Teorema de Poynting para el campo eléctrico del vacío.

por

M. W. Evans,

Civil List.

y

F. Amador, H. Eckardt y D. W. Lindstrom

AIAS y UPITEC

(www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.atomicprecision.com, www.et3m.net

www.upitec.org)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Consideraciones acerca del desplazamiento Lamb demuestran la presencia de aquello que se denomina el campo eléctrico del vacío. Este último se utiliza para construir un teorema de Poynting para la energía eléctrica, en watts, que extrae del espaciotiempo un tramo recto de cable conductor. Se demuestra que debiera de haber presente un exceso de energía en el alambre, por encima de la energía creada por la fuerza electromotriz aplicada. Se discute evidencia en favor de esta teoría.

Palabras clave: Desplazamiento Lamb, teorema de Poynting para el campo eléctrico del vacío, energía del vacío en un tramo recto de cable conductor, evidencia experimental de energía proveniente del espaciotiempo.

1. Introducción.

En el desarrollo de la teoría ECE se han dedicado varios documentos a la obtención de energía eléctrica a partir del espaciotiempo [1–10]. La dificultad yace en la obtención de datos confiables en este sector de la física; datos que hayan sido bien aceptados y que no provoquen controversia. La evidencia más clara acerca de la existencia del campo eléctrico en el vacío es el desplazamiento Lamb, un pequeño efecto espectral el cual, sin embargo, resulta inequívoco. Como es bien conocido, se trata de un ejemplo de una corrección radiativa [11]. El campo eléctrico del vacío, por lo tanto, puede utilizarse, en teoría, para generar energía eléctrica a partir del espacio tiempo. En la Sección 2 se muestra que este tipo de energía es ubicuo en cualquier circuito, siendo el ejemplo más sencillo el de un tramo recto de cable conductor. Análogamente, el desplazamiento Lamb es ubicuo en los espectros atómicos y moleculares, es decir, el desplazamiento Lamb siempre está presente y siempre es observable. Más aún, la existencia de un desplazamiento Lamb no viola ninguna ley de conservación de la física, porque se debe a energía que siempre está presente en el espaciotiempo. Análogamente, la capacidad para extraer energía eléctrica del espaciotiempo (la misma fuente que aquella del desplazamiento Lamb) no viola ninguna ley de conservación de la física. Este hecho se demuestra en la Sección 2 mediante un método directo basado en el teorema de Poynting, que constituye la ley de conservación de la energía en la electrodinámica. Se ofrece un estimado de la magnitud del campo eléctrico del vacío. Se evita el empleo de la electrodinámica cuántica en este contexto debido a su necesidad de renormalización. Feinman describió dicho proceso como "una treta de pasapasa" y podrían descartarse las afirmaciones de la electrodinámica cuántica acerca de su creciente exactitud, debido a su empleo de parámetros ajustables obtenidos a partir de la renormalización. En el documento UFT 85 del portal www.aias.us se resumen las críticas acerca de la electrodinámica cuántica.

En la Sección 3 se discuten resultados experimentales que afirman demostrar la capacidad de cierto circuito para extraer energía eléctrica del espaciotiempo, en combinación con la teoría ECE acerca del trasfondo desarrollada por Eckardt y Lindstrom. La teoría de la Sección 2 es sencilla y directa, y demuestra que debiera de haber energía en exceso presente en cualquier circuito. El desafío experimental radica en hallar la forma de medir esta energía y cómo amplificarla y usarla para la industria de la energía eléctrica.

2. Teorema de Poynting debido al campo eléctrico del vacío.

Consideremos un circuito, en el caso más sencillo de un tramo recto de cable conductor, en el cual fluye una densidad de corriente eléctrica $\boldsymbol{J}$ en unidades de amperes por metro cuadrado, ó C $s^{-1}m^{-2}$. Esta corriente la crea una fuerza electromotriz convencional conectada al circuito. En la teoría ECE la densidad de corriente se denota mediante $\boldsymbol{J}^a$, donde a se refiere a polarización. La siguiente teoría es válida para todo valor de a, de manera que se omite a por convención. Denotemos al ubicuo campo eléctrico del vacío como $\boldsymbol{E}_{vac}$. Está bien aceptado el hecho de que el campo eléctrico del vacío es la fuente del desplazamiento Lamb, de manera que es bien aceptada en el mundo de la física la existencia de $\boldsymbol{E}_{vac}$. La energía por unidad de volumen debida a $\boldsymbol{J}$ y $\boldsymbol{E}_{vac}$ es $\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{E}_{vac}$ en watts por metro cúbico, ó J s^{-1} m^{-2}. Dentro del circuito la corriente $\boldsymbol{J}$ se ve gobernada por la ley de Ampère Maxwell:

$$\nabla\times\boldsymbol{H}-\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t}=\boldsymbol{J} \tag{1}$$

donde $\boldsymbol{H}$ es la fuerza de campo magnético y $\boldsymbol{D}$ es el desplazamiento. Éstos se relacionan con la fuerza del campo eléctrico $\boldsymbol{E}$ y la densidad de flujo magnético $\boldsymbol{B}$ dentro del circuito mediante:

$$\boldsymbol{D} = \epsilon_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} \quad , \quad \boldsymbol{B} = \mu_0 \ (\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) \tag{2}$$

donde $\boldsymbol{P}$ es la polarización y $\boldsymbol{M}$ es la magnetización. La interacción del campo eléctrico del vacío y el circuito viene dada, por lo tanto, por el teorema de Poynting:

$$\boldsymbol{J} . \ \boldsymbol{E}_{\text{vac}} = (\nabla \times \boldsymbol{H} - \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}) \ . \ \boldsymbol{E}_{\text{vac}} \tag{3}$$

La fuerza del campo eléctrico del vacío establece una fluctuación $\delta\boldsymbol{r}$ en la posición de un electrón dentro del circuito, en el caso más sencillo un tramo recto de cable conductor. Si m y $-e$ son, respectivamente, la masa y la carga del electrón, entonces:

$$m \frac{d^2}{dt^2} (\delta\boldsymbol{r}) = -e \ \boldsymbol{E}_{\text{vac}} \tag{4}$$

el cual es un sencillo balance de la ley de fuerzas de Newton y de la ley de fuerzas de Lorentz. El cambio en la energía potencial en joules debido a la fluctuación del electrón $\delta\boldsymbol{r}$, es:

$$\Delta \text{ V} = \text{V} (\boldsymbol{r} + \delta\boldsymbol{r}) - \text{V} (\boldsymbol{r}) \tag{5}$$

el cual puede expandirse como [12]:

$$\Delta \text{ V} = \delta\boldsymbol{r} \ . \ \Delta \text{ V} + \frac{1}{2} (\delta\boldsymbol{r} \ . \ \nabla)^2 \text{ V} (\boldsymbol{r}) + ... \tag{6}$$

Si la fluctuación es isotrópica, su valor medio desaparece:

$$< \delta\boldsymbol{r} > \ = \mathbf{0} \tag{7}$$

Pero su cuadrado medio no lo hace. Por lo tanto:

$$< (\delta\boldsymbol{r} \ . \ \nabla)^2 > = \frac{1}{3} < (\delta\boldsymbol{r})^2 > \nabla^2 \tag{8}$$

donde el laplaciano actúa sobre una propiedad del circuito. Por lo tanto, el cambio medio en potencial, en joules, es:

$$< \Delta \text{ V} > = \frac{1}{6} < (\delta\boldsymbol{r})^2 > \nabla^2 \text{ V}_0 \ . \tag{9}$$

Por ejemplo, si se utiliza la ley de Coulomb, entonces:

$$< \Delta \text{ V} > = \frac{1}{6} < (\delta\boldsymbol{r})^2 > < \nabla^2 (\frac{-e^2}{4\pi r \epsilon_0}) > = \frac{e^2}{6\epsilon_0} < (\delta\boldsymbol{r})^2 > \delta(\boldsymbol{r}) \tag{10}$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío y $\boldsymbol{r}$ es la distancia entre cargas o entre las terminales positiva y negativa de una batería.

El teorema de Poynting (3) puede desarrollarse si se supone que la ley de inducción de Faraday es aplicable para los valores de $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$ y $\boldsymbol{B}_{\text{vac}}$, es decir:

$$\nabla \times \boldsymbol{E}_{\text{vac}} + \frac{\partial \boldsymbol{B}\text{vac}}{\partial \text{t}} = \mathbf{0} \tag{11}$$

La ley de inducción de Faraday se cumple para cualquier campo electromagnético, de manera que la Ec. (11) posee bases sólidas. Utilizando la Ec.(11) entonces:

$$\boldsymbol{E}_{\text{vac}} \boldsymbol{.} \nabla \times \boldsymbol{H} = -\nabla\boldsymbol{.}\,(\boldsymbol{E}_{\text{vac}} \times \boldsymbol{H}\,) - \boldsymbol{H}\boldsymbol{.}\frac{\partial \boldsymbol{B}\text{vac}}{\partial \text{t}} \tag{12}$$

