Explicación del Generador de Disco de Faraday según la Teoría del Campo Unificado de Evans.

por

F. Amador, P. Carpenter, A. Collins, G. J. Evans, M. W. Evans, L. Felker, J. Guala-Valverde, D.Hamilton, J .B. Hart, A. Hill, G. P. Owen y J. Shelburne.

Alpha Institute for Advanced Study (AIAS)
(www.aias.us, www.atomicprecision.com)

y

Fundación Julio Palacios,
Alderete 285 (8300), Neuquén,
Argentina
(fundacionjuliopalacios@usa.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se utiliza la teoría del campo unificado de Evans para brindar una explicación directa del generador de disco de Faraday, en relatividad general y utilizando la geometría de Cartan en vez de la geometría de Riemann. El tensor de campo electromagnético es el tensor de torsión, el cual en geometría diferencial se transforma en la forma de torsión. Se demuestra que la ley de inducción de Faraday se cumple en cualquier marco de referencia, y se establece mecánicamente una torsión en el generador de disco de Faraday. Esta torsión del espacio-tiempo inducida mecánicamente es la causa de la inducción eléctrica observada en el disco de Faraday cuando el imán se encuentra estacionario. La teoría del campo unificado explica la inducción eléctrica observada por parte de un solenoide en una vuelta de alambre conductor. Las líneas de fuerza magnéticas se ven contenidas dentro del solenoide, y se produce inducción eléctrica a través de la conexión de espín de la relatividad general. En la relatividad restringida no existe la conexión de espín y, por lo tanto, no hay una explicación válida para la inducción eléctrica provocada por un solenoide. Hay varios efectos, ahora conocidos como explicables a partir de la teoría del campo unificado de Evans de la relatividad general, pero no mediante la teoría de campo de Maxwell-Heaviside, la cual cumple con la teoría de la relatividad restringida.

Palabras clave: teoría del campo unificado de Evans, generador de disco de Faraday, inducción eléctrica mediante un solenoide.

1. Introducción.

Recientemente [1] – [25], se ha desarrollado una teoría del campo unificado, la cual se basa rigurosamente en los principios de la relatividad general einsteiniana. La teoría de campo original de Einstein y Hilbert, desarrollada en forma independiente por estos dos autores [26] – [28] en 1915 utilizaba geometría de Riemann, y sólo era aplicable a fuerzas centrales en el campo de la gravitación. En 1922, Cartan [29] sugirió que el campo electromagnético podría ser su recientemente inferida forma de torsión, pero a pesar de la conocida correspondencia intercambiada entre Cartan y Einstein, no surgió una teoría de campo unificado basada en la geometría de Cartan. Esto puede haberse debido al hecho de que no estaba disponible para Cartan y Einstein la comprensión de la óptica no lineal [1] – [25], necesaria para una teoría del campo unificado. Si la forma de torsión de Cartan [26] ha de ser el campo electromagnético, entonces deberá existir el campo de espín $\mathbf{B}^{(3)}$ fundamental de Evans, observado en el efecto Faraday inverso [1] – [25], e inferido por Evans en 1992 [30]. El efecto Faraday inverso (hoy día observable en forma rutinaria) no se infirió hasta mediados de la década de 1950 por Piekara y Kielich [1] – [25], y no se observó experimentalmente hasta mediados de la década de 1960 [31]. El campo de espín de Evans constituye una parte intrínseca del tensor de torsión de Cartan, multiplicado por un potencial $A^{(0)}$ valuado escalarmente, y hoy día se sabe que el campo de espín de Evans es el responsable del efecto Faraday inverso, el cual constituye la magnetización de la materia mediante radiación electromagnética con polarización circular a cualquier frecuencia. El campo de espín se genera a través del término $\omega^a{}_b \wedge A^b$, donde $\omega^a{}_b$ es la conexión de espín de Cartan y donde A^b es la uno-forma del potencial [1] – [25] de la teoría de campo de Evans. Se demuestra en la Sección 2 que, para el electromagnetismo, la conexión de espín es siempre dual a la tétrada de Cartan q_a, la cual define la uno-forma de potencial de la siguiente manera:

$$A^a = A^{(0)} q^a . \tag{1}$$

Esta inferencia conduce a la bien establecida expresión [1] – [25] para el campo de espín de Evans en notación vectorial:

$$\underline{B}^{(3)*} = -i \frac{\kappa}{A^{(0)}} A^{(1)} \times A^{(2)} \tag{2}$$

