

La Resonancia de Conexión de Espín en el Generador de Disco de Faraday.

por

Myron W. Evans, F. Amador y Horst Eckardt,

(A.I.A.S.)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Utilizando la teoría del campo unificado de Einstein, Cartan y Evans (ECE) se deducen las condiciones bajo las cuales un generador de disco de Faraday puede utilizarse para demostrar un pico de resonancia de energía debido a la conexión de espín utilizada en la teoría ECE (resonancia de conexión de espín o RCE). El desarrollo analítico se apoya en un diseño de disco de Faraday con velocidades de giro variables, el cual ha demostrado recientemente, a nivel experimental, la existencia de la RCE. Se han logrado identificar tres tipos principales de resonancia.

Palabras clave: teoría ECE, resonancia de conexión de espín, generador de disco de Faraday.

1. Introducción.

Durante la elaboración [1-10] de la teoría ECE, se ha desarrollado el fenómeno de la resonancia de conexión de espín (RCE), como puede observarse por ejemplo en los documentos UFT63 y 94 de la serie ECE, publicada en el portal de www.aias.us, y demostrado como importante en la obtención de energía eléctrica a partir del espacio-tiempo, a través de la torsión de Cartan. Esta fuente de energía eléctrica se conoce bien a nivel experimental, y fue demostrado, por ejemplo, por Tesla [11] a través de varios de sus dispositivos. Otros grupos han observado tales efectos [1-10] durante más de un centenar de años, pero al igual que en el caso del generador de disco de Faraday [12] la teoría establecida de Maxwell Heaviside (MH) no tiene una explicación para los mismos. Por lo tanto, ha existido una tendencia a subdesarrollar estos dispositivos potencialmente importantes, a pesar de su obvia importancia para la generación de energía eléctrica. En los documentos UFT43 y 44 de la serie ECE, se incluyó una explicación directa para el generador de disco de Faraday, en términos del giro del espacio-tiempo, y en la Sección 2 de este documento se adaptan dichas explicaciones para demostrar, analíticamente, la posibilidad de que exista en el generador de disco de Faraday una resonancia de conexión de espín, inducida mediante una variación de la velocidad de giro del disco. Detalles adicionales y evaluaciones numéricas se incluyen en la Sección 3. En la Secciones 4 y 5 se describe experimentalmente dicho dispositivo y se incluyen propuestas para un mejor control de ingeniería de los dispositivos que extraen energía eléctrica del espacio-tiempo utilizando el diseño del disco de Faraday.

2. Teoría analítica.

La teoría del disco de Faraday se desarrolló inicialmente con la teoría ECE en los documentos UFT43 y 44. Se basan en la idea fundamental de la teoría ECE:

$$F = A^{(0)} T$$

(1)

en notación abreviada y libre de subíndices [1-10]. Aquí, F denota la forma del campo electromagnético y T la forma de torsión de Cartan [13, 14]. La cantidad $cA^{(0)}$ es un voltaje fundamental [1-10]. En el disco de Faraday, la torsión T se establece por rotación mecánica. De manera que las ecuaciones básicas del generador son:

$$F = A^{(0)} T(\text{mecánico}) = d \wedge A + \omega \wedge A$$

(2)

donde \wedge denota el producto cuña, y dA denota la derivada exterior. Aquí, A es la forma del potencial en la teoría ECE [1-10] mientras que ω es su forma de conexión de espín [1-10, 13, 14]. Las ecuaciones de campo del sistema se basan en la identidad de Bianchi, tal como la desarrolló Cartan, y son:

$$d \wedge \underline{F} + \omega \wedge \underline{F} = R \wedge A \quad (3)$$

$$d \wedge \tilde{\underline{F}} + \omega \wedge \tilde{\underline{F}} = \tilde{R} \wedge A. \quad (4)$$

La segunda ecuación es el dual de Hodge de la identidad de Bianchi, y se desarrolló durante la elaboración de la teoría ECE. Las ecuaciones de campo pueden deducirse [1-10] a notación vectorial, tal como se utiliza habitualmente en ingeniería eléctrica. En ese caso, se transforman en el siguiente conjunto de seis ecuaciones para todo propósito práctico en el laboratorio.

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0 \quad (5)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{E} + \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (7)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J} \quad (8)$$

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (9)$$

$$\underline{E} = -\underline{\nabla} \phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} + \phi \underline{\omega} - \omega \underline{A}. \quad (10)$$

Las primeras cuatro ecuaciones son la ley de Gauss, la ley de inducción de Faraday, la ley de Coulomb y la ley de Ampère-Maxwell, en tanto que la quinta y sexta ecuaciones son aquellas que expresan los campos en términos de los potenciales y de la conexión de espín escalar y vectorial. En estas ecuaciones vectoriales, expresadas en unidades S.I., \underline{B} es la densidad de flujo magnético, \underline{E} es la fuerza del campo eléctrico, ρ es la densidad de carga, ϵ_0 es la permitividad en el vacío, \underline{J} es la densidad de corriente, \underline{A} es el potencial vectorial, ω es la conexión escalar, ϕ es el potencial escalar y $\underline{\omega}$ es la conexión vectorial. Se incluyen detalles de esta deducción en la serie de documentos de la teoría ECE y en libros publicados en el portal www.aiaa.us, en especial en el documento de recopilación UFT100.

La identidad de Bianchi (3) presenta la ecuación de campo homogénea en notación tensorial, y la identidad dual de Hodge (4) da la ecuación de campo inhomogénea en notación tensorial. Las ecuaciones tensoriales luego se expresan en la variedad (*manifold*, en idioma inglés), que es un

espacio-tiempo de cuatro dimensiones con torsión y curvatura. Esta última se expresa en las ecuaciones de campo originales a través de la forma de curvatura R en notación libre de subíndices, siendo expresado el vínculo entre la geometría y el campo electromagnético por la relación básica (2). Las ecuaciones de campo clásicas de la electrodinámica, por lo tanto, se transforman en ecuaciones de campo de la relatividad general, y no en ecuaciones de campo de la relatividad restringida, donde están ausentes tanto la torsión como la curvatura, y en las que el espacio-tiempo es el espacio-tiempo de Minkowski. La teoría de campo MH, en la que el campo electromagnético constituye un concepto del siglo XIX, definido sobre un marco de referencia de Minkowski, pertenece a la relatividad restringida. En la teoría ECE, el campo electromagnético es la geometría del espacio-tiempo dentro de un factor $A^{(0)}$, donde $cA^{(0)}$ es un voltaje primordial. Finalmente, las dos ecuaciones tensoriales en la variedad base se desarrollan como ecuaciones de cuatro-vectores, y una relación tensorial entre el campo del potencial se desarrolla en dos ecuaciones vectoriales adicionales.

