

## Solución de las Ecuaciones del Vacío ECE.

Horst Eckardt, Douglas W. Lindstrom  
Alpha Institute for Advanced Studies (A.I.A.S.)

Traducción: Alex Hill ([www.et3m.net](http://www.et3m.net))

### Resumen.

El vacío de la teoría de Einstein Cartan Evans (ECE) es un espacio-tiempo curvado y retorcido lleno de potenciales electromagnéticos. El potencial del vacío puede calcularse a través de la condición de que desaparezcan los campos de fuerza electromagnética. En electrodinámica clásica, esta condición no resulta suficiente para el cálculo de una distribución de potencial a partir de condiciones de contorno dadas. La teoría ECE posee una estructura más rica, con conexiones de espín de la geometría de Cartan y restricciones adicionales debidas a la antisimetría de las conexiones en relatividad general. Se incluyen expresiones para describir la densidad de energía y de momento. Puede demostrarse por primera vez que los elevados potenciales del vacío, conocidos a partir de efectos cuánticos, son consecuencia de la estructura misma del espacio-tiempo.

*Palabras clave:* teoría de campo de Einstein Cartan Evans (ECE); antisimetría; campo de vacío.

Fecha de publicación del original: 25 de agosto de 2009.

## 1. Introducción.

El espacio libre de masas y cargas ha sido un tema de interpretación física durante siglos. Algunas veces se le suponía vacío, otras veces se le consideraba un medio llamado Éter, por ejemplo para explicar la propagación de las ondas electromagnéticas. La noción de vacío a menudo describe un espacio sin nada, pero los físicos cuánticos se refieren a un vacío cuántico, el cual no se encuentra vacío en absoluto. En este documento, utilizamos el término vacío como sinónimo del espacio-tiempo mismo, en el sentido que se le da en relatividad general. Veremos que el espacio está lleno con un potencial, denominado "potencial de trasfondo".

En la teoría de Einstein, el vacío no contiene nada, resultado que se encuentra en agudo contraste con la física cuántica, donde el vacío es un océano de partículas virtuales y con una enorme densidad de energía. Este océano cuántico da origen a las correcciones radiativas de la física, tales como el desplazamiento de Lamb y el efecto Casimir. En la física estándar esto constituye una discrepancia enorme e irreconciliable. En la teoría de Einstein-Cartan-Evans (ECE) [1]-[2] se reconcilian ambos mundos, pues el trasfondo en la teoría ECE está lleno con energía potencial, definida directamente a través de la tetrada de Cartan. La energía potencial es física, y no puede cambiarse en forma arbitraria como sucede en la teoría *gauge*. Las correcciones radiativas provienen de fluctuaciones en este potencial del campo unificado covariante generalizado.

En la teoría ECE la transferencia de energía se lleva a cabo a través de soluciones resonantes de las ecuaciones de campo. Esta energía del espacio-tiempo, en la teoría ECE, proviene de la energía potencial de trasfondo. Existe una transferencia de energía, pero la energía total es constante. La ecuación de continuidad convencional puede generalizarse de tal manera que la curvatura y torsión del espacio-tiempo puede incluso producir transportadores de cargas. Hay sugerencias experimentales que semejantes efectos pueden de hecho suceder. En el pasado, han habido intentos de explicar los campos de trasfondo mediante la resolución de las ecuaciones de Maxwell-Heaviside para campos electromagnéticos. Sin embargo, las ecuaciones de campo resultan naturalmente en un estado en el que la energía se ve contenida en campos eléctricos y magnéticos que no se observan en el vacío (con la excepción de una radiación de trasfondo de 2.7 K que podría existir, o no, por todo el universo). En este documento evitamos esta dificultad mediante el empleo del hecho experimental de que semejantes campos no existen. Por lo tanto, la energía de trasfondo observada en los procesos cuánticos debe de estar contenida en los potenciales. Mostraremos cómo éstos pueden calcularse a partir de las propiedades geométricas básicas del espacio. Éstas se definen en la geometría de Cartan, la cual se utiliza en forma exclusiva en la teoría ECE. Dado que los campos de fuerza se suponen como iguales a cero, las ecuaciones de campo desaparecen en forma idéntica. En su lugar utilizamos las condiciones básicas de antisimetría de las conexiones de espín de Cartan y las ecuaciones estructurales de Maurer-Cartan. Despreciamos los efectos de polarización y utilizamos la forma vectorial de las ecuaciones. De esta manera, logramos presentar una solución general para el potencial de trasfondo. Calculamos la densidad de energía y de momento mediante la extensión de una sugerencia

encontrada en la literatura. Una sección de análisis y discusión sirve como conclusión del documento. Como resultado, encontramos una explicación plausible de por qué hay enormes densidades de energía en el vacío. Esta teoría se basa en primeros principios, lo cual conduce a un nuevo punto de vista sobre este tema sin la necesidad de recurrir a oscuros efectos cuánticos.

## 2. Condiciones de antisimetría y ecuaciones de estado.

### 2.1 Establecimiento directo de un conjunto de ecuaciones.

Los campos eléctrico y magnético de la teoría ECE, con la omisión de efectos de polarización, son

$$\underline{E} = -\underline{\nabla}\phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \omega_0 \underline{A} + \underline{\omega}\phi \quad (1)$$

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (2)$$

Las condiciones de antisimetría para los potenciales son la relación eléctrica con valor vectorial

$$\underline{\nabla}\phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \omega_0 \underline{A} - \underline{\omega}\phi = 0, \quad (3)$$

y las tres relaciones magnéticas (con valor escalar), expresadas en formato vectorial:

$$C := \begin{pmatrix} \frac{\partial A_3}{\partial x_3} + \frac{\partial A_2}{\partial x_2} + \omega_2 A_3 + \omega_3 A_2 \\ \frac{\partial A_1}{\partial x_3} + \frac{\partial A_3}{\partial x_1} + \omega_1 A_3 + \omega_3 A_1 \\ \frac{\partial A_1}{\partial x_2} + \frac{\partial A_2}{\partial x_1} + \omega_1 A_2 + \omega_2 A_1 \end{pmatrix} = 0. \quad (4)$$

