Las Ecuaciones Electromagnéticas de la teoría ECE al considerar el Estado del Vacío.

Douglas W. Lindstrom, Horst Eckardt

Alpha Institute for Advanced Study (AIAS).

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Se muestra que la descripción de un circuito mediante la teoría electromagnética ECE en un estado de polarización puede desacoplarse de los estados del vacío electromagnético. La descripción del circuito no se ve afectada por los estados del vacío. Solamente la geometría del arreglo del circuito afecta los estados del vacío. Se analizan las condiciones de contorno.

Palabras clave: teoría ECE, ecuaciones de Maxwell-Heaviside, electromagnetismo, vacío electromagnético, condiciones de contorno.

Fecha de publicación: 8/1/2011.

1. Introducción.

A partir de datos experimentales es bien sabido que existe un potencial de trasfondo o del vacío, el cual interactúa en ciertos casos con la materia (por ejemplo, el desplazamiento de Lamb en espectros atómicos y moleculares). En dispositivos electromagnéticos macroscópicos no se observa dicho efecto, y la teoría convencional de Maxwell-Heaviside no lo predice. Surgirán excepciones cuando el potencial posee valores múltiples o no separables [1-3]. En estos casos, la energía puede transferirse, a partir del vacío al circuito sin que se viole la conservación de la energía [4], preferiblemente mediante efectos resonantes. En este documento se consideran soluciones normales de las ecuaciones de campo de Maxwell Heaviside adaptadas a la teoría ECE. En la Sección 2 se demostrará que las ecuaciones de campo con inclusión de condiciones de antisimetría permiten un completo desacoplamiento de las soluciones de circuito respecto del estado del vacío. En la Sección 3 se analizan condiciones de contorno del estado del vacío para una geometría dada. Esto podría constituir un prerrequisito para hallar situaciones en las que se vuelve posible la transferencia de energía (o transferencia de información) desde el vacío.

2. Relacionando el Estado del Vacío con las Ecuaciones de la Teoría ECE para el Electromagnetismo.

La versión de potencial de las ecuaciones de la teoría ECE para el electromagnetismo se han expresado en términos de un escalar eléctrico, un vector magnético y dos potenciales de conexión es espín para una sola polarización [1-4]. Dado que dicha formulación contiene valores no derivables en los potenciales, ello requiere que los potenciales estén referidos a un estado "cero". En una publicación previa [1] se demostró que el vacío existe como un campo libre de fuente de oscilaciones distintas de cero en potenciales del vacío, posiblemente estocásticas, donde tanto la intensidad eléctrica como la inducción magnética son idénticamente iguales a cero y satisfacen las ecuaciones de antisimetría. Esto significa que los potenciales totales son la suma de los potenciales tal como se definen a través de la aplicación de circuitos, geometrías, etc, y del campo del vacío o de trasfondo tal como se define por la misma situación[a], es decir

$$\underline{A} = \underline{A}_f + \underline{A}_b \tag{1}$$

$$\phi = \phi_f + \phi_b \tag{2}$$

$$\underline{\omega} \times \underline{A} = \underline{\omega}_f \times \underline{A}_f + \underline{\omega}_b \times \underline{A}_b \tag{3}$$

$$\omega_0 \underline{A} = \omega_{0f} \underline{A}_f + \omega_{0b} \underline{A}_b \tag{4}$$

$$\underline{\omega} \phi = \underline{\omega}_f \phi_f + \underline{\omega}_b \phi_b \tag{5}$$

[a] El subíndice "f" en las ecuaciones se referirá a un campo aplicado, o "circuito", en tanto que el subíndice "b" se referirá al campo del vacío o de trasfondo.