Utilizando la base circular compleja ((1), (2), (t3)). Aquí, κ es su número de onda:

$$\kappa = \frac{\omega}{c} \tag{3}$$

donde ω es la frecuencia angular de la radiación y donde c es la velocidad de la luz. Por lo tanto, el campo de espín es un resultado ineluctable del hecho de que, en la relatividad general y en la teoría de campo de Evans, el electromagnetismo es espacio-tiempo girando, y en donde la conexión de espín debe de ser distinta de cero. En la teoría de campo de Maxwell-Heaviside, el marco de referencia es pasivo y no existe conexión de espín, y no hay efecto Faraday inverso. Se prefiere la relatividad general porque una teoría de la física debe de ser siempre objetiva para todos los observadores, y la relatividad general es la indicada por los datos experimentales. Sin empirismo (extraño a la teoría de campo de Maxwell-Heaviside) no hay explicación para el efecto Faraday inverso en la relatividad restringida.

En la Sección 3 se muestra que la ley de la inducción de Faraday en la geometría de Cartan es la misma en todos los marcos de referencia, porque la conexión de espín para movimiento rotacional es siempre dual a la forma de la tétrada. En consecuencia, la forma de Riemann [1] – [26] es siempre dual a la forma de torsión para el movimiento rotacional, y la ley de inducción de Faraday, en consecuencia, es siempre:

$$(d \wedge F^a)_1 = (d \wedge F^a)_2 = 0 \tag{4}$$

donde los subíndices indican los marcos de referencia 1 y 2. En presencia de una torsión inducida mecánicamente (tal como aquella del disco de Faraday), la dos-forma electromagnética total es la suma:

$$F^a = F^a_1 + F^a_2 \tag{5}$$

donde $F^a{}_1$ es la componente intrínseca (marco 1) y donde $F^a{}_2$ es la componente inducida mediante torsión mecánica (componente del marco 2). La completa ley de inducción de Faraday es, por lo tanto, parte de la expresión:

$$d \wedge F^a = 0. \tag{6}$$

Así, una torsión mecánica como aquella que ocurre en el generador de disco de Faraday [32] – [36] induce una dos-forma electromagnética tradicional. Esta última también cumple con la ley de inducción de Faraday en el marco 2, de manera que:

$$(d \wedge F^a)_2 = 0. \tag{7}$$

En relatividad restringida, se considera que el campo electromagnético es un ente separado del espacio-tiempo, sobreimpuesto en un marco pasivo o estático, de manera que en relatividad restringida la torsión mecánica no resulta en una inducción eléctrica, contrariamente a los datos experimentales ofrecidos por el generador de disco de Faraday. En cuanto al efecto Faraday inverso, se prefiere la relatividad general y la teoría del campo unificado de Evans.

En la Sección 4 se utiliza la teoría del campo unificado para brindar un tercer ejemplo del hecho de que en electrodinámica clásica, la relatividad general se prefiere respecto de la relatividad restringida. Esto es inducción eléctrica mediante un solenoide que encierra el campo magnético. Si una vuelta de alambre conductor se coloca por fuera del solenoide, se observa inducción eléctrica [32] – [36], contrariamente a lo expresado por la teoría de campo de Maxwell-Heaviside (es decir la electrodinámica de relatividad restringida). En la región ocupada por la vuelta de alambre conductor:

$$\underline{B} = 0 \tag{8}$$

donde $\boldsymbol{B}$ es la densidad de flujo magnético encerrada dentro del solenoide. Por lo tanto, en la teoría de campo de Maxwell-Heaviside no debiera de observarse inducción eléctrica. La ley de inducción de Faraday de dicha teoría es