En el documento 44, se utilizó una base circular compleja [1-10] para definir un potencial en rotación, establecido mediante la rotación mecánica del disco de Faraday a una frecuencia angular Ω , expresada en radianes por segundo:

$$A^{(1)} = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} (i - ij) e^{i\Omega t} \quad (11)$$

Su complejo conjugado se expresa como:

$$A^{(2)} = \frac{A^{(0)}}{\sqrt{2}} (i - ij) e^{-i\Omega t} \quad (12)$$

Esto constituye un concepto clave de la explicación brindada por la teoría ECE del generador de disco de Faraday. Las partes reales de $A^{(1)}$ y $A^{(2)}$ son iguales y pueden calcularse mediante el Teorema de Moivre:

$$e^{i\Omega t} = \cos \Omega t + i \sin \Omega t \quad (13)$$

El concepto de la teoría ECE se basa en:

$$A = A^{(0)} q \quad (14)$$

donde q es la tétrada de Cartan [1-10]. La tétrada relevante para el disco de Faraday es:

$$q^{(1)} = q^{(2)*} = \frac{1}{\sqrt{2}} (i - ij) e^{i\Omega t} \quad (15)$$

Este concepto es uno de relatividad general rotacional, en tanto que la teoría de Maxwell

Heaviside (MH) es una relatividad restringida en un espacio-tiempo plano o de Minkowski. Es bien sabido que MH es incapaz de explicar el generador de disco de Faraday, en tanto que la teoría ECE lo explica directamente. Por lo tanto, resulta claro que la electrodinámica forma parte de la teoría ECE, una teoría de campo unificada covariante generalizada (www.aias.us). La electrodinámica clásica y la cuántica se han desarrollado ampliamente dentro de la teoría ECE, y se han unificado con otros campos fundamentales, en especial el de la gravitación. En el disco de Faraday, el giro mecánico establece una tetrada rotacional, la cual es una rotación del espacio-tiempo MISMO. En el documento UFT44 se utilizó un caso especial de la Ec. (10):

$$\underline{E} = -\frac{\partial A}{\partial t} - \omega \underline{A} \quad (16)$$

en donde se supuso que ϕ era igual a cero y donde se genera A mediante el imán del generador de disco de Faraday, utilizado esencialmente por Faraday y reportado en su diario con fecha 26 de diciembre de 1831. La conexión de espín escalar, en el documento UFT44, se supuso proporcional a Ω , de manera que la fuerza del campo eléctrico es:

$$\underline{E}^{(2)} = \underline{E}^{(1)*} = -\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\Omega\right) \underline{A}^{(2)}. \quad (17)$$

La parte real de esta expresión se desarrolla mediante la Ec. (13) y es:

$$\underline{E} = \frac{2}{\sqrt{2}} A^{(0)} \Omega (i \sin \Omega t - j \cos \Omega t). \quad (18)$$

Esta fuerza de campo eléctrico (en voltios por metro) gira alrededor del borde del disco en rotación. Tal como se observa experimentalmente, es proporcional al producto de $A^{(0)}$ y Ω . Se genera una fuerza electromotriz entre el centro del disco y su borde, tal como lo observó por primera vez Faraday, y esta fuerza electromotriz se mide mediante un voltímetro que se encuentre en reposo respecto del disco que gira.

Recientemente [15] se ha reportado un generador de disco de Faraday que exhibe un poderoso efecto de resonancia, desconocido hasta el momento. La aparición de este pico de energía eléctrica ocurre cuando la frecuencia angular del disco que gira es una función del tiempo. A un valor de Ω definido con mucha precisión, se observó que el aparato se desintegraba (explotaba). No existe una explicación para esto en la ingeniería eléctrica establecida, la cual se basa en la teoría MH. En la teoría ECE, ello puede explicarse mediante la resonancia de conexión de espín, en tanto y en cuanto la velocidad de giro del disco dependa del tiempo, es decir sus rpm's aumenten de manera que:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} \neq 0. \quad (19)$$

Utilizando la Ec. (8) con

$$\nabla \times \underline{B} = 0 \quad (20)$$

porque en el generador de disco de Faraday:

$$\underline{B} = B^{(0)} \underline{k}. \quad (21)$$

Por lo tanto:

$$\frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = -\epsilon_0 \underline{J} \quad (22)$$

donde:

$$\underline{E} = \frac{2}{\sqrt{2}} A^{(0)} \Omega (i \operatorname{sen} \Omega t - j \operatorname{cos} \Omega t). \quad (23)$$

y en notación circular compleja la fuerza del campo eléctrico es:

$$\underline{E}^{(2)} = -\frac{\partial A^{(2)}}{\partial t} - i\Omega A^{(2)}. \quad (24)$$

Diferenciando esta ecuación con respecto al tiempo:

$$\frac{\partial \underline{E}^{(2)}}{\partial t} = -\frac{\partial^2 A^{(2)}}{\partial t^2} - i\Omega \frac{\partial A^{(2)}}{\partial t} - i\Omega \frac{\partial A^{(2)}}{\partial t} = -\frac{\partial^2 A^{(2)}}{\partial t^2} - 2i\Omega \frac{\partial A^{(2)}}{\partial t} = -\frac{\underline{J}}{\epsilon_0}. \quad (25)$$

De manera que utilizando la Ec. (24) la ecuación para el potencial es:

$$\frac{\partial^2 A^{(2)}}{\partial t^2} + 2i\Omega \frac{\partial A^{(2)}}{\partial t} + i\Omega \frac{\partial A^{(2)}}{\partial t} = \frac{\underline{J}}{\epsilon_0}. \quad (26)$$

Esta es una ecuación de resonancia de Euler Bernoulli [1-10, 16] bajo la condición:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} \neq 0 \quad (27)$$

es decir, que aumentan las revoluciones por minuto (rpms) del disco que gira. Así:

$$\frac{\partial^2 \underline{A}^{(2)}}{\partial t^2} + i \gamma \frac{\partial (\underline{\Omega} \underline{A}^{(2)})}{\partial t} = \frac{\underline{J}}{\epsilon_0} \quad (28)$$

Esto constituye una ecuación la resonancia sin amortiguación, si J se diseña experimentalmente de tal forma que sea periódico, por ejemplo:

$$\underline{J}^{(2)} = \underline{J}^{(0)} \cos(\underline{\Omega}_0 t) e^{i\omega t} \quad (29)$$

Finalmente, si el diseño de ingeniería es tal que:

$$\frac{\partial \underline{\Omega}}{\partial t} \gg \underline{\Omega} \quad (30)$$

obtenemos la ecuación:

$$\frac{\partial^2 \underline{A}^{(2)}}{\partial t^2} + i \frac{\partial \underline{\Omega}}{\partial t} \underline{A}^{(2)} = \underline{J}^{(0)} \cos(\underline{\Omega}_0 t) e^{i\omega t} \quad (31)$$

En resonancia [1-10, 16]:

$$\underline{A}^{(2)} \longrightarrow \infty \quad (32)$$

La explosión observada para el generador de disco de Faraday [1.5] puede explicarse de esta manera, es decir, el diseño deberá tener un valor de Ω que varía rápidamente y establecer una densidad de corriente periódica que provenga de la fuerza electromotriz entre el centro y el borde del disco en rotación.