Las condiciones del vacío se obtienen estableciendo

$$\underline{E} = 0 \quad (5)$$

$$\underline{B} = 0 \quad (6)$$

Estas son doce ecuaciones para ocho incógnitas  $\phi$ ,  $\underline{A}$ ,  $\omega_0$ ,  $\underline{\omega}$ . Si tomamos en cuenta las restricciones por antisimetría (3) - (4), esto conduciría a un sistema sobre-determinado. Por lo tanto, simplificamos las restricciones mediante el cálculo de la divergencia de las Ecs. (3) y (4):

$$\Delta\phi - \nabla \cdot \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \nabla \cdot (\omega_0 \underline{A}) - \nabla \cdot (\underline{\omega} \phi) = 0, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \underline{C} = 0. \quad (8)$$

La última ecuación conduce a segundas derivadas mixtas, y puede intentarse su simplificación mediante el empleo de la restricción de Lindstrom, la cual es una simplificación de la Ec. (4):

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

Por otro lado, a partir de las Ecs. (2) y (6) tenemos

$$\nabla \times \underline{A} = \underline{\omega} \times \underline{A} \quad (10)$$

que no es compatible con la restricción de Lindstrom (9) (ver la sección 5.2). Por lo tanto, debemos utilizar la completa condición (4). En total, debemos resolver el conjunto de ecuaciones

$$-\nabla\phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \omega_0 \underline{A} + \underline{\omega} \phi = 0 \quad (11)$$

$$\nabla \times \underline{A} - \underline{\omega} \times \underline{A} = 0 \quad (12)$$

$$\Delta\phi - \nabla \cdot \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \nabla \cdot (\omega_0 \underline{A}) - \nabla \cdot (\underline{\omega} \phi) = 0 \quad (13)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{\partial A_2}{\partial x_3} + \frac{\partial A_3}{\partial x_2} + \omega_2 A_3 + \omega_3 A_2 \right)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_2} \left( \frac{\partial A_1}{\partial x_3} + \frac{\partial A_3}{\partial x_1} + \omega_1 A_3 + \omega_3 A_1 \right)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_3} \left( \frac{\partial A_1}{\partial x_2} + \frac{\partial A_2}{\partial x_1} + \omega_1 A_2 + \omega_2 A_1 \right) = 0. \quad (14)$$

## 2.2 Pre-evaluación de restricciones magnéticas.

El conjunto directo de ecuaciones en la sección previa no es de fácil manejo mediante cálculo numérico, y la estructura de las ecuaciones y posibles soluciones no resulta obvio.

En consecuencia, seguimos una línea diferente de desarrollo. Mediante la suma de las Ecs. (4) y (10) obtenemos

$$\frac{\partial A_2}{\partial x_3} + \omega_2 A_3 = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial x_3} + \omega_1 A_3 = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial x_2} + \omega_1 A_2 = 0. \quad (17)$$

Restando (4) de (10) se obtiene

$$\frac{\partial A_3}{\partial x_2} + \omega_3 A_2 = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial x_1} + \omega_3 A_1 = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial x_1} + \omega_2 A_1 = 0. \quad (20)$$

Comparando (16) con (17) etc. Conduce a

$$\omega_1 = -\frac{\partial A_1}{\partial x_2} \frac{1}{A_2} = -\frac{\partial A_1}{\partial x_3} \frac{1}{A_3},$$

$$\omega_2 = -\frac{\partial A_2}{\partial x_1} \frac{1}{A_1} = -\frac{\partial A_2}{\partial x_3} \frac{1}{A_3},$$

$$\omega_3 = -\frac{\partial A_3}{\partial x_1} \frac{1}{A_1} = -\frac{\partial A_3}{\partial x_2} \frac{1}{A_2}.$$

que puede expresarse como

$$A_j \frac{\partial A_i}{\partial x_k} = A_k \frac{\partial A_i}{\partial x_j} \quad (24)$$

donde  $(i, j, k)$  son permutaciones de  $(1, 2, 3)$ . Resolviendo las Ecs. (24) como un problema de contorno e insertando la solución en (21) - (23) trae como resultado una solución completa de la restricción magnética (4) en términos del potencial vectorial  $A$ .

Hasta el momento, hemos utilizado las Ecs. (4) y (6) a partir del conjunto dado (3) - (6). A continuación, debemos manejar las condiciones eléctricas (3) y (5). Las únicas variables restantes a determinarse son  $\phi$  y  $\omega_0$ . Insertando (3) en (1) tenemos [3]:

$$\begin{aligned} \underline{E} &= -\underline{\nabla}\phi + \underline{\omega}\phi \\ &= -\frac{\partial A}{\partial t} - \omega_0 \underline{A} \end{aligned} \quad (25)$$

lo cual nos da dos ecuaciones vectoriales

$$\underline{\nabla} \phi - \underline{\omega} \phi = 0, \quad (26)$$

$$\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} + \omega_0 \underline{A} = 0, \quad (27)$$

Restringiéndonos al caso estático, se obtiene a partir de la última ecuación

$$\omega_0 = 0. \quad (28)$$

Dado que la Ec. (26) es una ecuación vectorial y sólo necesitamos determinar una variable, calculamos la divergencia de (26):

$$\underline{\nabla}^2 \phi - \underline{\nabla} \cdot (\underline{\omega} \phi) = 0 \quad (29)$$

ó

$$\underline{\nabla}^2 \phi - \underline{\omega} \cdot \underline{\nabla} \phi - (\underline{\nabla} \cdot \underline{\omega}) \phi = 0. \quad (30)$$

Esta ecuación resulta idéntica a la ley de Coulomb para una densidad de carga igual a cero. Resolviendo esta ecuación diferencial para  $\phi$  (con  $\omega(A)$  ya dado) completa la solución para las ecuaciones del vacío ECE en el caso estático.

