

Teoría m general de las correcciones radiativas.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,
Civil List y AIAS / UPITEC.

(www.aias.us, www.upitec.org, www.et3m.net , www.archive.org, www.webarchive.org.uk)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se desarrolla una nueva teoría para todas las correcciones radiativas, basada en las características del espacio m . La teoría general describe: el factor g anómalo del electrón, el corrimiento de Lamb, el efecto Casimir y la polarización del vacío. Se definen la fuerza de Casimir y los niveles de la fuerza cuantizada de Casimir para el átomo de hidrógeno. Todas estas conocidas correcciones radiativas se describen con el espacio m relevante, caracterizado por una función $m(r)$ y su derivada en r . Por lo tanto, la electrodinámica cuántica y la cromodinámica cuántica ya no se requieren, y se eliminan por ende todas sus dificultades.

Palabras clave: teoría ECE, teoría m general de las correcciones radiativas.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-41] se ha iniciado la teoría de las correcciones radiativas. En el modelo establecido de la física, se describen las conocidas correcciones radiativas mediante electrodinámica cuántica (EDC) y cromodinámica cuántica (CDC), utilizando renormalización y regularización. Estos son procedimientos arbitrarios, descritos por Dirac como la eliminación de infinitos con infinitos, a fin de dejar atrás algo finito. Feynman criticó fuertemente la EDC mediante un argumento basado en el polo de Landau, y Ryder [1-41] escribe, en su texto titulado "Quantum Field Theory" (Teoría de Campo Cuántico), que debe de existir una mejor manera de hacer las cosas. En la Sección 2 se sugiere que la *teoría m* es un método francamente superior a la EDC y a la CDC. Utilizando la *teoría m*, se describen las correcciones radiativas en términos del espacio *m*, eliminando por completo la necesidad artificial para la renormalización, la regularización y las partículas virtuales. En la Sección 3, se computan y representan gráficamente los resultados, y se sugiere un método para extender la *teoría m* a las partículas elementales y a la física nuclear.

Este documento constituye una breve sinopsis de extensos cálculos en las Notas de Acompañamiento UFT430, publicadas en el portal www.aias.us. La Nota 430(1) calcula el corrimiento de Lamb a partir de la *teoría m*, utilizando niveles de energía de Dirac del átomo de H. La Nota 430(2) calcula la fuerza de Casimir a partir de la teoría y el cambio en el átomo de hidrógeno, un nuevo concepto. Debiera de existir un corrimiento de Casimir en todos los átomos y moléculas. La fuerza clásica de Casimir se calcula en la Nota 430(3). La Nota 430(4) resume la teoría general *m* de las correcciones radiativas, y la Nota 430(5) da la *teoría m* de la polarización del vacío.

2. Teoría *m* de las correcciones radiativas.

Consideremos en primer lugar la *teoría m* del corrimiento de Lamb utilizando los niveles de energía de Dirac para el átomo de hidrógeno [1-41]:

$$E_{nJ} = E_n \left(1 + \left(\frac{\alpha}{n} \right)^2 \left(\frac{n}{J+1/2} - \frac{3}{4} \right) \right) \quad (1)$$

Aquí

$$E_n = - \frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (2)$$

son los niveles de energía no relativistas. En esta teoría, μ es la masa reducida del electrón y el protón, e es la carga en el protón, ϵ_0 es la permitividad del vacío, \hbar es la constante reducida de Planck, n es el número cuántico principal, J es el número cuántico del momento angular total y α es la constante de estructura fina:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (3)$$

Los números cuánticos cumplen con las reglas:

$$J = L \pm S$$

$$= \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots, n - \frac{1}{2}$$
(4)

y

$$L = 0, \dots, n - 1$$
(5)

donde S es el número cuántico de espín. Tal como se mostró en el documento UFT429, la teoría m predice:

$$E_n = -\frac{\hbar^2}{2m} \int \psi^* \frac{1}{m(r)^{1/2}} \nabla^2 \psi d\tau - \frac{\hbar^2}{2m} \int \psi^* \nabla \left(\frac{1}{m(r)^{1/2}} \right) \cdot \nabla \psi d\tau$$

$$- \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \psi^* \frac{m(r)^{1/2}}{r} \psi d\tau$$
(6)

Utilizando las funciones de onda no relativistas en la primera aproximación, entonces la Ec. (6) produce un corrimiento de Lamb que puede sintonizarse con precisión al corrimiento de Lamb observado entre $2S^{1/2}$ y $2P^{1/2}$ en el hidrógeno atómico, Q. E. D.