Y el teorema de Poynting (3) puede re-expresarse como:

$$-\int_V \boldsymbol{J}\,.\,\boldsymbol{E}_{\text{vac}}\; d^3x = \int_V \frac{dU}{dt} + \nabla\boldsymbol{.}\;(\,\boldsymbol{E}_{\text{vac}} \times \boldsymbol{H}\,)\; d^3x \tag{13}$$

donde:

$$U = \frac{1}{2}\left(\boldsymbol{E}_{\text{vac}}\;.\;\boldsymbol{D} + \boldsymbol{B}_{\text{vac}}\;.\;\boldsymbol{H}\,\right) \tag{14}$$

y

$$\boldsymbol{S} = \boldsymbol{E}_{\text{vac}} \times \boldsymbol{H}\;\;. \tag{15}$$

El trabajo total realizado por $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$ dentro del volumen V es $\int_V \boldsymbol{J}\,.\,\boldsymbol{E}_{\text{vac}}\; d^3x$ en unidades de watts, las unidades de energía. Un watt es un joule por segundo, o energía por unidad de tiempo. Esta energía siempre se está transfiriendo desde el espaciotiempo a un circuito, porque $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$ es ubicuo y siempre está presente, una cantidad ilimitada de energía eléctrica. La densidad de corriente $\boldsymbol{J}$ es una propiedad del circuito o propiedad "fuente", mientras que $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$ es una propiedad del espaciotiempo.

Por ejemplo, consideremos un tramo recto de cable conductor con radio r_0 a lo largo del eje Z por el que fluye una corriente I en unidades de amperes o coulombs por segundo. Determinemos la energía en watts que penetran en el cable debido a $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$ [13]. Utilizando coordenadas polares cilíndricas definidas por:

$$\left.\begin{aligned} \text{X} &= r\cos\phi\,, \\ \text{Y} &= r\,\text{sen}\,\phi\,, \\ \text{Z} &= \text{Z} \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

con vectores unitarios:

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{e}_r &= \boldsymbol{i}\cos\phi + \boldsymbol{j}\,\text{sen}\,\phi\;\;, \\ \boldsymbol{e}_\phi &= -\boldsymbol{i}\,\text{sen}\,\phi + \boldsymbol{j}\cos\phi\;\;, \\ \boldsymbol{e}_Z &= \boldsymbol{k}\;\;. \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

La fuerza de campo magnético sobre la superficie del cable es:

$$\boldsymbol{H}=\frac{I}{2\pi r_0}\,\boldsymbol{e}_\phi \quad . \tag{18}$$

La fuerza del campo eléctrico intrínseco dentro del cable es:

$$\boldsymbol{E}=\frac{1}{\sigma}\,\boldsymbol{J}=\frac{\mathrm{J}}{\sigma}\,\boldsymbol{k} \quad , \tag{19}$$

donde σ es su conductividad. La fuerza intrínseca del campo eléctrico es aquella producida por la fuerza electromotriz aplicada sobre el cable, y $\boldsymbol{E}$ se define mediante ***J***, la densidad de corriente dentro del cable. De manera que el vector intrínseco de Poynting sobre la superficie del cable es:

$$\boldsymbol{S}(\text{intrínseco}) = \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H} = -\frac{I}{2\sigma\pi^2 {r_0}^3}\,\boldsymbol{e}_r \quad . \tag{20}$$

La energía en watts que entra a una unidad de longitud del cable es:

$$P = \oint \boldsymbol{S}.d\mathrm{A} \;=\; \oint \boldsymbol{S}.\boldsymbol{e}_r d\mathrm{A} \;=\; \int_V \boldsymbol{\nabla}\,.\,\boldsymbol{S}\; d^3x \;. \tag{21}$$

Por lo tanto:

$$P\ (\text{intrínseco}) = \frac{2\pi r_0 I^2}{2\sigma\pi^2 {r_0}^3} = \frac{I^2}{\sigma\pi {r_0}^2} = I^2\mathrm{R} \tag{22}$$

donde R es la Resistencia del cable. La energía alimentada es I^2R , ý ésta se pierde como $-\,I^2$R por calor.

