigier, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002), en cinco volúmenes.
[10] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory” (World Scientific, 1994).
[11] Para una crítica académica detallada de tema, véase S. Crothers en la ref. (2).
[12] L. H. Thomas, Nature, 117, 514 (1926).
[13] W. de Sitter, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 77, 155 (1916).
[14] T. W. Barrett, en la ref. (7).
[15] T. W. Barrett en T. W. Barrett y D. M. Grimes (Eds.), “Advanced Electromagnetism” (World Scientific, 1995).
[16] F. Hasselbach, Physica B y C, 151, 230 (1988).
[17] E. G. Milewski, Chief Ed., “Vector Analysis Problem Solver” (Research and Education Association, Nueva York, 1987, impression revisada).
[18] L. H. Ryder, “Quantum Field Theory” (Cambridge Univ. Press, 1996, 2ª. Ed.).
[19] J. B. Marion y S. T. Thornton, “Classical Dynamics” (HB College Publishers, Nueva York, 1988, Tercera Edición).
[20] A. G. Kelly, Monografías 5 y 6 del Instituto de Ingenieros de Irlanda (1998).