2. Resultados numéricos.

La ecuación de resonancia (26) debe resolverse numéricamente. En primer lugar, re-expresamos la ecuación como dos ecuaciones, para la parte real y para la parte imaginaria de $\underline{A}^{(2)}$, expresadas como A_r y A_i (considerando sólo la dependencia temporal):

$$\frac{d^2 A_r}{dt^2} - A_i \left(\frac{d\underline{\Omega}}{dt} \right) - \left(\frac{dA_i}{dt} \right) \underline{\Omega} = \frac{\underline{J}}{\epsilon_0} \quad (33)$$

$$\frac{d^2 A_i}{dt^2} + A_r \left(\frac{d\underline{\Omega}}{dt} \right) + \left(\frac{dA_r}{dt} \right) \underline{\Omega} = 0 \quad (34)$$

En el caso de que desaparezca Ω estas ecuaciones se transforman en

$$\frac{d^2 A_r}{dt^2} = \frac{J}{\epsilon_0} \quad (35)$$

$$\frac{d^2 A_i}{dt^2} = 0. \quad (36)$$

Estas sencillas ecuaciones tienen entonces las soluciones generales

$$A_r = \frac{J}{2\epsilon_0} t^2 + k_1 t + k_2, \quad (37)$$

$$A_i = k_3 t + k_4 \quad (38)$$

Estas son soluciones crecientes en t , aún si las constantes k_1 y k_2 se eligen como iguales a cero. Por lo tanto, la parte real del campo eléctrico (ver la Ec. (24))

$$E_r = \text{Re} \left(-\frac{\partial A}{\partial t} - i\Omega A \right) = A_i \Omega - \frac{dA_r}{dt}, \quad (39)$$

crecerá linealmente por la rotación mecánica. El efecto de Ω será el de sobreponer una estructura oscilatoria a las soluciones sencillas (37) y (38).

Para las soluciones numéricas en las Ecs. (33) y (34) definimos

$$\Omega = \alpha_0 \cos \omega_0 t, \quad (40)$$

$$J = J_0 \cos \omega_J t. \quad (41)$$

Para hacer más realistas las simulaciones, hemos agregado un término de conductividad según la ley de Ohm:

$$\underline{J}_{\text{cond}} = \sigma \underline{E} \quad (42)$$

con un adecuado valor de conductividad σ . Reemplazando \underline{J} por $\underline{J} + \underline{J}_{\text{cond}}$ en la Ec. (26) y seleccionando la parte real y la parte imaginaria, nuevamente conduce a

$$\frac{d^2 A_r}{dt^2} - A_i \left(\frac{d\Omega}{dt} \right) - \left(\frac{dA_i}{dt} \right) \Omega = \frac{J}{\epsilon_0} + \frac{\sigma}{\epsilon_0} \left(A_i \Omega - \frac{dA_r}{dt} \right) \quad (43)$$

$$\frac{d^2 A_i}{dt^2} + A_r \left(\frac{d\Omega}{dt} \right) + \left(\frac{dA_r}{dt} \right) \Omega = - \frac{\sigma}{\epsilon_0} \left(A_r \Omega + \frac{dA_i}{dt} \right) \quad (44)$$

Las Ecs. (33) y (34) se han resuelto numéricamente. Los resultados, para una amplitud moderada de rotación mecánica, se ilustran en las Figs. (1) - (3). En la Fig. (1), la parte real y la parte imaginaria del potencial vectorial se representan gráficamente. La parte real crece cuadráticamente, tal como lo predice la Ec. (37), con una estructura oscilatoria sobreimpuesta por la rotación mecánica Ω . La parte imaginaria del potencial es puramente oscilatoria, tal como lo son ambas derivadas temporales (Fig. (2)). La cantidad más relevante es el campo eléctrico, la Ec. (39), que describe el efecto de inducción debida a la rotación. Tal como puede observarse en la Fig. (3), la parte real de E crece linealmente, a pesar de los potenciales oscilatorios; sólo en el extremo derecho se observa una muy leve ondulación.

Para un conjunto de parámetros modificados seleccionamos valores similares de frecuencia mecánica y de corriente, lo cual condujo a un efecto heterodino en el comportamiento temporal del potencial (Figs. (4) y (5)). El campo eléctrico (Fig. (6)) es oscilatorio ahora. La parte imaginaria es prácticamente igual a cero, porque el modelo no contiene términos de disipación de energía o de amortiguación. Debiera de haber un comportamiento resonante, según lo establecido en la Sección 1. En la Fig. (7), el máximo valor de campo eléctrico dentro de los 60

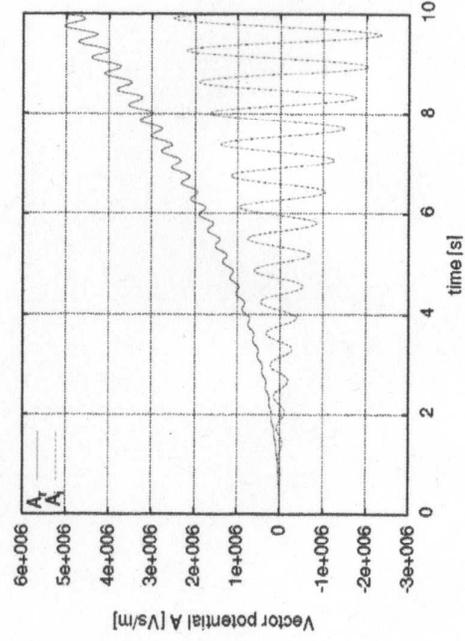


Fig. 1. Potencial vectorial para $\alpha_0 = 5$, $\omega_0 = 10$, $\omega \omega' = 0$.

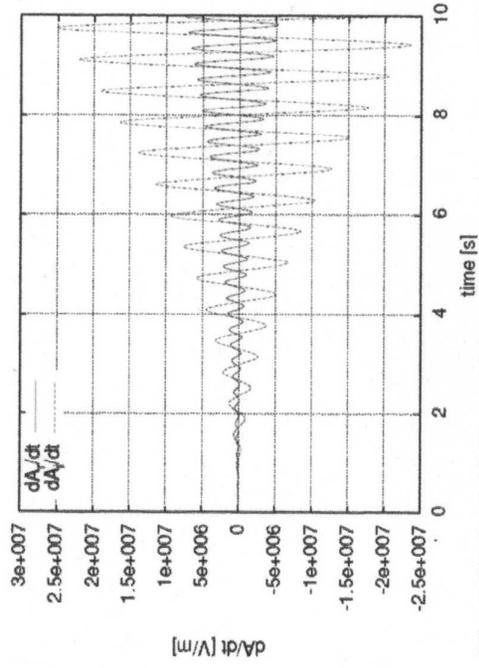


Fig. 2. Derivada del potencial vectorial para $\alpha_0 = 5$, $\omega_0 = 10$, $\omega J = 0$.

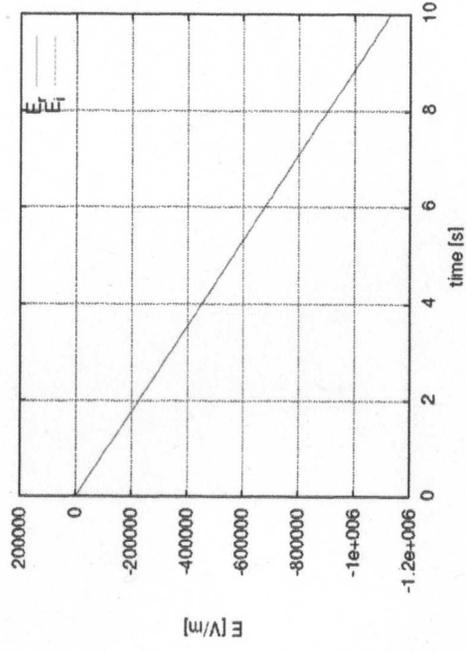


Fig. 3. Campo eléctrico para $\alpha_0 = 5$, $\omega_0 = 10$, $\omega J = 0$.