Estos dan origen a intensidad eléctrica e inducción magnética dada por

$$\underline{E} = -\nabla(\phi_f + \phi_b) - \frac{\partial}{\partial t}(\underline{A}_f + \underline{A}_b) - \omega_{0f}\underline{A}_f - \omega_{0b}\underline{A}_b + \underline{\omega}_f \phi_f + \underline{\omega}_b \phi_b \tag{6}$$

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times (\underline{A}_f + \underline{A}_b) - \underline{\omega}_f \times \underline{A}_f - \omega_b \times \underline{A}_b \tag{7}$$

Si éstos se sustituyen en las ecuaciones de campo del electromagnetismo según la teoría ECE para un único estado de polarización,

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

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

$$\nabla \cdot \underline{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \tag{10}$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = \mu_0 \underline{J} \tag{11}$$

se obtiene

$$\underline{\nabla} \cdot (\underline{\omega}_f \times A_f + \underline{\omega}_b \times \underline{A}_b) = 0 \tag{12}$$

$$\underline{\nabla} \times (-\omega_{0f}\underline{A}_f - \omega_{0b}\underline{A}_b + \underline{\omega}_f \phi_f + \underline{\omega}_b \phi_b) - \frac{\partial}{\partial t}(\underline{\omega}_f \times \underline{A}_f + \underline{\omega}_b \times \underline{A}_b) = 0 \tag{13}$$

$$\underline{\nabla} \cdot \left(-\frac{\partial(\underline{A}_f + \underline{A}_b)}{\partial t} - \underline{\nabla}(\phi_f + \phi_b) - (\omega_{0f}\underline{A}_f + \omega_{0b}\underline{A}_b) + (\underline{\omega}_f \phi_f + \underline{\omega}_b \phi_b)\right) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \tag{14}$$

$$\underline{\nabla} \times \left(\underline{\nabla} \times (\underline{A}_f + \underline{A}_b) - (\underline{\omega}_f \times \underline{A}_f + \underline{\omega}_b \times \underline{A}_b)\right)$$
$$- \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(-\frac{\partial(\underline{A}_f + \underline{A}_b)}{\partial t} - \underline{\nabla}(\phi_f + \phi_b) - (\omega_{0f}\underline{A}_f + \omega_{0b}\underline{A}_b) + (\underline{\omega}_f \phi_f + \underline{\omega}_b \phi_b)\right) = \mu_0 \underline{J} \tag{15}$$

Además, las ecuaciones de antisimetría para el campo total son

$$\frac{\partial(\underline{A}_f+\underline{A}_b)}{\partial t}-\underline{\nabla}(\phi_f+\phi_b)+(\omega_{0f}\underline{A}_f+\omega_{0b}\underline{A}_b)+(\underline{\omega}_f\phi_f+\underline{\omega}_b\phi_b)=0 \tag{16}$$

$$\frac{\partial(A_{fk}+A_{bk})}{\partial x_j}+\frac{\partial(A_{fj}+A_{bj})}{\partial x_k}+(\omega_{fj}A_{fk}+\omega_{bj}A_{bk})+(\omega_{fk}A_{fj}+\omega_{bk}A_{bj})=0 \tag{17}$$

donde se supone permutación cíclica mediante índices no repetitivos i, j, k.

El estado del vacío se definió [1] mediante

$$-\nabla\phi_b-\frac{\partial \underline{A}_b}{\partial t}-\omega_{0b}\underline{A}_b+\underline{\omega}_b\phi_b=0, \tag{18}$$

$$\underline{\nabla}\times\underline{A}_b-\underline{\omega}_b\times\underline{A}_b=0 \tag{19}$$

Más las versiones del vacío de las ecuaciones antisimétricas, en especial

$$\frac{\partial \underline{A}_b}{\partial t}-\underline{\nabla}\phi_b+\omega_{0b}\underline{A}_b+\underline{\omega}_b\phi_b=0, \tag{20}$$

$$\frac{\partial A_{bk}}{\partial x_j}+\frac{\partial A_{bj}}{\partial x_k}+\omega_{bj}A_{bk}+\omega_{bk}A_{bj}=0. \tag{21}$$

Restando la divergencia de la Ec. (19) de la Ec. (12) se obtiene

$$\underline{\nabla}\cdot(\underline{\omega}_f\times A_f)=0. \tag{22}$$

Restando el rotacional de la Ec. (18) y la derivada temporal de la Ec. (19) de la Ec. (13) se obtiene

$$\underline{\nabla}\times(-\omega_{0f}\underline{A}_f+\underline{\omega}_f\phi_f)-\frac{\partial}{\partial t}(\underline{\omega}_f\times\underline{A}_f)=0, \tag{23}$$