$$\nabla \times \underline{E} + \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = 0 \tag{9}$$

y así, si $\boldsymbol{B} = 0$ no hay inducción eléctrica:

$$\nabla \times \underline{E} = 0. \tag{10}$$

Este resultado es contrario a lo dictado por los datos experimentales [32] – [36]. En la Sección 4 se demuestra que la inducción observada se debe al término de conexión de espín $\omega^a{}_b \wedge A_b$, tal como sucede con el efecto Faraday inverso, y también en los efectos Aharonov Bohm [1] – [25]. La forma electromagnética en la teoría de campo de Evans de la relatividad general einsteiniana se define a través de la primera ecuación estructural de Cartan, y es:

$$F^a = d \wedge A^a + \omega^a_b \wedge A^b \tag{11}$$

donde $d\wedge$ es la derivada exterior. En la teoría de campo de Maxwell-Heaviside de la relatividad restringida, la forma electromagnética se define mediante:

$$F = d \wedge A \tag{12}$$

y el término de conexión de espín está ausente debido a que el marco de referencia es pasivo o estático. La densidad de flujo magnético confinado dentro del solenoide se define mediante el término $d \wedge A$ en la Ec (18), pero fuera del solenoide existe el término $\omega^a{}_b \wedge A^b$, lo cual produce los resultados experimentales observados [32] – [36] de inducción eléctrica mediante la ecuación:

$$d \wedge (\omega^a_b \wedge A^b) = 0. \tag{13}$$

2. Dinámica rotacional y la geometría de Cartan.

La expresión completa para la ecuación homogénea del campo electromagnético en la teoría de campo de Evans es [1] – [25]

$$d \wedge F^a = \mu_0 j^a \tag{14}$$

donde la tres-forma de corriente homogénea se define mediante:

$$j^a = \frac{A^{(0)}}{\mu_0} \left(R^a_{\ b} \wedge q^b + T^b \wedge \omega^a_{\ b} \right). \tag{15}$$

Aquí, μ_0 es la permeabilidad en el vacío, con unidades del S.I. Esta expresión sólo contiene dos variables, la conexión de espín y la tétrada, porque las formas de Riemann y de torsión siempre se definen en términos de las mismas a través de las dos ecuaciones estructurales de Cartan [26] como sigue:

$$T^a = D \wedge q^a = d \wedge q^a + \omega^a_{\ b} \wedge q^b. \tag{16}$$

$$R^a_{\ b} = D \wedge \omega^a_{\ b} = d \wedge \omega^a_{\ b} + \omega^a_{\ c} \wedge \omega^c_{\ b}. \tag{17}$$

Si la conexión de espín es dual a la tétrada:

$$\omega^a_{\ b} = \kappa \, \epsilon^a_{\ bc} \, q^c. \tag{18}$$

resulta a partir de las Ecs. (16) y (17) que la forma de Riemann es dual a la forma de torsión:

$$R^a_{\ b} = \kappa \, \epsilon^a_{\ bc} \, T^c. \tag{19}$$

Aquí, $\varepsilon^a_{\ bc}$ es el tensor unitario totalmente antisimétrico de rango tres en el espacio-tiempo tangente de la geometría de Cartan, un espacio-tiempo de Minkowski con métrica η_{ab} [1] – [26]. Así:

$$\epsilon^a_{\ bc} = \eta^{ad} \epsilon_{dbc} \tag{20}$$

A partir de las Ecs. (18) y (19) en la Ec. (15):

$$j^a = \frac{A^{(0)}}{\mu_0} \kappa \epsilon^a_{bc} \left(T^c \wedge q^b + T^b \wedge q^c \right). \tag{21}$$

Para $a = 1$, por ejemplo:

$$j^1 = \frac{A^{(0)}}{\mu_0} \kappa \left(\epsilon^1_{23} T^3 \wedge q^2 + \epsilon^1_{32} T^2 \wedge q^3 + \epsilon^1_{23} T^2 \wedge q^3 + \epsilon^1_{32} T^3 \wedge q^2 \right) \tag{22}$$

porque:

$$\epsilon^1_{23} = -\epsilon^1_{32} \tag{23}$$

y análogamente:

$$j^a = 0, \qquad a = 0, 1, 2, 3. \tag{24}$$

Por lo tanto, la corriente homogénea desaparece cuando la conexión de espín es dual a la tétrada.