En la electrodinámica cuántica (EDC) el corrimiento de Lamb se expresa como un cambio en la energía potencial entre $2S^{1/2}$ y $2P^{1/2}$. El nivel de energía de $2S^{1/2}$ se incrementa, pero el nivel de energía de $2P^{1/2}$ no se incrementa. De manera que, en EDC se atribuye el completo corrimiento de Lamb a un incremento en energía potencial:

$$\langle \Delta V \rangle = \frac{\alpha^5 mc^2}{6\pi} \log_e \left(\frac{1}{\pi\alpha} \right)$$
(7)

debido al *zitterbewegung* (temblor del electrón). Esto se explica en mayor profundidad en la Nota 430(5). En la teoría m, el corrimiento de Lamb se debe al espacio m mismo, y se calcula como en la Ec. (6), y se encuentra la función m a partir de mediciones experimentales precisas del corrimiento de Lamb. Se prefiere la teoría m porque es mucho más sencilla y elimina la renormalización y la regularización de la física cuántica y de la teoría de campo cuántico.

En la teoría de Dirac:

$$E_{nJ}(2P^{1/2}) = E_{nJ}(2S^{1/2})$$
(8)

y no hay corrimiento de Lamb en la teoría de Dirac porque:

$$2P_{1/2}: n=1, L=1, S=-1/2, J=1/2$$
(9)

$$2S_{1/2}: n=1, L=0, S=1/2, J=1/2$$
(10)

y n y J son iguales para $2P^{1/2}$ y $2S^{1/2}$. La *teoría m* puede también explicar con precisión los corrimientos de Lamb entre $3S_{1/2}$ y $3P_{1/2}$, y entre $3P_{3/2}$ y $3D_{1/2}$. Todos estos corrimientos de Lamb se explican al nivel de precisión que se desee mediante la sintonización de $m(r)$. Este procedimiento elimina los fuertemente criticados métodos *ad hoc*, y conocidos como renormalización y regularización, y también puede también aplicarse a la cromodinámica cuántica, así como a la física nuclear y de partículas (Ver Sección 3).

Puede desarrollarse una *teoría m* del efecto Casimir al considerarse el primer hamiltoniano definido en el documento UFT428:

$$H = \frac{1}{m(r)^{1/2}} \frac{p^2}{2m} \left(1 + \frac{U_0}{2mc^2}\right) + m(r)^{1/2} (U_0 + mc^2). \quad (11)$$

Aquí, p es el momento lineal y m es la masa de un electrón del átomo de hidrógeno. La energía potencial de atracción entre el electrón y el protón se define mediante:

$$U = m(r)^{1/2} U_0 \quad (12)$$

donde U_0 es la energía potencial de Coulomb:

$$U_0 = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (13)$$

En UFT427 se mostró que la fuerza generada por el espacio m es:

$$F = - \frac{mc^2}{2} \gamma \frac{\partial m(r_i)}{\partial r_i} = - \frac{E}{m(r_i)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial r_i} (m^{1/2}(r_i)) \quad (14)$$

donde γ es el factor de Lorentz generalizado de la *teoría m* y donde

$$r_i = \frac{r}{m(r)^{1/2}} \quad (15)$$

define el marco de referencia (r_i, ϕ) . La energía total relativista es:

$$E = \gamma m(r_i) mc^2 = m(r_i) (p_i^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} \quad (16)$$

donde el momento relativista en el marco (r_i, ϕ) es

$$p_i = \frac{p}{m(r)^{1/2}} \quad (17)$$

Se deduce, como en la Nota 430(2), que la fuerza debida al espacio m es:

$$F = - \frac{1}{2m(r_i)} \frac{\partial m(r_i)}{\partial r_i} E. \quad (18)$$

Ahora usamos:

$$\frac{dm(r_i)}{dr_i} = \frac{dm(r)}{dr} \frac{dr}{dr_i} \quad (19)$$

para hallar que

$$F = - \frac{dm(r)}{dr} \left(\frac{m(r)^{3/2}}{2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr}} \right) E \quad (20)$$

en el marco (r, ϕ) . Esta fuerza se va al infinito bajo la condición:

$$2m(r) = r \frac{dm(r)}{dr} \quad (21)$$

y fue descubierta en UFT417.