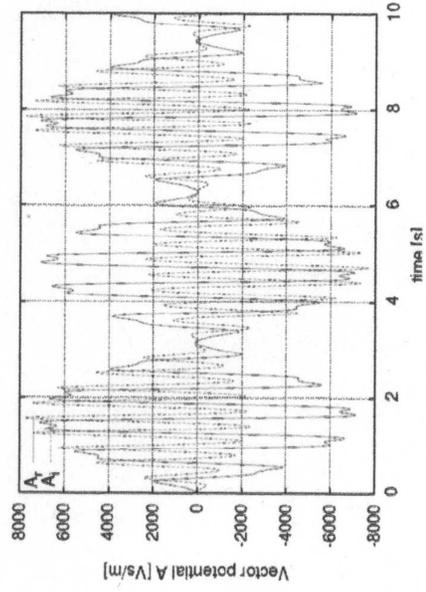


Fig. 4. Potencial vectorial para $\alpha_0 = 20$, $\omega_0 = 10$, $\omega J = 9$.

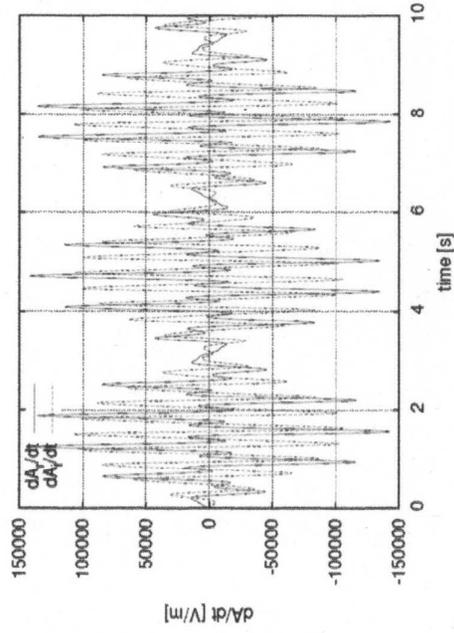


Fig. 5. Derivada del potencial vectorial para $\alpha_0 = 20$, $\omega_0 = 10$, $\omega J = 9$.

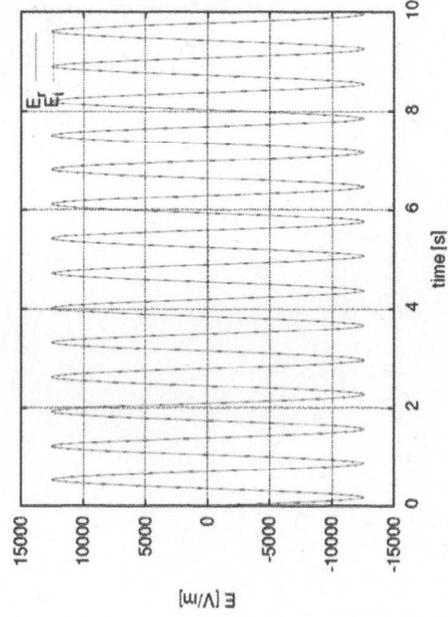


Fig. 6. Campo eléctrico para $\alpha_0 = 20$, $\omega_0 = 10$, $\omega J = 9$.

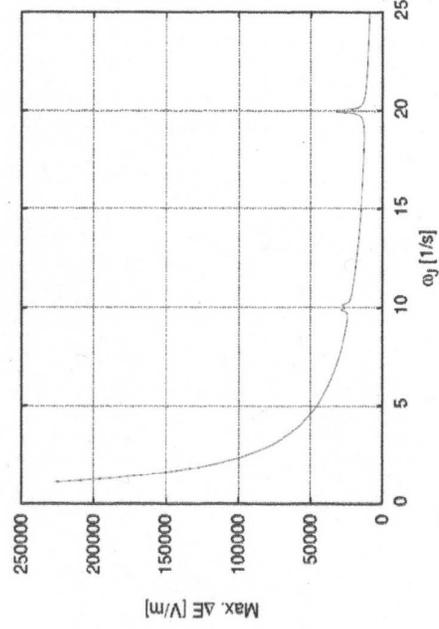


Fig. 7. Curvas de resonancia del campo E para una frecuencia de corriente variable ωJ .

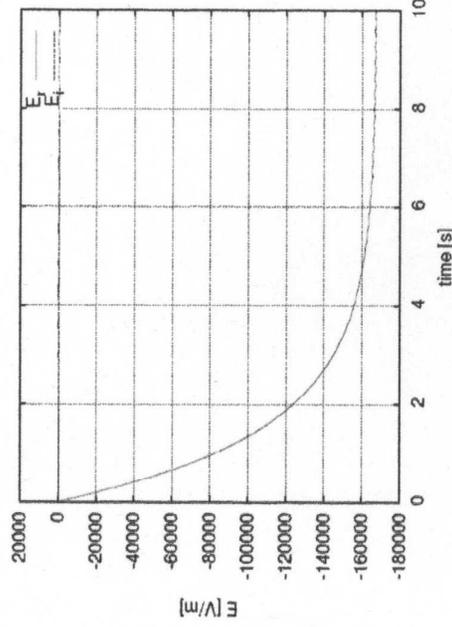


Fig. 8. Campo eléctrico para $\omega_0 = 5$, $\omega_0 = 10$, $\omega J = 0$ con término de conductividad.

segundos de tiempo de simulación, ha sido representado gráficamente en función de la frecuencia de corriente ωJ . Hay valores máximos menores para valores de ωJ de 10/s y 20/s, que corresponden a la frecuencia rotacional dada de $\omega_0 = 10/s$. Mayor importancia posee el aumento de la amplitud máxima para $\omega J \rightarrow 0$. Esto significa que una corriente directa da el valor más alto para el campo E .

A partir de la ingeniería eléctrica, se sabe que la retroalimentación del campo eléctrico a una corriente puede modelarse mediante la ley de Ohm, (ver la Ec. (42)). Las ecuaciones resultantes, (43) y (44), por lo tanto, conducen a una reducción en la corriente. Hemos repetido el cálculo para la Fig. (3) con el agregado de un término de conductividad. El resultado (la Fig.(8)) muestra que hay un límite para la fuerza del campo E , lo cual vuelve más realista el resultado.

4. Dinámica del generador homopolar.

Tal como se describió en la teoría ECE [1-10], la torsión del espacio-tiempo es electromagnetismo. Se ha propuesto, además, que la Resonancia de Conexión de Espín (RCE) también constituye una parte crítica de la teoría ECE. La evidencia que conecta ambos conceptos se presenta cuando se aplica un valor variable de $d\Omega/dt$ a un disco de Faraday (generador homopolar). Más aún, se demostrará que la conexión de espín variable (identificada mediante $d\Omega/dt \neq 0$) produce aceleraciones adicionales a los electrones los cuales hasta ahora se suponían ignorados bajo colisiones al azar y generalizados a una velocidad de arrastre por la corriente.