Para índices espaciales (utilizando la Ec.(20)):

$$\omega_{ij} = -\frac{\omega}{c} \epsilon_{ijk} q^k, \quad i = 1, 2, 3. \tag{25}$$

Las componentes de la tétrada son componentes vectoriales cartesianos [1] – [25] dentro de un factor de fase, y así $e^{i\varphi}$ son componentes del tensor antisimétrico o componentes del generador de espín duales a componentes del vector axial. Esto siempre es así para cualquier clase de movimiento rotacional [1] – [27], [37] de manera que se concluye que la conexión de espín para movimiento rotacional es siempre dual a la tétrada para movimiento rotacional, y que la forma de Riemann del movimiento rotacional es siempre dual a las formas de torsión para movimiento rotacional. Esto significa que la Ec. (14) se simplifica a:

$$d \wedge F^a = 0 \tag{26}$$

si la torsión que origina la electrodinámica se genera mediante una dinámica puramente rotacional.

Este es el caso cuando se supone que la electrodinámica se encuentra libre de cualquier influencia gravitacional (traslacional o dinámica central). Si la gravitación influye sobre el electromagnetismo (es decir, si la traslación o la curvatura influyen sobre la rotación o el giro) entonces las relaciones de dualidad (18) y (19) ya no se cumplen en general, y la corriente homogénea puede que sea distinta de cero en general. Por lo tanto, una violación de la ley de inducción de Faraday puede ser observable si y cuando una gravitación muy intensa influya sobre el electromagnetismo. Si semejante influencia existe en la naturaleza deberá determinarse experimentalmente - quizás utilizando cosmología, pero quizás semejantes efectos ocurren a nivel de un electrón en circuitos adecuados y, en consecuencia, puedan observarse en el laboratorio. El electrón induce considerable curvatura del espacio-tiempo.

La conocida teoría de 1915 de Einstein y Hilbert corresponde a:

$$R^a{}_b \wedge q^b = 0 \tag{27}$$

$$T^a = 0 \tag{28}$$

porque en la teoría de 1915 hay sólo una curvatura descrita por el tensor de Riemann y la conexión de Christoffel:

$$\Gamma^{\kappa}_{\mu\nu} = \Gamma^{\kappa}_{\nu\mu} \tag{29}$$

Por lo tanto, el tensor de torsión desaparece:

$$T^{\kappa}_{\mu\nu} = \Gamma^{\kappa}_{\mu\nu} - \Gamma^{\kappa}_{\nu\mu} = 0 . \tag{30}$$

La Ec. (27) también es el resultado de la utilización de la conexión de Christoffel, que en coordenadas normales de Riemann [26] conduce a:

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{1}{2}\left(\partial_\beta\partial_\gamma g_{\alpha\delta} - \partial_\alpha\partial_\gamma g_{\beta\delta} - \partial_\beta\partial_\delta g_{\alpha\gamma} + \partial_\alpha\partial_\delta g_{\beta\gamma}\right) \tag{31}$$

donde $g_{\alpha\beta}$ es el tensor de la métrica simétrico [26]. Se obtiene a partir de la Ec. (31) que:

$$\begin{aligned} R_{\alpha\beta\gamma\delta} + R_{\alpha\gamma\delta\beta} + R_{\alpha\gamma\beta\delta} &= 0 \\ = \frac{1}{2}\Big(&\partial_\beta\partial_\gamma g_{\alpha\delta} - \partial_\alpha\partial_\gamma g_{\beta\delta} - \partial_\beta\partial_\delta g_{\alpha\gamma} + \partial_\alpha\partial_\gamma g_{\beta\delta} \\ &+ \partial_\gamma\partial_\delta g_{\alpha\beta} - \partial_\alpha\partial_\delta g_{\gamma\beta} - \partial_\gamma\partial_\beta g_{\alpha\delta} + \partial_\alpha\partial_\beta g_{\gamma\delta} \\ &+ \partial_\delta\partial_\beta g_{\alpha\gamma} - \partial_\alpha\partial_\beta g_{\alpha\delta} - \partial_\delta\partial_\gamma g_{\alpha\beta} + \partial_\alpha\partial_\gamma g_{\delta\beta}\Big) \end{aligned} \tag{32}$$

que es el equivalente de la Ec. (27) en notación tensorial en lugar de la notación de la forma. La Ec. (32) fue descubierta por Ricci y Levi-Civita, pero a veces se la conoce [26] como la primera identidad de Bianchi. De hecho, no es una identidad general, y se cumple si y sólo si la conexión es una conexión de Christoffel, y si y sólo si la métrica es simétrica; en dicho caso existe una relación particular [26] entre la conexión y la métrica. Estos hechos básicos son difíciles de hallar en los libros de texto, y se incluyen aquí por claridad en la exposición. Si la conexión es asimétrica en sus dos índices inferiores, entonces:

$$R^a{}_b \wedge q^b \neq 0 \tag{33}$$

$$T^a \neq 0 \tag{34}$$

en general, y como ya se mencionó la gravitación puede que influya sobre el electromagnetismo.

La segunda identidad de Bianchi:

$$D \wedge R^a{}_b := 0 \tag{35}$$

en contraste, constituye una identidad que se cumple para cualquier tipo de conexión por que es la identidad de Jacobi para derivadas covariantes:

$$[[D_\lambda, D_\rho], D_\sigma] + [[D_\rho, D_\sigma], D_\lambda] + [[D_\sigma, D_\lambda], D_\rho] := 0 \tag{36}$$

La identidad de Jacobi se cumple para cualesquiera tres operadores A, B y C de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} [A,[B,C]] + [B,[C,A]] + [C,[A,B]] = \\ ABC - BCA - ACB + CBA \\ + BCA - CAB - BAC + ACB \\ + CAB - ABC - CBA + BAC := 0. \end{aligned} \tag{37}$$

3. Generador de disco de Faraday.

Tal como lo comentan Guala-Valverde y colaboradores [32] – [36], utilizando una serie de experimentos reproducibles, el conocido generador de disco de Faraday constituye un ejemplo de relatividad general einsteiniana. El experimento original, realizado por Faraday, se reporta en su diario con fecha 26 diciembre de 1831, y consistió de un disco colocado encima de un imán permanente y separado del imán por una hoja circular de papel. El conjunto estaba suspendido por un hilo y todo el conjunto rotaba. Se observó una fuerza electromotriz entre el centro del disco y el borde del mismo. La fuerza electromotriz desaparecía cuando la torsión mecánica (rotación) estaba ausente. El efecto también sucede cuando se rota con respecto a un disco estacionario o viceversa. Este experimento fue parte de una serie de célebres experimentos llevados a cabo por Faraday en el año de 1831, y la ley de inducción de Faraday del modelo establecido de la física (electrodinámica de relatividad restringida) emergió posteriormente para describir la inducción observada cuando un imán se traslada con respecto a una vuelta de alambre con inducción estacionaria. La forma vectorial de la ley en la teoría de Maxwell-Heaviside fue desarrollada por Heaviside.

En la teoría del campo unificado de Evans [1] – [25] (electrodinámica de la relatividad general) la ley de inducción de Faraday forma parte de la Ec. (26), siendo las dos leyes homogéneas:

$$\nabla \cdot \underline{B}^a = 0 \tag{38}$$

$$\nabla \times \underline{E}^a + \frac{\partial \underline{B}^a}{\partial t} = 0. \tag{39}$$

El índice adicional a indica un estado de polarización, y puede utilizarse la base circular compleja [1] – [25}:

$$a = (0), (1), (2), (3).$$

Por lo tanto, a indica estados de tipo espacial transversales y longitudinales, y un estado de tipo temporal (0).