Restando la divergencia de la Ec. (18) de la Ec. (14) se obtiene

$$\underline{\nabla}\cdot\left(-\frac{\partial \underline{A}_f}{\partial t}-\underline{\nabla}\phi_f-\omega_{0f}\underline{A}_f+\underline{\omega}_f\phi_f\right)=\frac{\rho_f}{\epsilon_0}. \tag{24}$$

y finalmente restando el rotacional de la Ec. (19) y la derivada temporal de la Ec. (18) de la Ec. (15) se obtiene

$$\underline{\nabla} \times \left(\underline{\nabla} \times \underline{A}_f - \underline{\omega}_f \times \underline{A}_f \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(- \frac{\partial \underline{A}_f}{\partial t} - \underline{\nabla} \phi_f - \omega_{0f} \underline{A}_f + \underline{\omega}_f \phi_f \right) = \mu_0 \underline{J}_f \qquad (25)$$

Las ecuaciones (22) a (25) son las ecuaciones de campo electromagnéticas de la teoría ECE para un dado circuito, ignorando los efectos del vacío, tal como se desarrolló en forma similar en otros documentos (modelo de ingeniería de Eckardt).

Restando las Ecs. (22) a (25) de las Ecs. (12) a (15) se obtiene como resultado

$$\underline{\nabla} \cdot \left(\underline{\omega}_b \times \underline{A}_b \right) = 0 \qquad (26)$$

$$\underline{\nabla} \times \left(- \omega_{0b} \underline{A}_b + \underline{\omega}_b \phi_b \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\underline{\omega}_b \times \underline{A}_b \right) = 0 \qquad (27)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \left(- \frac{\partial \underline{A}_b}{\partial t} - \underline{\nabla} \phi_b - \omega_{0b} \underline{A}_b + \underline{\omega}_b \phi_b \right) = 0 \qquad (28)$$

$$\underline{\nabla} \times \left(\underline{\nabla} \times \underline{A}_b - \underline{\omega}_b \times \underline{A}_b \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(- \frac{\partial \underline{A}_b}{\partial t} - \underline{\nabla} \phi_b - \omega_{0b} \underline{A}_b + \underline{\omega}_b \phi_b \right) = 0 \qquad (29)$$

Esto demuestra que el vacío satisface las ecuaciones de ingeniería de la teoría ECE.

Puede llevarse a cabo un análisis similar sobre las ecuaciones de antisimetría. Si restamos la Ec. (18) de la Ec. (16), se obtiene

$$\frac{\partial \underline{A}_f}{\partial t} - \underline{\nabla} \phi_f + \omega_{0f} \underline{A}_f + \underline{\omega}_f \phi_f = 0 \qquad (30)$$

Esta es la ecuación de antisimetría eléctrica para el campo aplicado, indicando que el estado de vacío es independiente del campo aplicado para esta relación.

Más aun, los términos del vacío en la Ec. (2-17) son idénticamnte iguales a cero en virtud de que la solución del vacío se define para satisfacer la relación de antisimetría magnética (21), quedando

$$\frac{\partial A_{fk}}{\partial x_j} + \frac{\partial A_{fj}}{\partial x_k} + \omega_{fj} A_{fk} + \omega_{fk} A_{fj} = 0 \qquad (31)$$

que es la ecuación de antisimetría magnética para el campo aplicado. Esto significa que el campo del vacío no influye sobre el campo aplicado en la ecuación de antisimetría magnética.

En este análisis se mostró que las soluciones para las ecuaciones del vacío pudieron sumarse, sin provocar consecuencias, a la solución para una aplicación específica de la teoría electromagnética según la teoría ECE, en tanto y en cuanto las geometrías de contorno sean las mismas. El estado del vacío cumple con todas las ecuaciones de campo de la teoría ECE cuando se expresan en términos de potenciales de vacío de una manera no trivial, aun cuando estas mismas ecuaciones son triviales cuando se las expresa en términos de intensidad eléctrica e inducción magnética. A partir de lo anterior, inferimos que una alteración en el vacío se propaga a la velocidad de la luz. También significa que el campo establecido por un circuito no depende en modo alguno, bajo circunstancias normales, del estado del vacío. El campo potencial generado por un dado conjunto de condiciones de contorno (el circuito) y las condiciones de carga (potenciales aplicados) flota por encima de la solución del vacío. No observamos los efectos del potencial del vacío, si es que los hay, porque la instrumentación para la medición de corriente mide a partir de un estado ya sea de intensidad eléctrica o inducción magnética iguales a cero, los cuales reconocemos como la definición del estado del vacío.