El estado la aceleración de un marco de referencia en rotación se analiza para la aplicación de electrones en movimiento. Tal como se demuestra en un diccionario matemático típico para ecuaciones [17], un cuerpo en aceleración con un marco de referencia en rotación experimenta el operador rotacional

$$\underline{R} \equiv \left(\frac{d}{dt} \right)_{\text{cuerpo}} + \underline{\Omega} \times \quad (45)$$

La velocidad en el marco de referencia en rotación es

$$v_{\text{espacio}} = \underline{R} \underline{r} = \frac{d\underline{r}}{dt} + \underline{\Omega} \times \underline{r} \quad (46)$$

y la ecuación ampliada a la aceleración en el espacio es

$$a_{\text{espacio}} = \underline{R}^2 \underline{r} = \left(\frac{d}{dt} + \underline{\Omega} \times \right)^2 \underline{r} \quad (47)$$

donde \underline{r} es el vector de coordenadas en el sistema en rotación. La Ec. (47) produce un resultado simplificado de

$$\begin{aligned} a_{\text{espacio}} &= \left(\frac{d}{dt} + \underline{\Omega} \times \right) \left(\frac{d\underline{r}}{dt} + \underline{\Omega} \times \underline{r} \right) \\ &= \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} + \frac{d}{dt} (\underline{\Omega} \times \underline{r}) + \underline{\Omega} \times \frac{d\underline{r}}{dt} + \underline{\Omega} \times (\underline{\Omega} \times \underline{r}) \\ &= \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} + \underline{\Omega} \times \frac{d\underline{r}}{dt} + \frac{d\underline{\Omega}}{dt} \times \underline{r} + \underline{\Omega} \times \frac{d\underline{r}}{dt} + \underline{\Omega} \times (\underline{\Omega} \times \underline{r}). \end{aligned} \quad (48)$$

Cuando se reagrupan para Velocidad y Velocidad Angular,

$$\underline{v} \equiv \frac{d\underline{r}}{dt}, \quad (49)$$

$$\underline{\alpha} \equiv \frac{d\underline{\Omega}}{dt}, \quad (50)$$

se obtiene

$$a_{\text{espacio}} = \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} + 2\underline{\Omega} \times \underline{v} + \underline{\Omega} \times (\underline{\Omega} \times \underline{r}) + \underline{\alpha} \times \underline{r}. \quad (51)$$

Como resultado, se obtienen cuatro términos

$$a_{\text{cuerpo}} = \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2}, \quad (52)$$

$$a_{\text{Coriolis}} = 2 \underline{\Omega} \times \underline{v} \quad (53)$$

$$a_{\text{centrífuga}} = \underline{\Omega} \times (\underline{\Omega} \times \underline{r}), \quad (54)$$

$$a_{\text{angular}} = \underline{\alpha} \times \underline{r} \quad (55)$$

para todos los estados de aceleración para la partícula del electrón. La aceleración final de un cuerpo en el espacio se resume de la siguiente manera:

$$a_{\text{espacio}} = a_{\text{cuerpo}} + a_{\text{Coriolis}} + a_{\text{centrífuga}} + a_{\text{angular}} \quad (56)$$

donde

1. Un análisis convencional normalmente ignora el término $d\underline{\Omega}/dt$, cuando se da la suposición de un marco de referencia en rotación uniforme,
2. Se supone que la aceleración de Coriolis desaparece en el trasfondo a través de colisiones al azar, ya sea en el caso de gases, líquidos o sólidos, y
3. No vincula ninguna de estas variables ignoradas con la resonancia.

Más aún, la ecuación de la Ley de Fuerza de Lorentz en las coordenadas \underline{r}' del sistema en reposo es

$$\underline{F}'_L = q(\underline{E}' + \underline{v}' \times \underline{B}'). \quad (57)$$

Debemos transformar esta ecuación al sistema en rotación según lo expresado en la Ec. (46):

$$\underline{F}_L = q(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B} + (\underline{\Omega} \times \underline{r}) \times \underline{B}). \quad (58)$$

Para re-estudiar el generador homopolar en el contexto de la teoría ECE, utilizamos el límite newtoniano y obtenemos la ecuación de movimiento

$$m \underline{a}_{\text{espacio}} = \underline{F}_L \quad (59)$$

la cual puede re-expresarse con la ayuda de la Ec. (56) a

$$m a_{\text{cuerpo}} = F_L - m(a_{\text{coriolis}} + a_{\text{centrífuga}} + a_{\text{angular}}). \quad (60)$$

Con la sustitución de las Ecs. (52)-(55) y la Ec. (58) se obtiene

$$\frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} = \frac{q}{m} (\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B} + (\underline{\Omega} \times \underline{r}) \times \underline{B}) - 2 \underline{\Omega} \times \underline{v} - \underline{\Omega} \times (\underline{\Omega} \times \underline{r}) - \underline{\alpha} \times \underline{r} \quad (61)$$

Se supone que los vectores $\underline{\Omega}$ y \underline{B} apuntan en la dirección del eje Z de coordenadas,

$$\underline{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Omega \end{pmatrix}, \quad (62)$$

$$\underline{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix}, \quad (63)$$

y E está oscilando en dirección radial,

$$\underline{E} = E_0 \cos(\omega_0 t) \hat{r} = E_0 \cos(\omega_0 t) \frac{\underline{r}}{r}. \quad (64)$$

obtenemos entonces para los términos individuales en la Ec. (61)

$$\underline{v} \times \underline{B} = \begin{pmatrix} v_2 B \\ -v_1 B \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \underline{\Omega} \times \underline{v} = \begin{pmatrix} -v_1 \Omega \\ v_2 \Omega \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\underline{\Omega} \times \underline{r} = \begin{pmatrix} -r_2 \Omega \\ r_1 \Omega \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \underline{\Omega} \times (\underline{\Omega} \times \underline{r}) = \begin{pmatrix} -r_1 \Omega^2 \\ -r_2 \Omega^2 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (65)$$

$$\left(\underline{\Omega} \times \underline{r} \right) \times \underline{B} = \begin{pmatrix} r_1 \Omega B \\ r_2 \Omega B \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \underline{\alpha} \times \underline{r} = \begin{pmatrix} -r_2 \frac{d\Omega}{dt} \\ r_1 \frac{d\Omega}{dt} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Insertando estos términos en la Ec. (61) nos muestra que la partícula se mueve exclusivamente en el plano x-y. Las dos ecuaciones de movimiento acopladas en el marco en rotación son

$$\frac{d^2 \underline{r}_1}{dt^2} = \frac{q}{m} \left(E_0 \cos(\omega t) \frac{r_1}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2}} - v_2 B + r_1 \Omega B \right) + 2v_2 \Omega + r_1 \Omega^2 + r_2 \frac{d\Omega}{dt}, \quad (66)$$

$$\frac{d^2 \underline{r}_2}{dt^2} = \frac{q}{m} \left(E_0 \cos(\omega t) \frac{r_2}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2}} - v_1 B + r_2 \Omega B \right) - 2v_1 \Omega + r_2 \Omega^2 - r_1 \frac{d\Omega}{dt}. \quad (67)$$