### 3. Soluciones de las ecuaciones del vacío.

Según el conjunto de ecuaciones (24) la solución del vacío para el campo  $A$  se desacopla del potencial eléctrico y las conexiones de espín. Primero consideramos las soluciones de este conjunto de ecuaciones. Según el álgebra computacional (utilizamos el paquete de cálculo *Mathematica* [8]) hay tres soluciones con un número de constantes de integración  $C_i$ ,  $k_i$  y  $\beta$ :

$$A^{(1)} = \underline{k} \frac{1}{k_3} (C_5 + C_6 \tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t)) \quad (31)$$

$$A^{(2)} = \underline{k} \frac{1}{k_3} (C_5 + \tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t)) (C_6 + C_7 \tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t)) \quad (32)$$

$$A^{(3)} = \underline{k} \frac{1}{k_3} (C_5 + \tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t)) (C_6 + \tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t)) \cdot (C_7 + C_8 \tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t)) \quad (33)$$

Detalles al respecto pueden hallarse en los apéndices. En el formato aquí presentado se han renombrado algunas constantes  $C_i$  con el objeto de clarificar su sentido físico. Las primeras tres constantes se expresan como el vector de onda  $k$ , mientras que la cuarta constante, que es un factor de fase, se ha interpretado como la dependencia respecto del tiempo  $\beta t$ , de manera de obtener un argumento apropiado de la función  $\tanh$ . En principio todas las constantes podrían ser funciones del tiempo, como se muestra en los apéndices. Comparando las tres soluciones, resulta obvio que éstas forman parte de una solución más general del tipo

$$\underline{A}^{(m)} = \underline{k} \frac{1}{k_3} \sum_{n=0}^m D_n(t) (\tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t))^n \quad (34)$$

con constantes  $D_n$  (posiblemente funciones del tiempo). Esto constituye el conjunto básico de la función espacio abarcando las soluciones de la Ec. (24). Regresaremos a este punto más adelante.

A continuación, deduciremos las soluciones para las otras variables. La conexión de espín  $\omega$  se obtiene directamente a partir de (21)-(23):

$$\omega^{(1)} = -\underline{k} \frac{C_6 (\operatorname{sech}(k \cdot \underline{x} - \beta t))^2}{C_5 + C_6 \tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t)}, \quad (35)$$

y la correspondiente  $\omega^{(2,3)}$ , puede hallarse en el Apéndice A. La conexión de espín escalar puede calcularse a partir de la dependencia explícita de  $A$  mediante la Ec. (27). En principio, esta ecuación – al ser una ecuación vectorial – está sobre-determinada, pero como se muestra en el Apéndice A los tres componentes son consistentes, dando lugar a tres soluciones, de las cuales la primera es

$$\omega_0^{(1)} = \beta \frac{C_6 (\operatorname{sech}(k \cdot \underline{x} - \beta t))^2}{C_5 + C_6 \tanh(k \cdot \underline{x} - \beta t)} \quad (36)$$

que es similar a los componentes del vector de la conexión de espín. Hemos supuesto que los coeficientes son independientes del tiempo. Finalmente, el potencial  $\Phi$  puede obtenerse de una manera similar a partir de la Ec. (26). Nuevamente los tres componentes de esta ecuación conducen al mismo resultado, obteniéndose así auto-consistencia. Sin embargo, como hallazgo importante, una parte de la solución (denotada como  $F^{(i)}$ ) es siempre la misma, sea cual fuere la selección de  $A^{(1)}$ ,  $A^{(2)}$ , ó  $A^{(3)}$ , por ejemplo:

$$\phi^{(1,2)} = \frac{\cosh(k \cdot x - \omega t)}{C_5 \cosh(k \cdot x - \beta t) + C_6 \sinh(k \cdot x - \beta t)} F^{(i)} \quad (37)$$

donde  $F^{(i)}$  es una función arbitraria que depende solamente de una superficie de coordenadas:

$$\begin{aligned} F^{(1)} &= F(y, z, t), \\ F^{(2)} &= F(x, z, t), \\ F^{(3)} &= F(x, y, t). \end{aligned} \quad (38)$$

Seleccionando  $F = \text{constante}$  vuelve a la solución única. Para obtener una impresión de la naturaleza de soluciones del vacío, se representan gráficamente algunas de ellas en las Figs. 1-4. Las constantes  $C_i$  fueron seleccionadas como iguales a 1 ó -1, y el vector de onda se posicionó en la dirección  $z$ :  $k = (0, 0, k_3)$ . Entonces solamente hay componentes según el eje  $z$  de  $A$  y  $\omega$ . La Fig. 1 muestra que  $A_3$  varía más cuanto mayor sea el grado de la solución. Se observa un resultado similar para el vector de conexión de espín (Fig. 2), aun cuando la segunda solución es un polo, indicando que hay discontinuidades en la estructura del vacío. Lo mismo sucede con la conexión de espín escalar (Fig. 3) que es similar a  $\omega_3$ . El potencial resulta muy interesante, ver la Fig. 4. Es de tipo polar, o diverge para  $z \rightarrow \pm\infty$ . Esto podría resultar muy inusual desde un punto de vista clásico, pero sabemos a partir de experimentos que la densidad de energía del vacío es muy elevada. Semejante estructura podría dar origen, por ejemplo, a la creación espontánea de partículas elementales; ver la sección 5.5 para una mayor discusión sobre el tema.