Aún cuando la Ec. (39) de la relatividad general parece similar a la conocida:

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0. \tag{41}$$

de la relatividad restringida, existe una diferencia conceptual profunda entre ambas. En la Ec. (39) el fenómeno se debe al giro del espacio-tiempo mismo, en tanto que en la Ec. (41) se debe al giro del campo considerado como un ente distinto respecto del marco de referencia pasivo. Cuando se hace girar mecánicamente el aparato en el generador de disco de Faraday, hay una forma de torsión generada mecánicamente. Esto produce una forma electromagnética generada mecánicamente utilizando el *ansatz* de Evans [1] – [25]:

$$F^a_{mec.} = A^{(0)} T^a_{mec.} \tag{42}$$

El coeficiente $A^{(0)}$ es un número escalar, y se origina en el imán del generador. Si se quitase el imán no habría inducción (el girar un disco metálico alrededor del eje Z no produce una fuerza electromotriz entre sus centro y su borde, pues para que ello suceda se necesita la presencia de un imán). La torsión inducida mecánicamente se debe a un espín mecánico, y éste espín se produce si se hace girar la totalidad del aparato, como se hizo en el experimento original de Faraday; o si sólo gira era el disco, o si sólo gira el imán. Aquí, el nuevo concepto básico en operación es que el giro mecánico produce espín en el espacio-tiempo, y ES espín del espacio-tiempo. Este concepto de la relatividad general no sucede en la teoría de campo de Maxwell-Heaviside de la relatividad especial. El completo campo electromagnético presente cuando ahí espín mecánico es:

$$F^a_{tot} = F^a + F^a_{mec} \tag{43}$$

y obedece la ecuación homogénea:

$$d \wedge F^a_{tot} = 0. \tag{44}$$

Sin el espín tenemos:

$$d \wedge F^a = 0. \tag{45}$$

Por lo tanto, la ecuación homogénea se cumple en cualquier marco de referencia de la siguiente manera:

$$d \wedge F^a_{tot} = d \wedge F^a = d \wedge F^a_{mec} = 0 \tag{45a}$$

y éste constituye un resultado directo de la relatividad einsteiniana. En otras palabras, uno no puede discernir si 1 gira con respecto a 2 o viceversa - la física es objetiva, la forma de la ecuación es la misma en cualquier marco y para cualquier observador. Estos conceptos se encuentran completamente ausentes en la teoría de Maxwell-Heaviside (MH). En consecuencia, la teoría de MH cae en conocidos [32] – [36] problemas cuando intenta explicar el generador de disco de Faraday. Por ejemplo, si el imán se encuentra estacionario, entonces:

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = 0 \tag{46}$$

y, en consecuencia, no hay inducción esperada según la teoría MH, lo cual contradice los datos del 26 diciembre de 1831. En la teoría de campo de Evans y en la relatividad general, el imán puede estar estacionario, pero cuando se gira el disco la inducción se produce a través de:

$$d \wedge F^a_{mec} = 0 \tag{47}$$

en tanto y en cuanto haya dos ingredientes presentes, $A^{(0)}$ y la torsión mecánica. Si el imán está alineado según el eje Z y gira alrededor de dicho eje con el disco estacionario, entonces nuevamente:

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = 0 \tag{48}$$

y según la teoría MH no habría que esperar inducción alguna. En la teoría de campo de Evans, la inducción ocurre gracias a la Ec. (47). Finalmente, aplicar argumentos similares cuando tanto el disco como el imán giran alrededor del eje Z.