Ahora definimos los niveles de fuerza de Casimir del átomo de H como el valor esperado:

$$\langle F \rangle = \langle f(r) E \rangle = - \frac{\hbar^2}{2m} \int \psi^* \nabla^2 \left(\frac{f(r)}{m(r)^{1/2}} \psi \right) d\tau$$

$$f(r) = - \frac{dm(r)}{dr} \left(m(r)^{3/2} \left(2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr} \right)^{-1} \right) \quad (22)$$

De manera que, además del corrimiento de Lamb existe el corrimiento de Casimir y un espectro de niveles de fuerza. La ecuación de fuerza de la mecánica cuántica se introdujo en UFT177. Los niveles de fuerza de Casimir se computan en la Sección 3, iniciando un nuevo campo de estudios en la mecánica cuántica computacional. En el nivel clásico, la fuerza de tipo Casimir sobre un electrón con momento p y masa m es

$$F_0 = - \frac{dm(r)}{dr} \frac{p^2}{2m} \left(2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr} \right)^{-1} \quad (23)$$

y se analiza y representa gráficamente. Esta es la primera descripción clásica de la fuerza de tipo Casimir, la cual se comprende claramente como la fuerza debida al espacio m.

Se ha desarrollado el factor g anómalo para el electrón en la *teoría m*, en el documento UFT429. En la electrodinámica cuántica:

$$g = 2 + \frac{\alpha}{\pi} + O(\alpha^2) + \dots \quad (24)$$

Utilizando el primer método de UFT429, el factor g es:

$$g = \frac{2}{m(r)^{1/2}} \quad (25)$$

de manera que:

$$\frac{2}{m(r)^{1/2}} = 2 + \frac{\alpha}{\pi}, \quad (26)$$

$$m(r) = 0.99942. \quad (27)$$

La función $m(r)$ también puede calcularse a partir de las Ecs. (32) a (35). A un dado valor de r , $m(r)$ a partir de las Ecs. (32) a (35) serán las mismas que $m(r)$ a partir de la Ec.(26). Este punto r se relaciona con el radio del electrón. Puede argumentarse que el radio del electrón es un máximo a partir de las Ecs. (34) y (35). En el segundo método de UFT429:

$$g = \frac{4}{\frac{\hbar\omega}{mc^2} + m(r)^{1/2}} = 2 + \frac{\alpha}{\pi} + \dots \quad (28)$$

y puede calcularse g en términos de la frecuencia angular ω del electrón. Para el electrón en reposo:

$$\hbar\omega_0 = mc^2 \quad (29)$$

de manera que:

$$\frac{4}{1 + m(r)^{1/2}} = 2 + \frac{\alpha}{\pi} \quad (30)$$

y

$$m(r) = 0.99884. \quad (31)$$

Una de las primeras correcciones radiativas a inferirse fue la polarización del vacío, la cual puede considerarse como el tamizado de una carga puntual por parte del vacío. Esto fue inferido en 1934 por Dirac y por Heisenberg en forma independiente. Tal como se describió en la Nota 430(5), la polarización del vacío cambia el potencial de Coulomb a:

$$\phi(r) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \left(1 - \frac{2\alpha}{3\pi} \log_e \left(\frac{r}{\lambda_c} \right) + \dots \right) \quad (32)$$

para

$$\frac{r}{\lambda_c} \ll 1 \quad (33)$$

y

$$\phi(r) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \left(1 + \frac{\alpha}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{r}{\lambda_c} \right)^{-3/2} e^{-2r/\lambda_c} + \dots \right) \quad (34)$$

para

$$\frac{r}{\lambda_c} \gg 1. \quad (35)$$

Aquí:

$$\lambda_c = \frac{\hbar}{mc} \quad (36)$$

y α es la constante de estructura fina definida en la Ec. (3). En la teoría m :

$$\phi(r) = -w(r)^{1/2} \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (37)$$

de manera que la teoría m explica la polarización del vacío en forma inmediata al elegir:

$$w(r)^{1/2} = 1 - \frac{2\alpha}{3\pi} \log_e \left(\frac{r}{\lambda_c} \right) + \dots \quad (38)$$

para

$$\frac{r}{\lambda_c} \ll 1. \quad (39)$$

y

$$w(r)^{1/2} = 1 + \frac{\alpha}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{r}{\lambda_c} \right)^{-3/2} e^{-2r/\lambda_c} + \dots \quad (39.b)$$

para

$$\frac{r}{\lambda_c} \gg 1. \quad (40)$$

Se observa que la polarización del vacío y la *teoría m* cambian la ley de Coulomb. En electrodinámica clásica, la polarización del vacío cambia la ley de Coulomb a:

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{E} = \rho(\text{vac}) / \epsilon_0 \quad (41)$$

donde $\rho(\text{vac})$ es la densidad de carga del vacío, y la ley de Ampere Maxwell a

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = \mu_0 \underline{J}(\text{vac}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} \quad (42)$$

donde $\underline{J}(\text{vac})$ es la densidad de corriente del vacío. Aquí, \underline{E} es la fuerza de campo eléctrico material, y \underline{B} es la densidad de flujo magnético material. La permeabilidad del vacío es μ_0 . La Ec. (42) puede expresarse como:

$$\underline{\nabla} \times \underline{H} = \underline{J}(\text{vac}) + \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} \quad (43)$$

donde:

$$\underline{D} = \epsilon_0 \underline{E} + \underline{P}(\text{vac}) \quad (44)$$

y:

$$\underline{B} = \mu_0 (\underline{H} + \underline{M}(\text{vac})). \quad (45)$$

Aquí, $\underline{P}(\text{vac})$ es la polarización del vacío clásica y $\underline{M}(\text{vac})$ es la magnetización del vacío clásica.

Si no hay polarización ni magnetización del vacío, entonces:

$$\underline{D} = \epsilon_0 \underline{E}, \quad \underline{B} = \mu_0 \underline{H}, \quad (46)$$

y la Ec. (43) deviene la Ec. (42), Q. E. D.

Las ecuaciones de campo ECE2 predicen la existencia de la densidad de carga del vacío y la densidad de corriente del vacío como:

$$\rho(\text{vac}) = \epsilon_0 \underline{\kappa} \cdot \underline{E}(\text{vac}) \quad (47)$$

y

$$\underline{J}(\text{vac}) = \frac{1}{\mu_0} \underline{\kappa} \times \underline{B}(\text{vac}) \quad (48)$$

donde $\underline{E}(\text{vac})$ y $\underline{B}(\text{vac})$ son campos de vacío clásicos. Este concepto es similar al empleado en el nivel cuántico de la teoría de Bethe del corrimiento de Lamb. Aquí:

$$K^\mu = \frac{2q^\mu}{r^{(0)}} \quad (49)$$

donde el cuatro-vector de la tetrada es:

$$q^\mu = (q^0, \underline{q}) \quad (50)$$

y el cuatro-vector de la conexión de espín es:

$$\omega^\mu = (\omega^0, \underline{\omega}) \quad (51)$$

Aquí, $r^{(0)}$ es la longitud característica. Los campos de vacío generan una energía que puede compararse con la densidad de energía de la *teoría m*.

3. Análisis y cómputo.

3.1 Comparación con la E.D.C.

Las funciones de polarización del vacío de la EDC se dieron en las Ecs. (32-36) de la Sección 2. Estas pueden compararse con la función m de acuerdo con las Ecs. (37-40). Computamos los factores de polarización del vacío para los límites $r/\lambda_c \ll 1$ y $r/\lambda_c \gg 1$ de la función m utilizada en este trabajo:

$$m(r) = 2 - \exp(\log(2) \exp(-r/R)). \quad (52)$$

Utilizando unidades atómicas, tenemos

$$\lambda_c = 0.007297 a_0 \quad (53)$$

y se eligió el parámetro R tal como en UFT 429:

$$R = 0.0009 a_0 \quad (54)$$

Las dos funciones de la EDC se representaron gráficamente, junto con la raíz cuadrada de la función m de más arriba, en la Fig. 1, y con una escala aumentada en la Fig. 2. Las tres funciones se encuentran en el punto $r = \lambda_c$, lo cual resulta consistente. De un modo similar, para $r/\lambda_c \gg 1$, el límite 1 se alcanza en todos los casos. Sin embargo, la función EDC para $r/\lambda_c \ll 1$ alcanza un límite > 1 . Esto significaría en nuestro caso $m(r) > 1$. De acuerdo con nuestros resultados, un valor promedio de $m(r) > 1$ (siendo teóricamente posible) da una profundización del nivel $2S_{1/2}$ en lugar de una elevación, que es el comportamiento observado. Por lo tanto, la función de polarización EDC debe de ponerse en duda en este límite. Ya sea que no se utilizaron suficientes términos en esta expansión en serie (32) o se revela aquí la debilidad principal de la EDC.

También evaluamos la energía promedio del corrimiento de Lamb obtenido a partir de la EDC:

$$\langle V \rangle = \alpha^5 mc^2 \frac{1}{6\pi} \log_e \left(\frac{1}{\pi\alpha} \right) \quad (55)$$

Mediante esta fórmula, se obtiene un corrimiento de Lamb que sólo tiene un valor igual a la mitad del obtenido a nivel experimental, de $4.372 \cdot 10^{-6}$ eV. Hasta aquí no logramos resolver esta discrepancia. Pareciera que la fórmula anterior (tomada de Wikipedia) es errónea, revelando así inconsistencias adicionales en la literatura de la EDC.

3.2 Cálculo de la fuerza de Casimir.

Se mostró en la Sección 2, Ec. (20), que la fuerza de Casimir es

$$F = -\frac{dm(r)}{dr} \left(\frac{m(r)^{\frac{1}{2}}}{2m(r) - \frac{dm(r)}{dr}} \right) E_{kin}. \quad (56)$$

En esta expresión sólo está involucrada la energía cinética. Definiendo

$$f(r) = -\frac{dm(r)}{dr} \left(\frac{m(r)^{\frac{1}{2}}}{2m(r) - \frac{dm(r)}{dr}} \right) \quad (57)$$

El valor esperado para la fuerza de Casimir en el hidrógeno atómico puede expresarse como:

$$\langle F \rangle = \langle f(r) E_{cin} \rangle. \quad (58)$$

La integral correspondiente puede evaluarse en analogía con el método presentado en UFT 328-3, donde el factor $1/m(r)^{1/2}$ debe de reemplazarse por $f(r)/m(r)^{1/2}$. Por lo tanto, Podemos expresar (omitiendo la energía potencial): $\langle f(r) E_{cin} \rangle$

$$\begin{aligned} \langle F \rangle = & -\frac{\hbar^2}{2m} \int (Y^* \nabla_{\theta, \phi}^2 Y d\omega) R^* \frac{f(r)}{m(r)^{\frac{1}{2}}} R r^2 dr \\ & - \frac{\hbar^2}{2m} \int R^* \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{f(r)}{m(r)^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial R}{\partial r} r^2 dr. \end{aligned} \quad (59)$$

Con las definiciones de función de onda dadas en UFT 428. Evaluamos las integrals en forma numérica, con la función m (52) anterior y el parámetro R dado por la Ec.(54). Los resultados se presentan en la Fig. 3 para los estados $2S_{1/2}$ y $2P_{1/2}$. Los valores físicos pueden leerse para $R = 0.0009$. Tal como se esperaría, la fuerza del estado S es mayor que aquella para el estado P, porque el corrimiento de Lamb es mayor para S. Los valores de fuerza están expresados en unidades atómicas, cuya unidad de fuerza es de $8 \cdot 10^{-8}$ N, dando el rango de 10^{-14} N para la fuerza de Casimir hidrogénica promediada.

3.3 Implicaciones para la física nuclear.

Hay una condición de resonancia de la fuerza de Casimir, ver la Ec. (21). La fuerza se vuelve máxima cuando el denominador se aproxima a cero:

$$2m(r) - r \frac{dm(r)}{dr} \rightarrow 0. \quad (60)$$

Esto ya se había investigado en UFT 417-3. La condición de resonancia representa una ecuación diferencial para $m(r)$ con la solución

$$m(r) = Cr^2 \quad (61)$$

que contiene una constante C . En UFT 417-3, se construyó una función m que posee este comportamiento cuadrático en el rango inferior de r (ver la Fig. 5 de UFT 417).