Además de esta solución particular, se intentó hallar una solución más general. Tal como ya se mostró en la Ec. (34), esto se logra a través de una serie general de funciones de tipo *tanh*. Esto nos condujo a la conjetura de que una expansión en serie general de la forma

$$A^{(m)} = k \frac{1}{k_3} \sum_{n=0}^m D_n(t) f^n(k \cdot x - \beta t) \quad (39)$$

para cualquier conjunto de funciones completas  $f^n$  con constantes  $D_n$ , también es una solución para  $A$ . Esto se muestra en el Apéndice B, al suponer esta forma de  $A$  y demostrando todas las ecuaciones. La herramienta de álgebra computacional sólo logró probar lo anterior para una serie finita, pero el resultado general se deduce fácilmente por inducción. En particular, se obtiene:



$$\omega^{(m)} = -k \frac{f' \sum_{n=1}^m n D_n f^{n-1}(k \cdot x - \beta t)}{\sum_{n=0}^m D_n f^n(k \cdot x - \beta t)}, \quad (40)$$

$$\omega_0^{(m)} = \beta \frac{f' \sum_{n=1}^m n D_n f^{n-1}(k \cdot x - \beta t)}{\sum_{n=0}^m D_n f^n(k \cdot x - \beta t)}, \quad (41)$$

$$\phi^{(m)} = \frac{\phi_0}{\sum_{n=0}^m D_n f^n(k \cdot x - \beta t)}. \quad (42)$$

$f'$  es la derivada de  $f$  de acuerdo con su argumento. Como ejemplo, se ilustra la solución general para la función *tanh* en la Fig. 5 para varios índices máximos  $m$  (todas las constantes establecidas como iguales a la unidad). Se observa que, para grandes valores de  $m$ , la solución es una suave función escalón con altura creciente. La conexión de espín vectorial y escalar solamente difieren en signo y en un factor que indica la naturaleza espacial y temporal de ambas conexiones. El potencial contiene la serie de función original en el denominador. Si la serie está oscilando (lo cual suele ser el caso), el potencial posee un gran número de resonancias.

Otra importante clase de soluciones se obtiene mediante una serie de Fourier:

$$\underline{A}^{(m)} = k \frac{1}{k_0} \sum_{n=0}^m D_n \exp(n \cdot i(k \cdot x - \beta t)). \quad (43)$$

Esta es una serie de Fourier en una sola dimensión porque no hay variación en el vector de onda  $k$ . En otras palabras, ésta es una onda plana con una dirección fija. Sin embargo, una variación en la dirección puede ocurrir si el conjunto de las primeras cuatro constantes ( $k$ ,  $\beta$ ) o de los  $D_n$  depende del tiempo, lo cual es posible para la solución general (ver Apéndices). Esto se discute más a fondo en las secciones 5.2 y 5.3.

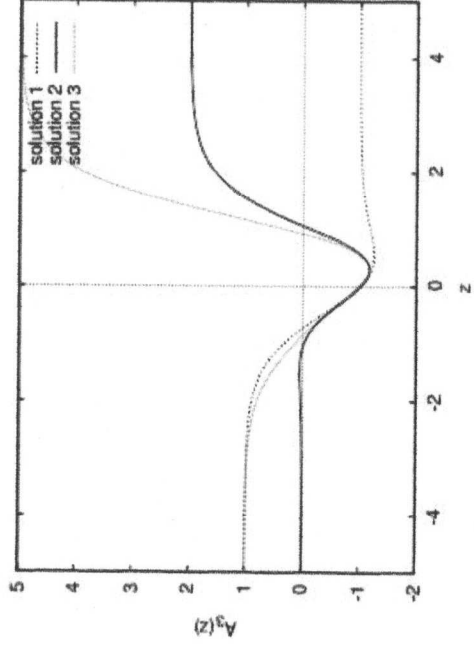


Figura 1: Tres soluciones para la componente vectorial del potencial  $A_3$ .

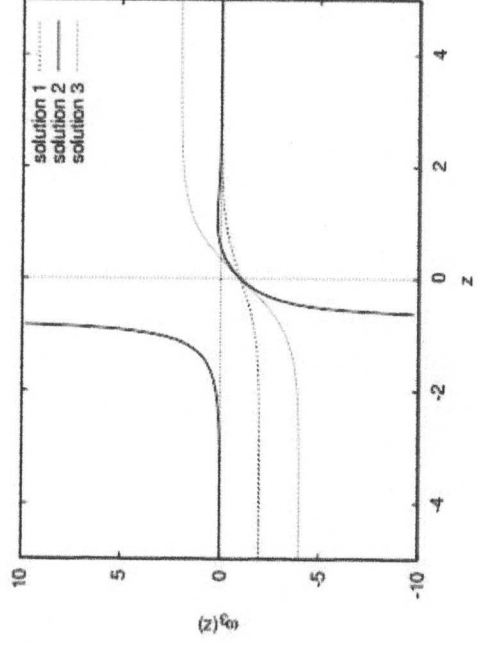


Figura 2: Tres soluciones para la componente vectorial de la conexión de espín  $\omega_3$ .

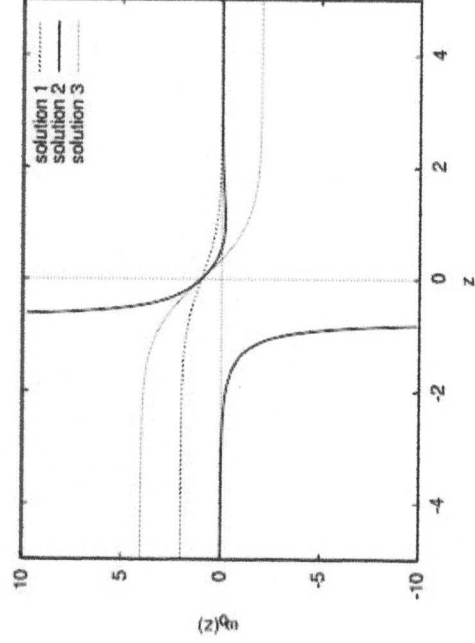


Figura 3: Tres soluciones para la componente escalar de la conexión de espín  $\omega_0$ .