Este es un modelo para la dinámica dentro del generador homopolar. Tal como ya se ha manifestado, no podemos esperar que los electrones se muevan en un sólido de una manera semejante, pero podría ser una sugerencia para ciertos efectos producidos por una rotación mecánica. Las Ecs. (66) y (67) se han resuelto numéricamente de una manera similar a los resultados previamente discutidos. Con el objeto de hacer visibles las contribuciones de las fuerzas individuales, se han resuelto las ecuaciones omitiendo algunos términos en particular en el lado derecho de las ecuaciones. En primer lugar, estudiamos a la fuerza de Coriolis como la única fuerza presente. El resultado se muestra en la Fig. (9) para una velocidad de rotación constante Ω . La órbita de un electrón "libre" es una espiral, tal como se sabe a partir de la mecánica clásica. La Fig. (10) muestra lo mismo para un valor oscilante de Ω . En el sistema de coordenadas en rotación, la partícula se ve empujada hacia adelante y hacia atrás, como un efecto de la variación en Ω . Esto se sobre-impone al comportamiento en espiral ya mencionado. El término de la fuerza de Lorentz en acción se representa gráficamente en la Fig. (11), para mejor representación gráfica, con un factor de $q/m = -1$. Consiste en una fuerza en dirección radial (a partir del campo E) y una órbita circular (a partir del término $v \times B$). El resultado es una órbita en forma de roseta abierta. Cerca del centro de la misma se observa un punto agudo donde la dirección cambia en forma abrupta. Un análisis detallado demostró que la velocidad en este punto es igual a cero; es como un punto de giro clásico. Los términos eléctrico y magnético por sí solos (no mostrados) dan origen a una órbita oscilante lineal y a una órbita circular.

Todos estos efectos, calculados en forma conjunta, conducen a un comportamiento bastante caótico (Fig. (12)). El radio de la órbita se ve limitado por el término de la fuerza de Lorentz. El radio máximo que se toma sobre cierto intervalo de tiempo puede considerarse como un indicador para cierto comportamiento resonante. En nuestra interpretación, esto significa que la partícula cargada cruza cierta distancia más velozmente, lo cual conduce a una corriente eléctrica más alta. En la Fig. (13) se muestra este criterio dependiendo de un término variable de "fuerza impulsora", $\omega \lambda$. Sin duda existen ciertas resonancias que dependen de una manera complicada del término $q/m \cdot B$.

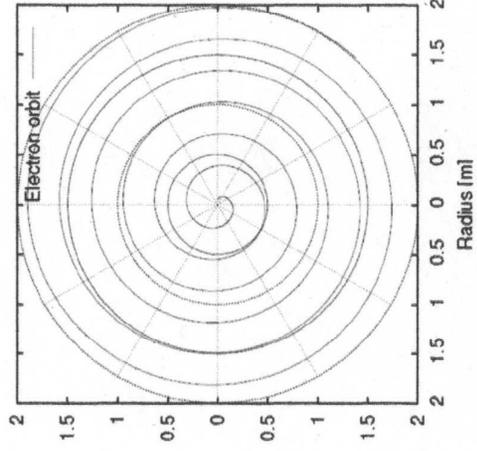


Fig. 9. Órbita del electrón para la fuerza de Coriolis.

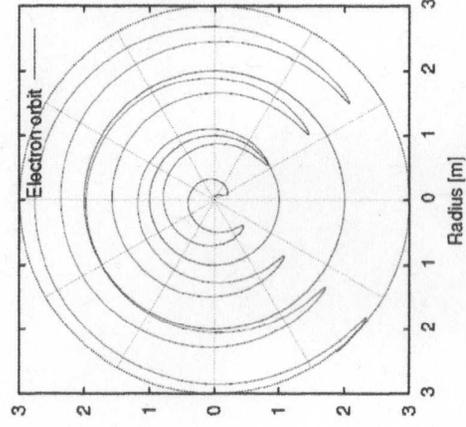


Fig. 10. Órbita del electrón para una frecuencia de rotación variable Ω .

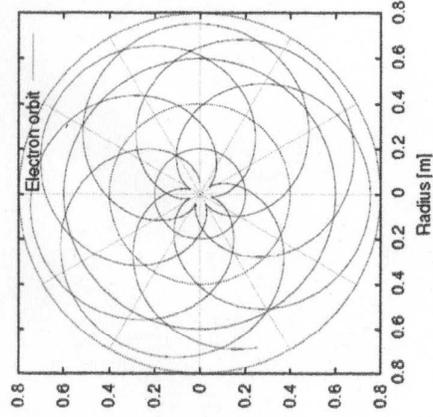


Fig. 11. Órbita del electrón para la fuerza de Lorentz (eléctrica y magnética).

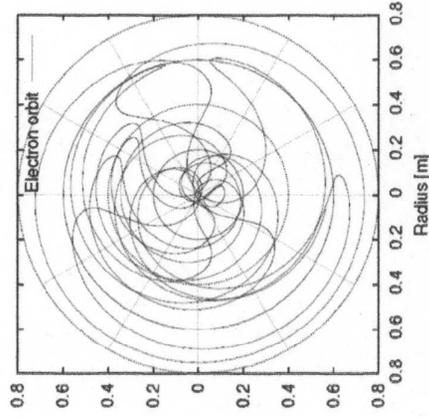


Fig. 12. Órbita del electrón para todas las componentes de fuerzas.

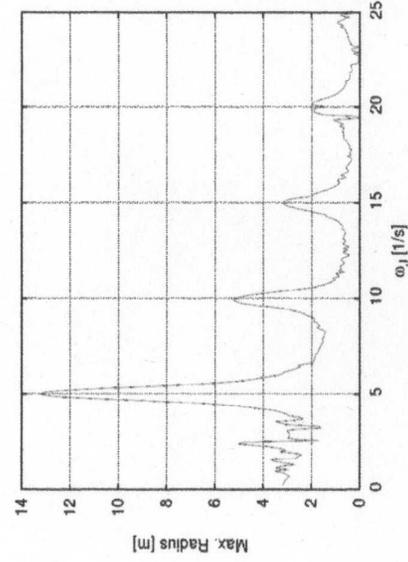


Fig. 13. Curvas de resonancia de rayo máximo para una frecuencia de corriente variable ωJ .

5. Análisis del diseño.

Tal como hemos demostrado en la última sección, una velocidad de rotación variable agrega trayectorias sofisticadas a las partículas de los electrones dentro del generador homopolar. Se propone que las relaciones (ondas armónicas/ondas estáticas) entre las aceleraciones de Coriolis, centrífuga y angular son de una importancia fundamental, en donde ya sea la energía geométrica conducida por los electrones o los espacios expuestos alrededor de los núcleos da origen a fuerzas adicionales no reconocidas.

Se requiere de un prototipo detallado de esta naturaleza para llevar a cabo un estudio adicional. Es importante notar que se requieren experimentos adicionales, además de RCE en discos de cobre; por ejemplo, utilizando aluminio, mercurio, nanotubos de carbono, alambres superconductores, materiales semiconductores dopados, acero inoxidable y aleaciones adicionales también serían buenos candidatos. Más aun, también se vuelve necesario un estudio minucioso de la aplicación de la Fuerza de Weber [18] al estudio del generador homopolar. Un trabajo singular referido a fuerzas clásicas y torques ya fue realizado por Guala -Valverde y colaboradores (ver [25] y referencias allí incluidas).