Correspondientemente, la fuerza es infinita dentro de este rango (Fig. 6 en UFT 417). A partir del hecho de que no hay infinitos en la naturaleza, podemos asumir que $m(r)$ tiene una tangente horizontal para $r \rightarrow 0$, justificando así el crecimiento cuadrático en este rango. Aplicando este hallazgo a los núcleos atómicos, esto significa que hay una enorme fuerza de tipo Casimir dentro del núcleo. La fuerza disminuye rápidamente fuera del mismo, donde $m(r)$ cambia a una forma diferente, por ejemplo la forma exponencial empleada en este trabajo. La fuerza interior representa una fuerza nuclear de corto alcance, la cual podría reemplazar la interacción fuerte y débil del modelo establecido de la física. Esto podría también constituir una forma de superar el zoológico fenomenológico de partículas, colocando a la física de partículas sobre una base teórica axiomática.

A partir de modelos numéricos de núcleos atómicos se sabe que un modelo de capas describe bastante bien la estructura de los núcleos con números cardinales inferiores. El potencial nuclear es un potencial promediado construido a partir de protones y neutrones. Esto resulta similar a los cálculos con puros electrones del casco electrónico atómico y molecular. El hecho de que el modelo de capas no da buenos resultados para núcleos pesados podría relacionarse a la no inclusión de una función m .

Otro punto no comentado hasta ahora es que la función m cambia la coordenada temporal. Por lo tanto, en regiones donde $m(r)$ se desvía en forma significativa de la unidad, la diferencia entre el tiempo propio y el tiempo del observador puede llegar a ser importante. El reloj interior de los átomos se desviará de aquel de un observador externo. Se conoce este argumento a partir de la explicación del tiempo de vida de mesones rápidos, los cuales se mueven a velocidades cercanas a la de la luz. Podría ser que los átomos posean una “vida interior” que transcurre mucho más lentamente que lo que observamos. Esto podría impactar en forma significativa los modelos de descomposición radiactiva.

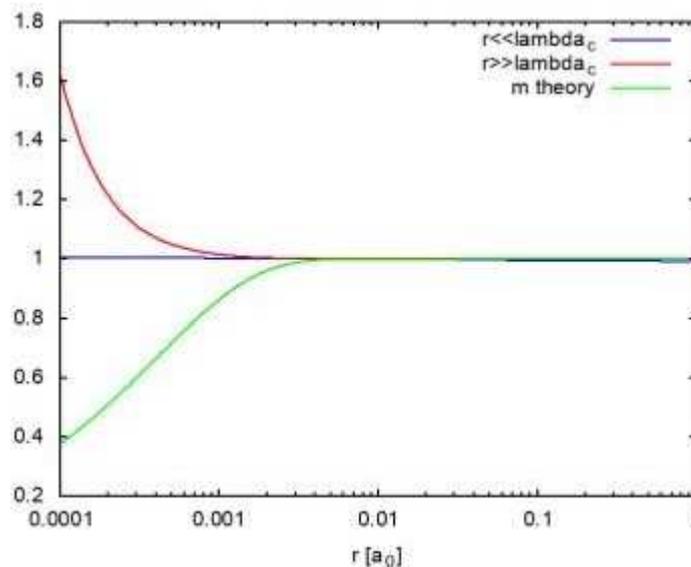


Figura 1: Comparación de la polarización del vacío a partir de la EDC y la teoría m .

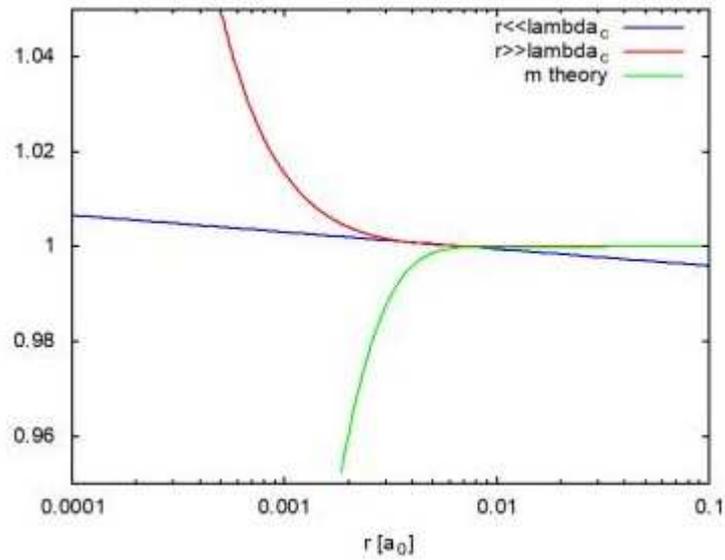


Figura 2: Comparación de la polarización del vacío a partir de la EDC y la *teoría m*, menor escala.