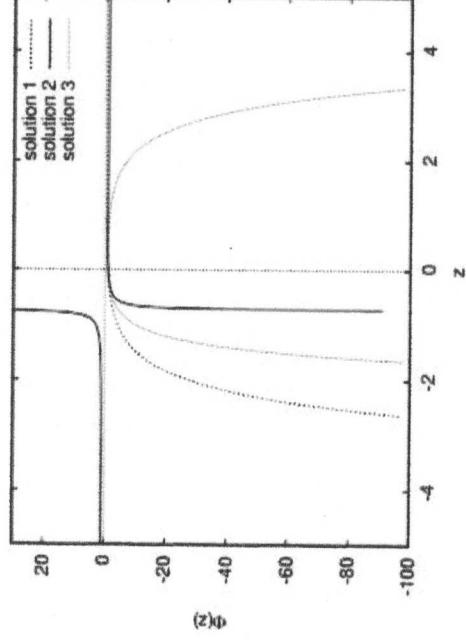


Figura 4: Tres soluciones para el potencial escalar del vacío  $\Phi$ .

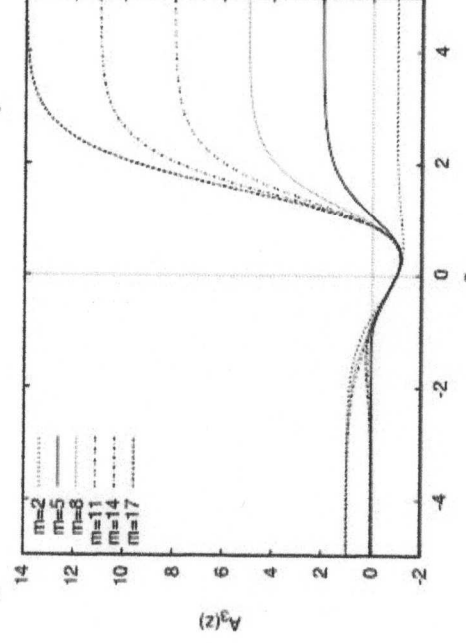


Figura 5: Componente del potencial vectorial  $A_3$  para varios grados  $m$  de expansión en serie.

## 4. Densidad de energía y de momento.

### 4.1 Teoría estándar.

La expresión clásica para la densidad de energía del campo electromagnético es

$$u(\underline{r}, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \underline{E}^2 + \frac{1}{2\mu_0} \underline{B}^2. \quad (44)$$

y el flujo de energía se describe mediante el vector de Poynting

$$\underline{\underline{S}}(\underline{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \underline{\underline{E}} \times \underline{\underline{B}}. \quad (45)$$

Las unidades físicas de estas cantidades son

$$[u] = \text{J m}^{-3}, \quad (46)$$

$$[S] = \text{W m}^{-2}. \quad (47)$$

Ambos se basan en los campos de fuerza electromagnéticos  $\underline{E}$  y  $\underline{B}$  y, por lo tanto, no resultan adecuados en situaciones de potenciales sin campos. La solución a esta dificultad es la formulación de la densidad de energía y el flujo de energía en términos de los potenciales. Este problema ha sido estudiado por Ribaric y Sustersic [4]. Estos investigadores hallaron que otras expresiones pueden definirse en términos de potenciales que dan la misma energía total tomada como una integral sobre el espacio como los términos originales (44, 45). Puthoff [5] describe una solución práctica. Para una densidad de corriente dada  $\underline{J}$ , una densidad de carga  $\rho$ , un potencial escalar  $\phi$  y un potencial vectorial  $\underline{A}$  la densidad de energía puede expresarse como

$$u(\underline{r}, t) = u_A - u_\phi + \int \phi \quad (48)$$

con

$$u_A(\underline{r}, t) = \frac{1}{2\mu_0} \sum_i \left( \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial A_i}{\partial t} \right)^2 + |\nabla A_i|^2 \right) \quad (49)$$

y

$$u_\phi(\underline{r}, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \left( \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 + |\nabla \phi|^2 \right). \quad (50)$$

Correspondientemente, el flujo de energía se define mediante

$$\underline{\underline{S}}_A(\underline{r}, t) = \underline{\underline{S}}_A - \underline{\underline{S}}_\phi + \phi \underline{\underline{J}}, \quad (51)$$

$$\underline{\underline{S}}_A(\underline{r}, t) = -\frac{1}{\mu_0} \sum_i \left( \frac{\partial A_i}{\partial t} \right) \nabla A_i, \quad (52)$$

$$\underline{\underline{S}}_\phi(\underline{r}, t) = -\epsilon_0 \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \nabla \phi. \quad (53)$$

Según Jackson [6] el cambio en energía se define mediante la divergencia del flujo y la energía eléctrica de las cargas:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\nabla \cdot \underline{S} - \underline{J} \cdot \underline{E}. \quad (54)$$

En el vacío tenemos  $\rho = \mathbf{J} = \mathbf{E} = 0$ . El flujo de Poynting se relaciona con la densidad de momento  $\mathbf{g}$  del campo electromagnético a través de la equivalencia de Einstein de masa y energía.

$$g^2 = S \quad (55)$$

y la ecuación de movimiento para el campo es

$$\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial t} = -\nabla \cdot \underline{\Theta} \quad (56)$$

(expresada con la divergencia tensorial [7]) donde  $\Theta$  es el tensor de tensión de Maxwell.

## 4.2 Teoría ECE

En la teoría ECE hay términos adicionales contenidos en los campos de acuerdo con las conexiones de espín, ver las Ecs. (1-2). Aplicamos algunas reglas razonables de sustitución para relatividad general:

$$\frac{\partial}{\partial t} \longrightarrow \frac{\partial}{\partial t} + \omega_0, \quad (57)$$

$$\nabla \longrightarrow \nabla + \underline{\omega}. \quad (58)$$

Por lo tanto, agregamos tales términos a las definiciones (48-53) análogamente:

$$U_{A_{ECE}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\mu_0} \sum_i \left( \frac{1}{c^2} |\omega_0 A_i|^2 + |\omega_i A_i|^2 \right), \quad (59)$$

$$U_{\phi_{ECE}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \left( \frac{1}{c^2} (\omega_0 \phi)^2 + \sum_i |\omega_i \phi|^2 \right), \quad (60)$$

$$v(\tau, t) = v_A + v_{A ECE} - v_\phi - v_{\phi ECE} \quad (61)$$

y

$$\sum_{A ECE}(\tau, t) = -\frac{1}{\mu_0} \sum_i (w_0 A_i) \underline{w} A_i, \quad (62)$$

$$S_{\phi ECE}(\tau, t) = -\epsilon_0 (w_0 \phi) \underline{w} \phi, \quad (63)$$

$$S(\tau, t) = S_A + S_{A ECE} - S_\phi - S_{\phi ECE}. \quad (64)$$

Debiera de considerarse este procedimiento como tentativo. Por ejemplo, se han omitido todos los términos cruzados en los productos. Nótese que hay un flujo de Pointing aun si  $A$  y  $\phi$  no dependen del tiempo.