4. Inducción mediante Solenoide.

Si se coloca un solenoide dentro de una vuelta de alambre de inducción o bobina, entonces se observa la inducción eléctrica [32] – [36] a pesar del hecho de que la densidad de flujo magnético ***B*** se encuentra completamente confinada dentro del solenoide y no llega a la vuelta de alambre de inducción. En esta situación:

$$\underline{B} = 0 \tag{49}$$

y no hay inducción posible según la teoría MH. La explicación según la teoría de campo de Evans es similar a la ya presentada previamente [1] – [25] para el conocido experimento de Chambers y para los efectos Aharonov Bohm. En la teoría de campo de Evans, el campo electromagnético siempre se define mediante:

$$F^a = d \wedge A^a + \omega^a_b \wedge A^b \tag{50}$$

y obedece la Ec. (26) si no existe influencia de la gravitación. Utilizando el *ansatz* de Evans:

$$A^a = A^{(0)} q^a \tag{51}$$

$$F^a = A^{(0)} T^a \tag{52}$$

Se observa que la Ec. (50) constituye un resultado directo de la primera relación estructural de Cartan (16). Por lo tanto, la inducción eléctrica viene descrita en la teoría de Evans por:

$$d \wedge (d \wedge A^a) + d \wedge (\omega^a_b \wedge A^b) = 0. \tag{53}$$

Existe inducción local provocada por el primer término a la izquierda de la igualdad en la Ec. (53), y una inducción no local provocada por el segundo término que incluye la conexión de espín. La componente de campo magnético confinada al solenoide se define como parte de:

$$F^a_{solenoide} = (d \wedge A^a)_{solenoide} , \tag{54}$$

Fuera del solenoide existe un componente definido como parte de:

$$F^{a}_{\text{vuelta}} = \left(\omega^{a}_{b} \wedge A^{b}\right)_{\text{vuelta}} \tag{55}$$

Este componente provoca inducción eléctrica a través del ecuación:

$$d \wedge F^{a}_{\text{vuelta}} = 0. \tag{56}$$

En electrodinámica libre de gravitación hemos visto, a partir de la sección dos, que:

$$\omega^{a}_{b} = \kappa \epsilon^{a}_{bc} q^{c} = \frac{\kappa}{A^{(0)}} \epsilon^{a}_{bc} A^{c} \tag{57}$$

y entonces:

$$\frac{\kappa}{A^{(0)}} \left(d \wedge \left(\epsilon^{a}_{bc} A^{c} \wedge A^{b}\right)\right) = 0. \tag{58}$$

Esta ecuación puede interpretarse como un efecto de primer orden:

$$d \wedge \left(\epsilon^{a}_{bc} q^{c} \wedge A^{b}\right) = 0 \tag{59}$$

o como un efecto de segundo orden:

$$d \wedge \left(\epsilon^{a}_{bc} A^{c} \wedge A^{b}\right) = 0 \tag{60}$$

Y posee la misma estructura que los efectos de Aharonov Bohm de primero y segundo grado en la teoría del campo unificado de Evans [1] – [25]. Se observa que, si A^b es transversa en la Ec. (59) existe un campo eléctrico transverso que se genera alrededor de la bobina de inducción, es decir en notación vectorial

$$\nabla \times E \neq 0. \tag{61}$$

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia (2005). Se agradece a Franklin Amador por su tipografiado meticuloso, a Hal Fox por una edición especial del Journal of New Energy, a Tony Craddock, Ted Annis, John B. Hart y otros por su apoyo financiero, y al equipo técnico de AIAS por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Roy Keys por dirigir la atención de AIAS hacia los trabajos de Jorge Guala-Valverde et al.

Referencias bibliográficas.

[1] M.W. Evans, *Found. Phys. Lett.*, **16**, 367, 507 (2003).

[2] M.W. Evans, *Found. Phys. Lett.*, **17**, 25, 149, 267, 301, 393, 433, 535, 663 (2004).

[3] M.W. Evans, *Found. Phys. Lett.*, **18**, 139, 259 (2005).