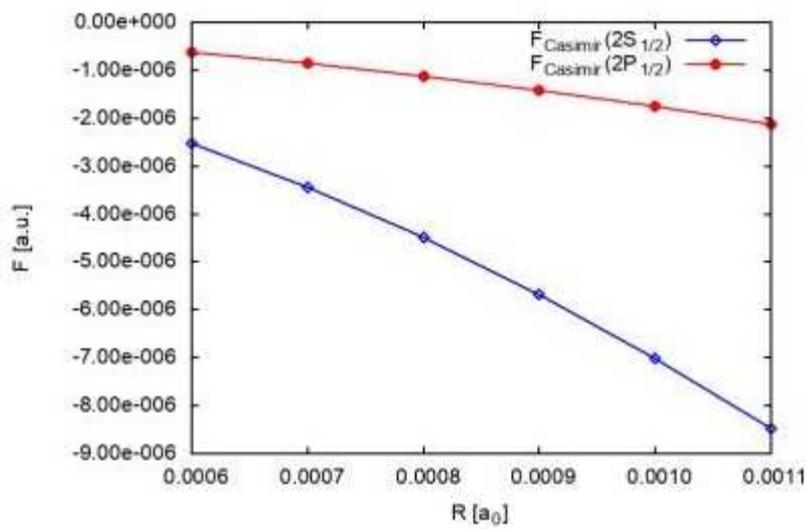


Figura 3: Fuerza de Casimir del hidrógeno a partir de la *teoría m*.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh, CEO de Annexa Inc., por la publicación voluntaria, mantenimiento del portal y del programa de retroalimentación de visitas al mismo. Se agradece a Alex Hill por muchas traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire y Michael Jackson por lecturas y preparación de videos en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom, D. J. Crothers y U. E. Bruchholtz, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Dos” (ePubli, Berlín 2017).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Uno” (New Generation, Londres 2016, ePubli Berlín 2017).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (UFT301 en www.aias.us y Cambridge International 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 - 2011, en siete volúmenes con encuadernación blanda, de libre acceso en varios docs. UFT, portales combinados www.aias.us y www.upitec.org).
- [5] L. Felker, “Las Ecuaciones de Evans de la Teoría del Campo Unificado” (Abramis 2007, de libre acceso como UFT302, traducción castellana por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt, “El Modelo de Ingeniería ECE” (de libre acceso como UFT203, ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans, “Collected Scientometrics” (de libre acceso como UFT307, New Generation, Londres, 2015).
- [8] M. W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the $B^{(3)}$ Field” (World Scientific 2001, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001) en dos secciones y seis volúmenes, enc. dura y blanda y como libro electrónico.
- [10] M. W. Evans y J. - P. Vigié, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 1999) en cinco volúmenes, enc. dura y blanda, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [11] M. W. Evans, Ed. “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (Cambridge International Science Publishing, 2012, de libre acceso en los portales).
- [12] M. W. Evans, Ed., J. Foundations of Physics and Chemistry (Cambridge International Science Publishing).
- [13] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory (World Scientific 1974).
- [14] G. W. Robinson, S. Singh, S. B. Zhu y M. W. Evans, “Water in Biology, Chemistry and Physics” (World Scientific 1996).
- [15] W. T. Coffey, M. W. Evans, y P. Grigolini, “Molecular Diffusion and Spectra” (Wiley Interscience 1984).
- [16] M. W. Evans, G. J. Evans, W. T. Coffey y P. Grigolini”, “Molecular Dynamics and the Theory of Broad Band Spectroscopy (Wiley Interscience 1982).
- [17] M. W. Evans, “The Elementary Static Magnetic Field of the Photon”, *Physica B*, 182(3), 227-236 (1992).
- [18] M. W. Evans, “The Photon’s Magnetic Field: Optical NMR Spectroscopy” (World Scientific 1993).
- [19] M. W. Evans, “On the Experimental Measurement of the Photon’s Fundamental Static Magnetic Field Operator, $B^{(3)}$: the Optical Zeeman Effect in Atoms”, *Physica B*, 182(3), 237 - 143 (1982).
- [20] M. W. Evans, “Molecular Dynamics Simulation of Induced Anisotropy: I Equilibrium Properties”, *J. Chem. Phys.*, 76, 5473 - 5479 (1982).