Cuando se insertan las soluciones generales (39-42) con abreviaturas

$$g := \sum_{n=0}^M D_n f^n(k \cdot x - \beta t), \quad (65)$$

$$g' := f' \sum_{n=1}^M n D_n f^{n-1}(k \cdot x - \beta t) \quad (66)$$

en las expresiones anteriores de la densidad de energía y flujo de energía, se obtiene:

$$v_A(\tau, t) = \frac{k^2 \left( \frac{z}{2\mu_0 k_3} \right)^2}{2\mu_0 k_3} g'^2 \quad (67)$$

$$v_\phi(\tau, t) = \epsilon_0 \left( k^2 + \left( \frac{\beta}{c} \right)^2 \right) \phi_0^2 g'^2 \quad (68)$$

$$v_{A ECE}(\tau, t) = \frac{2g^4}{k_1^4 + k_2^4 + k_3^4 + k_2 \left( \frac{\beta}{c} \right)^2} g'^2 \quad (69)$$

$$v_{\phi ECE}(\tau, t) = \frac{2\mu_0 k_3^2}{2\mu_0 k_3^2 + \left( \frac{\beta}{c} \right)^2} \phi_0^2 g'^2 \quad (70)$$

$$S_A(\tau, t) = k \frac{\beta k^2}{\mu_0 k_3} g'^2 \quad (71)$$

$$S_\phi(\tau, t) = \epsilon_0 k \frac{\beta \phi_0^2}{4} g'^2 \quad (72)$$

$$S_{A ECE}(\tau, t) = -k \frac{\beta k^2}{\mu_0 k_3} g'^2 \quad (73)$$

$$S_{\phi ECE}(\tau, t) = -\epsilon_0 k \frac{\beta \phi_0^2}{4} g'^2 \quad (74)$$

Puede observarse que las densidades de energía de ECE y de la teoría estándar son iguales o muy similares. Los parámetros  $u_A$  y  $u_\phi$  se han representado gráficamente en las Figs. 6 y 7 como ilustración. El potencial vectorial contribuye con densidades

suaves mientras que el potencial escalar conduce a valores infinitos debido a su naturaleza divergente. Resulta interesante que el flujo de energía es exactamente opuesto en ECE y en la teoría estándar. Dentro de las aproximaciones efectuadas, no existe transferencia de energía en el vacío.

## 5. Análisis.

En esta última sección, quisiéramos analizar algunos puntos adicionales hallados para el potencial de trasfondo o del vacío.

### 5.1 Restricción de Lindstrom.

En la sección 2.1, en las Ecs. (9-10), se señaló que la restricción de Lindstrom, que se emplea normalmente para simplificar las ecuaciones de la electrodinámica, no resulta adecuada para describir en forma consistente el potencial vectorial del vacío. Alternativamente, podríamos intentar conservar la condición de Lindstrom. Entonces tenemos que suponer la validez de ambas ecuaciones, y resulta

$$\underline{\omega} \times \underline{\dot{A}} = 0, \quad (75)$$

$$\underline{\nabla} \times \underline{\dot{A}} = 0. \quad (76)$$

La Ec. (75) pudiera alternativamente utilizarse para calcular  $\omega$  pero el análisis demuestra que solamente pueden determinarse dos componentes de  $\omega$ , que dependen del tercer componente que permanece no especificado. Por lo tanto, el método de basar la solución en las Ecs. (21)-(23) resulta preferible, pues conduce a resultados únicos. Debiera de notarse que la restricción de Lindstrom puede incluso obtenerse a partir de (21) - (23). Por lo tanto, no es una restricción sobre la solución en el caso de potencial de trasfondo.

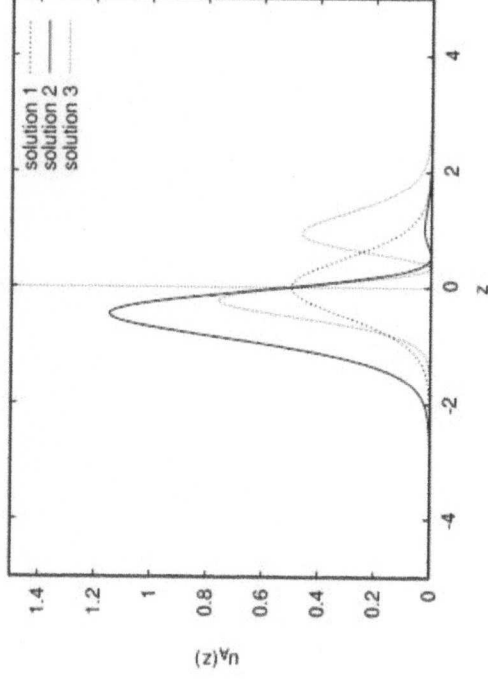


Figura 6: Densidad de energía  $u_A$  para tres soluciones de tipo  $\tanh$ .