[4] M.W. Evans, Generally Covariant Unified Field Theory (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[5] M.W.Evans, The Evans Equations of Unified Field Theory (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[6] M.W. Evans, The Objective Laws of Classical Electrodynamics, the Effect of Gravitation on Electromagnetism, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[7] M.W. Evans, First and Second Order Aharonov Bohm Effects in the Evans Unified Field Theory, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[8] M.W. Evans, The Spinning of Spacetime as Seen in the Inverse Faraday Effect, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[9] M.W. Evans, On the Origin of Polarization and Magnetization, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[10] M.W. Evans, Explanation of the Eddington Experiment in the Evans Unified Field Theory, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[11] M.W. Evans, The Coulomb and Ampere Maxwell Laws in The Schwarzschild Metric: A Classical Calculation of the Eddington Effect from the Evans Field Theory, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[12] M.W. Evans, Generally Covariant Heisenberg Equation from the Evans Unified Field Theory, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[13] M.W. Evans, Metric Compatibility and the Tetrad Postulate, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[14] M.W. Evans, Derivation of the Evans Lemma and Wave Equation from the First Cartan Structure Equation, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[15] M.W. Evans, Proof of the Evans Lemma from the Tetrad Postulate, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[16] M.W. Evans, Self-Consistent Derivation of the Evans Lemma and Application to the Generally Covariant Dirac Equation, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[17] M.W. Evans, Quark Gluon Model in the Evans Unified Field Theory, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[18] M.W. Evans, The Origin of Intrinsic Spin and the Pauli Exclusion Principle in the Evans Unified Field Theory, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[19] M.W. Evans, General Covariance and Coordinate Transformation in Classical and Quantum Electrodynamics, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[20] M.W. Evans, The Role of Gravitational Torsion in General Relativity: the S Tensor, *J. of New Energy* edición especial (2005, preimpresión en los portales www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[21] M.W. Evans (recop.) , Modern Non-Linear Optics, a special topical issue in three parts of I. Prigocine y S.A Rice (editors de la serie); Advances in Chemical Physics (Wiley Interscience, Nueva York, 2001, 2a ed.), vol. 119.

[22] M.W. Evans y L.B. Crowell, Classical and Quantum Electrodynamics and the $B^{(3)}$ Field, (World Scientific, 2001).

[23] M.W. Evans, J.-P. Vigier et alii, The Enigmatic Photn (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002, encuadernación dura y blanda), vols. 1 a 5.

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

[25] M.W. Evans y S. Kielich (eds), primera edición de ref. (21) (Wiley Interscience, Nueva York, encuadernación dura y banda, 1992, reimpreso en 1993 y 1997), vol. 85.

[26] S.P. Carroll, *Lecture Notes in General Relativity* (un curso para graduados de Harvard, Univ. de California en Santa Barbara y Univ. de Chicago, del dominio público, arXiv: gr – gc 973019v1 1997).

[27] A. Einstein, *The Meaning of Relativity* (Princeton University Press, edic. de 1921-1954).

[28] L.H. Ryder, *Quantum Field Theory*, (Cambridge University Press, 2a edic., 1996).

[29] E.R. Weisstein, *Cartan Torsion Coefficient*, (Wolfram Web Resource, 2005).

[30] M.W. Evans, *Physica B*, **182**, 227, 237 (1992).

[31] J.P. Van der Ziel, P.S. Pershan y L.D. Malmstrom, *Phys, Rev. Lett.*, **15**, 190 (1965); *Phys. Rev.* **143**, 574 (1966).

[32] J. Guala-Valverde y P. Mazzoni, *Am. J. Phys.*, **63**, 228 (1995); **64**, 147 (1996).

[33] J. Guala-Valverde y P. Mazzoni, *Apeiron*, **8**(4), 41 (2001).

[34] J. Guala-Valverde, *Phys. Scripta*, **66**, 252 (2002).

[35] J. Guala-Valverde, P. Mazzoni y R. Achilles, *Am. J. Physics*, **70**, 1052 (2002).

[36] J. Guala-Valverde, *Apeiron*, **11**, 327 (2004) y comuniucaciones a AIAS (www.aias.us y www.atomicprecision.com).

[37] J.B.Marion y S.T. Thornton, *Classical Dynamics of Particles and Systems* (Saunders College Publishing y HBJ, Nueva York, 1988, 3a ed.).