- [21] M. W. Evans, "A Generally Covariant Wave Equation for Grand Unified Theory" *Found. Phys. Lett.*, 16, 513 - 547 (2003).
- [22] M. W. Evans, P. Grigolini y P. Pastori-Parravicini, Eds., "Memory Function Approaches to Stochastic Problems in Condensed Matter" (Wiley Interscience, reimpresso 2009).
- [23] M. W. Evans, "New Phenomenon of the Molecular Liquid State: Interaction of Rotation and Translation", *Phys. Rev. Lett.*, 50, 371, (1983).
- [24] M. W. Evans, "Optical Phase Conjugation in Nuclear Magnetic Resonance: Laser NMR Spectroscopy", *J. Phys. Chem.*, 95, 2256-2260 (1991).
- [25] M. W. Evans, "New Field induced Axial and Circular Birefringence Effects" *Phys. Rev. Lett.*, 64, 2909 (1990).
- [26] M. W. Evans, J. - P. Vigié, S. Roy y S. Jeffers, "Non Abelian Electrodynamics", "Enigmatic Photon Volume 5" (Kluwer, 1999)
- [27] M. W. Evans, replica a L. D. Barron "Charge Conjugation and the Non Existence of the Photon's Static Magnetic Field" , *Physica B*, 190, 310-313 (1993).
- [28] M. W. Evans, "A Generally Covariant Field Equation for Gravitation and Electromagnetism" *Found. Phys. Lett.*, 16, 369 - 378 (2003).
- [29] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Combined Shear and Elongational Flow by Non Equilibrium Electrodynamics", *Mol. Phys.*, 69, 241 - 263 (1988).
- [30] Ref. (22), impression de 1985.
- [31] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Correlation Functions in Couette Flow from Group Theory and Molecular Dynamics", *Mol. Phys.*, 65, 1441 - 1453 (1988).
- [32] M. W. Evans, M. Davies y I. Larkin, Molecular Motion and Molecular Interaction in the Nematic and Isotropic Phases of a Liquid Crystal Compound", *J. Chem. Soc. Faraday II*, 69, 1011-1022 (1973).
- [33] M. W. Evans y H. Eckardt, "Spin Connection Resonance in Magnetic Motors", *Physica B*, 400, 175 - 179 (2007).
- [34] M. W. Evans, "Three Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Lett. A*, 134, 409 - 412 (1989).
- [35] M. W. Evans, "On the Symmetry and Molecular Dynamical Origin of Magneto Chiral Dichroism: "Spin Chiral Dichroism in Absolute Asymmetric Synthesis" *Chem. Phys. Lett.*, 152, 33 - 38 (1988).
- [36] M. W. Evans, "Spin Connection Resonance in Gravitational General Relativity", *Acta Physica Polonica*, 38, 2211 (2007).
- [37] M. W. Evans, "Computer Simulation of Liquid Anisotropy, III. Dispersion of the Induced Birefringence with a Strong Alternating Field", *J. Chem. Phys.*, 77, 4632-4635 (1982).
- [38] M. W. Evans, "The Objective Laws of Classical Electrodynamics, the Effect of Gravitation on Electromagnetism" *J. New Energy Special Issue* (2006).
- [39] M. W. Evans, G. C. Lie y E. Clementi, "Molecular Dynamics Simulation of Water from 10 K to 1273 K", *J. Chem. Phys.*, 88, 5157 (1988).
- [40] M. W. Evans, "The Interaction of Three Fields in ECE Theory: the Inverse Faraday Effect" *Physica B*, 403, 517 (2008).
- [41] M. W. Evans, "Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Rev.*, 39, 6041 (1989).