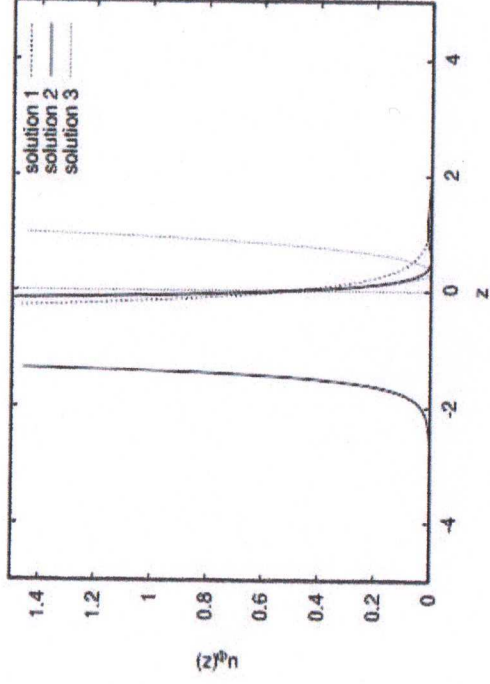


Figura 7: Densidad de energía  $u_\phi$  para tres soluciones del tipo  $\tanh$ .

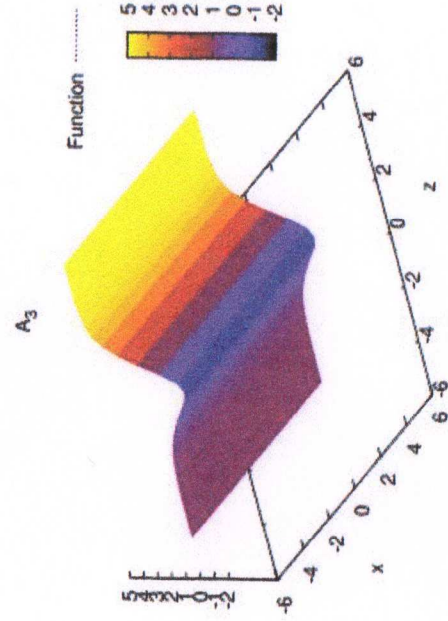


Figura 8: Gráfica de superficie de  $A_3^{(3)}$ .



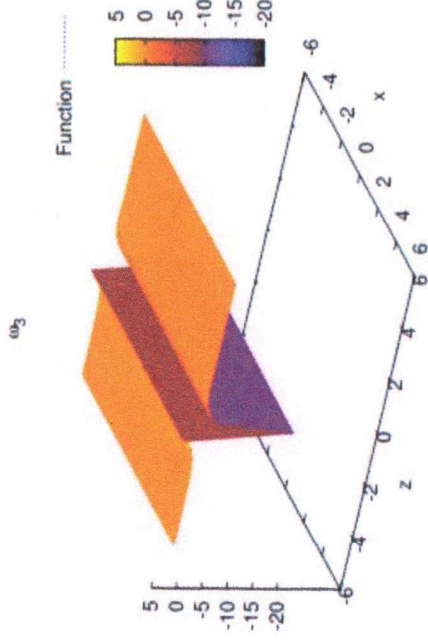


Figura 9: Gráfica de superficie de  $\omega_3^{(2)}$ .

## 5.2 Relaciones entre constantes dependientes del tiempo.

Tal como se demuestra en los apéndices, todas las constantes de integración pueden ser funciones del tiempo. En el Apéndice A, se obtuvo la condición

$$\frac{k_1'}{k_1} = \frac{k_2'}{k_2} = \frac{k_3'}{k_3} \quad (77)$$

Un valor de  $k$  que fuese función del tiempo no garantizaría conservación de energía. Esto debió de considerarse a través de una condición adicional como

$$k(t)^2 = k_1(t)^2 + k_2(t)^2 + k_3(t)^2 = \text{constante} \quad (78)$$

Si un componente de  $k$  es independiente del tiempo, resulta a partir de la Ec. (77) que todos los componentes son independientes del tiempo. Por lo tanto, concluimos que  $k$  no puede ser dependiente del tiempo en general. Entonces, no se requiere la introducción de condiciones adicionales como (78).

## 5.3 Naturaleza de las soluciones.

A partir de las Ecs. (40)-(41) puede observarse directamente que la razón entre la conexión de espín vectorial y la conexión de espín escalar es

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{k}{\beta} \quad (79)$$

y similarmente

$$\phi \propto \frac{1}{A_i} \quad (80)$$

para todos los componentes  $A_i$ . Esto demuestra cierta interconexión entre los potenciales y las conexiones de espín. La conexión de espín escalar puede expresarse como

$$\omega_0 = \beta \frac{\partial \log \phi}{\partial t} \quad (81)$$

El potencial vectorial  $A$  está libre de rotación (ver la Ec. (76)) y por lo tanto podría expresarse como un gradiente de una función escalar, pero esto resultaría en un "potencial de un potencial" y sólo tendría sentido matemático. En principio,  $A$  puede definirse como una función arbitraria  $f$  multiplicada por un vector direccional  $k$ :

$$\underline{A} = k f(k, x - \beta t) \quad (82)$$

Esto constituye una representación para ondas planas, tal como se ilustra en las Figs. 8-9 para  $A$  y  $\omega$ . Dado que  $f$  puede ser arbitrariamente no lineal, éstas son ondas anarmónicas en general. La velocidad de propagación (velocidad de fase)  $v$  puede obtenerse a partir de la relación (restringida a una dimensión):

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{\partial A}{\partial t} \frac{dt}{dx} = \frac{1}{v} \frac{\partial A}{\partial t} \quad (83)$$

Insertando la forma de (82) resulta

$$k f' = -\frac{1}{v} \beta f' \quad (84)$$

ó

$$|v| = \frac{\beta}{k} \quad (85)$$

que es idéntica a la clásica relación de dispersión para ondas electromagnéticas en el vacío. Sin embargo, la dependencia temporal de las constantes en la solución (39) también permite otras formas de dependencia temporal, por ejemplo una "función de onda producto"

$$A = k f(kx) \cdot g(\beta t) \quad (86)$$

La relación de dispersión entonces deviene

$$|v| = \frac{\beta}{k} \cdot \frac{g_1}{f_1}$$

(87)

que permite velocidades de traslado arbitrarias para ondas en función de las formas de  $f$  y  $g$ . El empleo de funciones de onda producto es similar a la mecánica cuántica, donde tenemos efectos instantáneos de interacción, los cuales parecen plausibles en función de la anterior ecuación. Dado que las soluciones del vacío no se ven restringidas por las ecuaciones de campo de ECE (o de Maxwell-Heaviside), hay mayor libertad para formas de onda. Este tema puede ser prometedor para nuevos tipos de mecanismos de comunicación supra-luminar, y debiera de investigarse más a fondo. Otro tipo de onda que merece investigarse son las ondas estacionarias en el vacío.