3. Efectos de contorno de las condiciones del vacío.

Dado que el campo aplicado flota por encima del campo del vacío normalmente sin que haya interacción, podría considerarse razonable que el único sitio posible de interacción, de existir alguno, sería donde dejan de cumplirse las ecuaciones, es decir cerca de una singularidad o discontinuidad. Para considerar las interacciones entre el campo del circuito y el campo del vacío cerca de semejante caso, las ecuaciones de la teoría ECE aplicadas al electromagnetismo pueden expresarse mediante un formato más sencillo, uno que conduzca dirigido hacia una solución a través del empleo de las condiciones de vacío definidas inicialmente en [1]. En particular, se encontró que

$$\underline{\nabla} \times \underline{A} = \underline{\omega} \times \underline{A} \tag{32}$$

y $\boldsymbol{A}$ y $\boldsymbol{\omega}$ son paralelos. Por lo tanto

$$\underline{\omega} = k\underline{A} \tag{33}$$

con una función escalar k, y ambos términos de la Ec. (32) desaparecen. En particular, $\boldsymbol{A}$ es un potencial libre de rotacional, y representa un flujo de energía del vacío en un régimen no turbulento. En total, los potenciales deben de satisfacer las ecuaciones [1]

$$\underline{\nabla} \times \underline{A} = 0 \qquad (34)$$

$$\underline{\omega} \times \underline{A} = 0 \qquad (35)$$

$$\underline{\nabla} \phi - \underline{\omega} \phi = 0 \qquad (36)$$

$$\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} + \omega_0 \underline{A} = 0 \qquad (37)$$

Las Ecs. (34) y (35) establecen que la inducción magnética es igual a cero, y las Ecs (36) y (37) describen que la intensidad eléctrica es igual a cero en el estado del vacío. Supongamos que las variables tienen valores etiquetados con el subíndice "1" en un contorno. Entonces tenemos, a partir de la Ec. (33)

$$\underline{\omega}_1 = k \underline{A}_1 \qquad (38)$$

y a partir de la Ec. (36)

$$\underline{\nabla} \phi_1 - k A_1 \phi_1 = 0 \qquad (39)$$

La función k se conoce en principio a partir de la solución del vacío para $\boldsymbol{\omega}$. Cuando hay un contorno metálico con φ_1 = constante, se obtiene

$$\underline{A}_1 = 0, \qquad (40)$$

es decir, no existe flujo de potencial a través de este contorno. En el conocido efecto Casimir [5], la fuerza entre dos placas metálicas planas se reduce debido a modos ondulatorios electromagnéticos faltantes entre las placas. Los modos faltantes no pueden ser contrarrestados mediante un flujo entrante de energía del vacío, como hemos demostrado, de acuerdo con los resultados experimentales.

Las condiciones de contorno de la Ec. (37) son

$$\frac{\partial \underline{A}_1}{\partial t} + \omega_{01} \underline{A}_1 = 0 \qquad (41)$$

las cuales, en el caso de un comportamiento temporal armónico con la forma *exp* ($i\beta t$) con frecuencia β conduce a

$$(i\beta + \omega_{01}) A_1 = 0 \tag{42}$$

Esto puede satisfacerse ya sea mediante un flujo de alimentación nulo ($A_1 = 0$) o identificando la parte imaginaria de ω_{01} con una frecuencia oscilatoria, modulada por funciones de tipo espacial, tal como se describe en detalle en [1].