5.1 Configuración del sendero de flujo magnético.

Es importante mencionar que un sendero similar al del electrón acelerado recién mencionado puede ser tomado por las líneas de flujo magnético, al configurar el núcleo de un transformador de una manera diferente a la arquitectura de un único paso, hacia una arquitectura con varios senderos de flujo (Fig. (14)). Un transformador con un diseño de núcleo de bobinas dará origen a senderos de flujo con una relación 1: n, amplificando las líneas de flujo a través de una sencilla geometría. Técnicamente, la nueva arquitectura transformaría a éste en el primer transformador B⁽³⁾ en existencia. Los ingenieros que utilizan imanes y combinaciones con núcleos de transformadores podrían encontrar semejante diseño de gran utilidad.

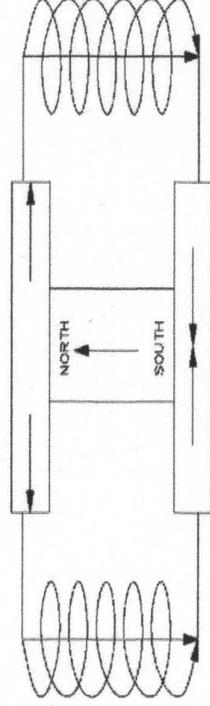


Fig. 14. Amplificación de líneas de flujo magnético mediante senderos múltiples.

5.2 Prototipo propuesto.

5.2.1 Máquina eléctrica de dinamo.

Como resultado, se propone en este documento que cuando se establece RCE & ECE, las velocidades de arrastre impuestas ya no generalizan una trayectoria para las partículas, y las ondas armónicas/estáticas propuestas a través de RCE crean poderosas resonancias que provocan nuevos resultados anómalos.

El generador homopolar propuesto por AIAS asumirá un diseño similar a lo desarrollado por Nikola Tesla [20], (véase Fig. (15)). En su diseño, este investigador propuso una manera para extraer energía producida a partir de los discos giratorios desde el punto que provocase las menores interrupciones para ambos discos, el eje central. Esto hizo que su diseño fuese sencillo y efectivo, a fin de evitar que sus contactos sufrieran excesivo desgaste. Más aún, su diseño incluyó dos discos donde una dirección de giro en común producía corriente desde el centro-hacia-la-periferia en un disco, y desde la periferia-hacia-el-centro en el otro disco. Su ubicación de los imanes volvió sencillo y efectivo a este diseño, al amarrar la periferia de ambos discos mediante una banda de cobre.

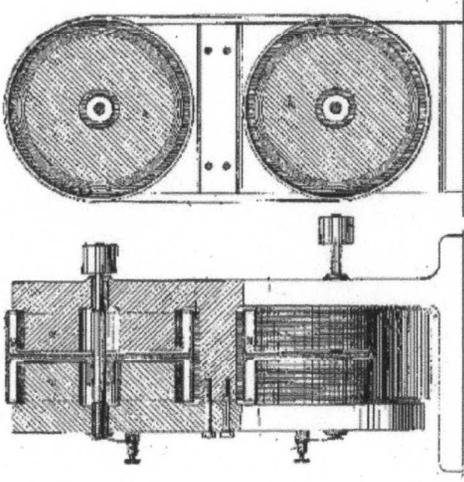


Fig. 15. Diseño de un generador homopolar de Nikola Tesla.

5.2.2 Control de detalle del Documento de Instrumentación y Proceso del Proyecto

En nuestro diseño (Fig. (16)) desacoplamos las bandas externas a fin de lograr un control independiente de la velocidad de giro para cada generador homopolar; sin embargo, éstos tendrán un punto de acoplamiento en común para que los amperios de corriente fluyan entre los ejes centrales de ambos discos. La energía se medirá y extraerá en la periferia de ambos discos mediante contactos que van a bloques terminales (V1 y V2) para conexión de la carga. El control independiente del giro para ambos discos sobreimpondrá dos ondas de salida, que servirían para estudios posteriores en lo relativo a conexión de RCE y ECE.

El diagrama básico de instrumentación y proceso del generador homopolar de AIAS (Fig. (16)) muestra la disposición general con controles lógicos programables (PLC), y con un paquete de Control de Supervisión y Adquisición de Datos (SCADA). Se utilizan protocolos típicos de red (Ethernet y Devicenet) para el control de los generadores homopolares a través de impulsores de frecuencia variable (VFDs), y el registro y almacenamiento de datos obtenidos de instrumentos, así como la determinación de tendencias en los datos experimentales (Servidor SQL) se almacenan en un servidor centralizado. Cada instrumento que se muestra es para un adecuado análisis de datos y control del experimento específico, mediante el empleo de software Proporcional, Integral y Derivativo (PID).

El diseño de los controles finales ofrecerá, tanto a los ingenieros como a los científicos, la flexibilidad ya sea para expandir o refinar el control necesario sobre $d\Omega/dt$ para adecuadas conexiones de ECE y RCE.

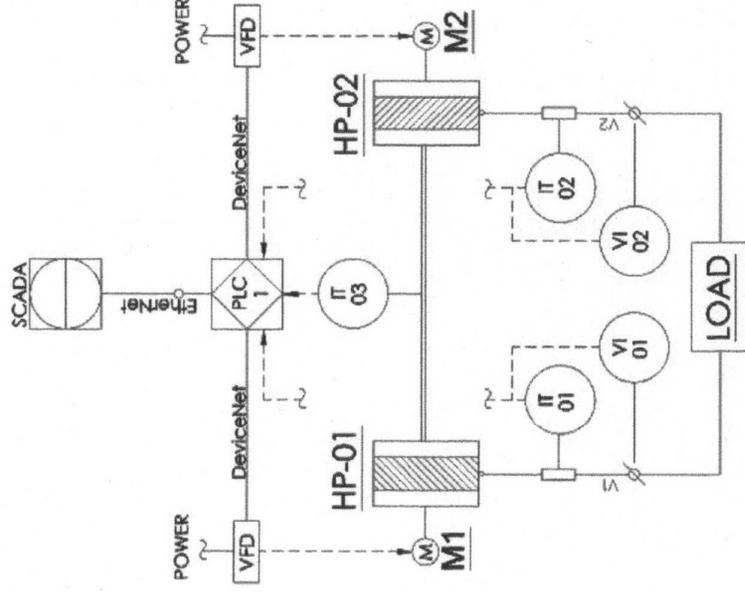


Fig. 16. Diagrama de Instrumentación & Proceso Homopolar de AIAS.

5.2.3 Análisis del Circuito de Corriente

Un análisis del circuito del generador homopolar revela una arquitectura de red de corriente de fuente de corriente. Al expandir este diagrama es posible introducir retroalimentación, tanto positiva como negativa, a través de un Inductor, mediante la suma o resta de campos magnéticos al campo estático de los imanes. El inductor tomaría la corriente arbitraria producida por la corriente variable. Dado que el inductor estará enrollado alrededor del generador homopolar, el resultado final constituirá una alimentación de energía adicional al sistema. Tal como se mencionó anteriormente, un embobinado del inductor alineado a los campos magnéticos del imán constituiría un arreglo de retroalimentación positiva. De la misma manera, si el embobinado alineado del inductor se orienta en dirección contraria a los campos magnéticos del imán, entonces constituiría una retroalimentación negativa. Como resultado,

$$V(t) = \frac{1}{2} \Omega(t) r^2 B_t \quad (68)$$

donde

$$B_t = B_{\text{imán}} + B_{\text{inductor}} \quad (69)$$

para retroalimentación positiva. Más aún, la Ec. (68) deviene

$$V(t) = \frac{1}{2} \Omega(t) r^2 (B_{imán} + B_{inductor}), \quad (70)$$

donde

$$B_{inductor} = \mu N \frac{I(t)}{l} \quad (71)$$

y

$$V(t) = I(t) R. \quad (72)$$

Así, sustituyendo la Ec. (70) y la Ec. (71) en la Ec. (72),

$$I(t) R = \frac{1}{2} (\Omega(t) r^2 (B_{imán} + \mu N \frac{I(t)}{l})) \quad (73)$$