Una interpretación natural adicional sería un campo de trasfondo fluctuante. Se sabe a partir de observaciones [9] – aun cuando no es ampliamente reconocido – que tales fluctuaciones existen, y que resultan en una variación de la velocidad de la luz en el vacío. El origen de estas fluctuaciones es especulativo en el estado actual del conocimiento, y pudiera deberse a movimientos globales de galaxias o distorsiones locales de campos de trasfondo debido a la materia presente en estrellas masivas. Una investigación adicional de estos efectos probablemente requeriría de modelos de fluidodinámica.

#### 5.4 Ley de Coulomb resonante.

Se demostró que la ley de Coulomb resonante (Ec. (29)) se obtiene a partir de las ecuaciones del vacío. Esto resulta sorprendente por dos motivos. El primer motivo, una de las ecuaciones de campo de la teoría ECE, la ley de Coulomb, aparece aquí aun cuando las ecuaciones de campo desaparecen idénticamente debido a la condición  $E = B = 0$ . Esto muestra que la ley de Coulomb está firmemente anclada en la geometría y constituye una ley muy fundamental en la naturaleza. El segundo motivo, hay resonancias posibles aun en el vacío. Tal como se demostró en otros sitios [10] las resonancias de la ley de Coulomb surgen a partir de una conexión de espín variable, y no requieren necesariamente de una densidad de carga oscilatoria, como es el caso en las resonancias clásicas de Euler-Bernoulli. La densidad de carga no está presente en el vacío.

## 5.5 Densidad de carga topológica.

En teoría de campo clásica la ley de Coulomb o la ley gravitacional de Newton pueden expresarse bajo la forma de la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (88)$$

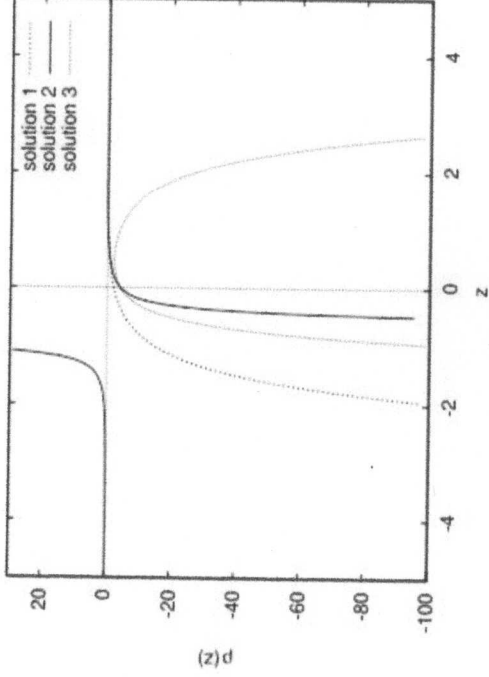


Figura 10: Densidad de carga topológica  $\rho$  para tres soluciones de tipo  $\tanh$ .

(aquí para el caso electromagnético). En el vacío no hay densidad de carga, por lo tanto, podríamos esperar

$$\nabla^2 \phi = 0. \quad (89)$$

Comparando esto con la Ec. (29), los términos de conexión de espín aparecen como una densidad de carga topológica:

$$\rho_{\text{top}} = -\nabla \cdot (\underline{\omega} \phi). \quad (90)$$

Tal como  $\phi$  posee regiones divergentes, también es el caso para la densidad de carga topológica. Debe de subrayarse que esta densidad no está conformada por cargas reales. La densidad de carga topológica consiste de una serie de estructuras del espacio-tiempo. Sin embargo, podría constituir el origen de partículas reales que se

conocen de la electrodinámica cuántica: pares de partículas que pueden aparecer en forma espontánea.

En la Fig. 10 se muestra un ejemplo de densidades de carga topológicas. La imagen es muy similar al potencial correspondiente (Fig. 4). La forma tiene un aspecto similar a densidades de carga atómicas o moleculares. Esto podría sugerir la presencia de partículas virtuales, aun cuando la teoría ECE se encuentra completamente confinada al modelo de campo u ondulatorio, en contraste con el modelo de partícula de la mecánica cuántica.

## Agradecimientos.

Se agradece a los colegas de AIAS, en particular a Kerry Pendergast, por muchas discusiones y contribuciones interesantes.

## Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, Suffolk, 2005 en adelante), vol. 1-6 (ver también el portal [www.aias.us](http://www.aias.us)).
- [2] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis, 2007). Hay traducción al castellano por Alex Hill en la Sección Español del portal [www.aias.us](http://www.aias.us)
- [3] [www.aias.us](http://www.aias.us), UFT documentos 133 y 134 (2009).
- [4] M. Ribaric y L. Susersic, "Conservation Laws and Open Questions of Classical Electrodynamics" (World Scientific Pub. Do., sSingapur, 1990).
- [5] H. E. Puthoff, "Electromagnetic Potentials Basis for Energy Density and Power Flux", [http://arxiv.org/PS\\_cache/arxiv/pdf/0904/0904.1617v1.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0904/0904.1617v1.pdf)
- [6] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", Tercera edición (John Wiley and Sons, 1999), pp.258-262.
- [7] *Ibidem.*, pp.608-610.
- [8] [www.wolfram.com](http://www.wolfram.com).
- [9] R. T. Cahill, Combining NASA/JPL One-Way Optical-Fiber Light-Speed Data with Spacecraft Earth-Flyby Doppler-Shift Data to Characterise 3-Space Flow, *Progress in Physics*, vol.4, pp.50-64 (2009).
- [10] H. Eckardt, Devices for Space-Time Resonance Based on ECE Theory, <http://aias.us/documents/miscellaneous/Spacetime-Dev.pdf> (2008).