El ejemplo del efecto Casimir muestra que la transferencia de energía desde el vacío a un circuito probablemente requiera de una geometría "abierta". Por ejemplo, en una caja metálica cerrada, la energía no puede fluir desde el medio ambiente al interior de la caja, impidiendo así la transferencia de cantidades mayores de energía. Un análisis más detallado requeriría la resolución de la ecuación de onda de la teoría ECE

$$(\square - R) \underline{A} = 0 \tag{43}$$

donde R es la curvatura escalar. En el caso en que R sea constante, esto constituye una ecuación de autovalor para $\boldsymbol{A}$ que puede resolverse en forma numérica. Las soluciones describen los modos permitidos para $\boldsymbol{A}$ para condiciones de contorno dadas.

En completa analogía con la Ec. (1), el potencial puede dividirse en una parte del circuito y una parte de trasfondo,

$$\underline{A} = \underline{A}_f + \underline{A}_b \tag{44}$$

y la Ec. (44) se cumple si la ecuación de onda es válida para ambos potenciales en forma independiente:

$$(\square - R_f) \underline{A}_f = 0, \tag{45}$$

$$(\square - R_b) \underline{A}_b = 0, \tag{46}$$

donde R_f y R_b son los autovalores para el potencial del circuito y del trasfondo, respectivamente. Sin embargo, debiera de notarse, que una sencilla suma de los autovalores en la forma

$$R = R_f + R_b \tag{47}$$

produce términos cruzados en la Ec. (3.12). La combinación de autovalores se comporta de una manera no lineal.

4. Conclusiones.

En resumen, se tiene que

1. El campo del vacío actúa independientemente, desde un punto de vista eléctrico, del campo del circuito, pero depende del arreglo geométrico del mismo.
2. Se puede sumar el campo del vacío al campo del circuito sin que se produzcan consecuencias, en tanto ello se efectúe adecuadamente.
3. El campo del vacío satisface las ecuaciones de campo de la teoría ECE aplicada al electromagnetismo, verificándose así que una alteración en el vacío se propaga a la velocidad de la luz.
4. La transferencia de energía desde el vacío probablemente requiera de un ambiente eléctricamente abierto.

Si se han de observar resonancias y singularidades en las soluciones de las ecuaciones, quizás sea que el campo del circuito y el campo del vacío deban de ser iguales a cero simultáneamente en la misma ubicación espacial, lo cual quizás sea el motivo por el cual ello no se observa con frecuencia. Esto pudiera contener la clave para encontrar estos eventos en forma analítica.

Una vez que un circuito se construye y pone en funcionamiento y se han disipado las alteraciones temporales, el campo del vacío queda definido y es inalterable a menos de que algo cambie a nivel geométrico. Este es el caso, por ejemplo, en la máquina de Bedini [6] donde el circuito continuamente cambia, de manera que cambios en el campo del vacío puedan entrar en fase con el campo del circuito. En el caso del dispositivo mexicano [7], el circuito parece estar fijo desde un punto de vista geométrico, pero evidentemente debido a una interacción eléctrica-mecánica, etc., se moverá y cambiará de forma. Se menciona que el solenoide toroidal de Mark Steven [8], por ejemplo, supuestamente vibra. Esto, entonces, permitiría a los campos del circuito y del vacío colocarse en fase, permitiendo así la generación de efectos inusuales de la teoría ECE.

Referencias bibliográficas.

1. H. Eckardt y D. W. Lindstrom, Solution of the ECE Vacuum Equations, www.aias.us y Generally Covariant Unified Field Theory, Capítulo 16, Volumen 7, 2011.
2. D. W. Lindstrom y H. Eckardt, Reduction of the ECE Theory of Electromagnetism to the Maxwell-Heaviside Theory, www.aias.us y Generally Covariant Unified Field Theory, Capítulo 17, Volumne 7, 2011.
3. D. W. Lindstrom y H. Eckardt, Reduction of the ECE Theory of Electromagnetism to the Maxwell-Heaviside Theory, Parte II, www.aias.us .
4. Documentos de la serie UFT 167-170, en el portal www.aias.us .
5. M. Sparnaay, "Measurements of attractive forces between flat plates". Physica 24,751(1958).
6. John Bedini, US Patent Nos. 6392370, 6545444, 6677730.
7. Alex Hill, comunicación privada, véase también en portal www.et3m.net .
8. http://www.intalek.com/Index/Projects/Research/ottoronette_TPU_ECD-V1_0.pdf