ó

$$I(t) (R - \Omega(t) r^2 \mu N \frac{I(t)}{2l}) = \frac{1}{2} \Omega(t) r^2 B_{imán}, \quad (74)$$

finalmente obtenemos

$$I(t) = \frac{\Omega(t) r^2 B_{imán}}{2(R - \Omega(t) r^2 \frac{\mu N}{2l})} \quad (75)$$

donde los voltajes conocidos del sistema son:

$$V_{\text{homopolax}}(t) = I(t)R \quad (76)$$

$$V_{\text{inductor}}(t) = L \frac{dI(t)}{dt} \quad (77)$$

de manera que el voltaje total es

$$V_{\text{total}}(t) = I(t)R + L \frac{dI(t)}{dt} \quad (78)$$

y la energía total creada por el sistema es

$$\text{Energía}(t) = V_{\text{total}}(t) I(t). \quad (79)$$

Mediante la sustitución de la Ec. (78) en la Ec. (79) obtenemos

$$\text{Energía}(t) = \left(I(t)R + L \frac{dI(t)}{dt} \right) I(t) \quad (80)$$

o

$$\text{Energía}(t) = I^2(t)R + L \frac{dI(t)}{dt} I(t). \quad (81)$$

Para una retroalimentación negativa, la Ec. (70) tendrá un signo negativo antes del campo magnético en el inductor, lo cual indicaría que fue embobinado en dirección contraria al campo del imán. Una vez más, esta retroalimentación introduce resultados eléctricos típicos adicionales, los cuales harían que el sistema reaccionase de una manera muy diferente a aquella de generadores homopolares típicos. También señalamos que Tesla utilizó tales inductores en su diseño, con el objeto de agregar energía adicional al sistema.

Concluimos con la afirmación de que la Ec. (75) representa un tipo adicional de resonancia. La corriente se dispara al infinito si el diseño se elige de una manera en la que el denominador de esta ecuación tiende a cero:

$$R - \Omega(t)r^2 \mu N \frac{1}{2l} = 0.$$

(82)

Suponiendo un comportamiento armónico en el tiempo de la Ec. (40), esto da origen a una corriente resonante, tal como se puede observar en la Fig. (17) (en unidades arbitrarias). Un valor de Ω dependiente del tiempo ni siquiera se requiere en este caso. Una variación constante en el tiempo de Ω conduce a una resonancia del tipo polar, representada gráficamente en la Fig. (18). En total hemos mostrado, en este documento, que en el generador homopolar existen tres tipos diferentes de resonancias posibles: una resonancia del potencial, una resonancia debido al movimiento de transportadores de carga, y una resonancia de la corriente por retroalimentación positiva.

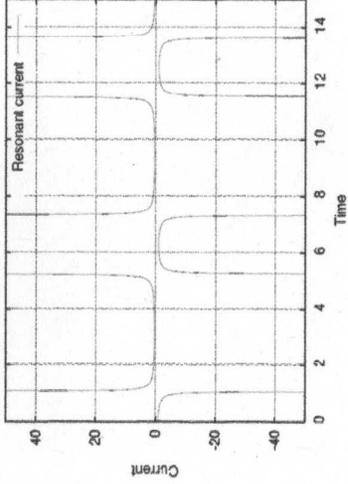


Fig. 17. Resonancia de corriente según un diseño de retroalimentación positiva, valor periódico para $\Omega(t)$.

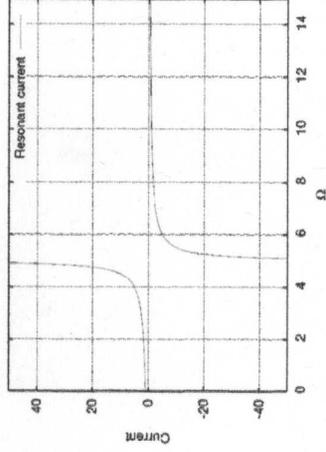


Fig. 18. Curva de resonancia para resonancia de corriente, valor de Ω no dependiente del tiempo.

Agradecimientos.

Se agradece el Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al personal técnico de AIAS por muchas discusiones interesantes.

Referencias.

- [1] M. W. Evans, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, 2005 en adelante), en cinco volúmenes a la fecha (ver www.aias.us).
- [2] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007).
- [3] K. Pendergast, "Crystal Spheres" (preimpresión en el portal www.aias.us , Abramis en preparación.)
- [4] M. W. Evans y H. Eckardt, *Physica B*, **400**, 175 (2007).
- [5] M. W. Evans, *Physica B*, **403**, 517 (2008).
- [6] M. W. Evans, *Acta Phys. Polonica B*, **38**, 2211 (2007).
- [7] M. W. Evans (ed.), *Adv. Chem. Phys.*, vol. 119 (2001); *ibid.*, M. W. Evans y S. Kielich, vol. 85 (1992, 1993, 1997).
- [8] M. W. Evans, Sección de Omnia Opera en el portal www.aias.us , 1992 al presente.
- [9] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B⁽³⁾ Field" (World Scientific, 2001).
- [10] M. W. Evans y J.-P. Vigié, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, 1994 a 2002), en cinco volúmenes.
- [11] M. Krause, Director, "All about Tesla", en DVD, Berlin 2007.
- [12] T. Valone, "The Homopolar Handbook, A Definite Guide to Faraday Disk and Machine Technologies" (Integrity Research Institute, 2001, 3a edición).
- [13] S. P. Carroll, "Space-time and Geometry, an Introduction to General Relativity" (Addison Wesley, Nueva York, 2004, y notas descargables escritas en 1997).
- [14] R. M. Wald, "General Relativity" (Univ. of Chicago Press, 1984)
- [15] Comunicación privada de Walter Thurner a H. Eckardt.
- [16] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics" (HBC, Nueva York, 1988, 3a Ed.)
- [17] E. W. Weisstein, "CRC Concise Encyclopedia of Mathematics" (Chapman & Hall/CRC, 1999)
- [18] A. K. T. Assis, "Weber's Electrodynamics" (Kluwer Academic Publishers, 1994)
- [19] J. A. Edminister, "Theory and Problems of Electromagnetics" (McGraw Hill Schaum's Outlines Series, 1995, 2a edición)
- [20] N. Tesla, "My Inventions : The Autobiography of Nikola Tesla", (Barnes & Noble, 1995, reimpression)
- [21] Programmable Logic Controllers (www.ab.com)
- [22] Paquetes de cómputo FactoryHMI y FactorySQL SCADA (www.inductiveautomation.com)
- [23] Protocolo ODVA Devinet (www.odva.org)
- [24] Impulsores de Frecuencia Variable PowerFlex (www.ab.com)
- [25] J. Guala-Valverde y R. Achilles, "Ampere: The Avis Phoenix of Electrodynamics", *Apeiron*, Vol. 15, No. 3, julio 2008.