Ahora repitamos el cálculo con la fuerza del campo eléctrico del vacío $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$. Sin pérdida de generalidad consideremos:

$$\boldsymbol{E}_{\text{vac}} = \frac{I_{\text{vac}}}{\pi {r_0}^2}\,\boldsymbol{e}_{\mathrm{Z}} \tag{23}$$

de manera que:

$$\boldsymbol{S} = \boldsymbol{E}_{\text{vac}} \times \boldsymbol{H} = -\frac{I_{\text{vac}}\, I}{2\sigma\pi^2 {r_0}^3}\,\boldsymbol{e}_r \tag{24}$$

donde I_{vac} es una corriente en amperes (coulombs por segundo) generados en el cable por la fuerza de campo eléctrico del vacío $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$ en volts por metro ó J $C^{-1}m^{-1}$. La densidad de corriente debida a la corriente I_{vac} es:

$$\boldsymbol{J}_{\text{vac}} = \frac{I_{\text{vac}}}{\pi {r_0}^2}\,\boldsymbol{e}_{\mathrm{Z}} \tag{25}$$

en C s^{-1} m^{-1}. El vector de Poynting a partir del producto vectorial de la fuerza de campo eléctrico del vacío y la fuerza de campo magnético del circuito es:

$$\boldsymbol{S}\ (\text{vac}) = -\frac{I}{2\pi r_0}\,\boldsymbol{J}_{\text{vac}} \tag{26}$$

y de esta manera la fuerza del campo eléctrico del vacío provee una fuente adicional de energía:

$$P\,(\text{vac}) = \oint \boldsymbol{S}(\text{vac}).\, d\mathbf{A} \;=\; I I_{\text{vac}}\, \text{R} \tag{27}$$

la cual siempre está presente en el cable.

El calor generado en un cable de radio r_0 alineado a lo largo del eje Z debiera ser ligeramente mayor que el calor intrínseco I^2 R. El problema de ingeniería discutido en la Sección 3 consiste en la amplificación del efecto de $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$ mediante diseño de un circuito, al punto de que la energía provista por $\boldsymbol{E}_{\text{vac}}$ resulte de utilidad práctica.

Es bien conocido el hecho [14] de que el desplazamiento Lamb se produce en átomos y moléculas, y puede desarrollarse su teoría [12] sin el empleo de la electrodinámica cuántica. El cuadrado medio de la fluctuación que absorbe el átomo es [12]:

$$< (\delta \boldsymbol{r})^2 > = \frac{1}{2\pi\epsilon_0}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \log_e\left(\frac{4\epsilon_0 \hbar c}{e^2}\right) \tag{28}$$

donde ħ es la constante reducida de Planck, y ϵ_0 es la permitividad del vacío. La Ec. (28) puede expresarse como:

$$< (\delta \boldsymbol{r})^2 > = \text{A}\, \lambda_c^2 \quad , \quad \text{A} = \frac{2\alpha}{\pi} \log_e \frac{1}{\pi\alpha} \quad , \quad \lambda_c = \frac{\hbar}{mc} \tag{29}$$

donde

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c\epsilon_0} = 0.007297351 \tag{30}$$

es la constante de estructura fina. Dentro de un átomo o una molécula [12]:

$$< \boldsymbol{\nabla}^2 \left(\frac{-e^2}{4\pi r\epsilon_0}\right) > = \frac{e^2}{\epsilon_0} < \delta(\boldsymbol{r}) > \; = \; \frac{e^2}{\epsilon_0}\, |\, \psi(0)|^2 \quad . \tag{31}$$

Para ciertos orbitales, tales como el orbital 2s del átomo de hidrógeno, la Ec. (31) es distinta de cero:

$$|\, \psi_{2s}(0)|^2 \; = \frac{1}{8\pi {a_0}^3} \tag{32}$$

donde el radio de Bohr es:

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} \quad . \tag{33}$$

Por lo tanto, a partir de la Ec. (10) el cambio en energía potencial es:

$$< \Delta\, \text{V} > = \frac{4}{3}\, \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\, \alpha\, \lambda_c^2 \,.\, \frac{1}{8\pi {a_0}^3} \log_e\left(\frac{4\epsilon_0 \hbar c}{e^2}\right) \tag{34}$$

el cual coincide en forma notable [12] con los datos experimentales sin el empleo de la electrodinámica cuántica.

El campo eléctrico del vacío se define mediante la energía de punto cero de un oscilador armónico, como es bien conocido [1–10]:

$$\mathrm{En}_0 = \epsilon_0\, E_{0\kappa}^2\, \mathrm{V} = \frac{1}{2}\, \hbar\, \omega = \frac{1}{2}\, \hbar\, c\, \kappa \tag{35}$$

de manera que para cada modo denotado como κ :

$$\boldsymbol{E}_{0\kappa}^2 = \left(\frac{\hbar c}{2\mathrm{V}\epsilon_0}\right) \kappa \tag{36}$$

donde V es el volumen de radiación. Por lo tanto:

$$< E_{0\kappa}^2 > \; = \left(\frac{\hbar c}{2\mathrm{V}\epsilon_0}\right) < \kappa > \; . \tag{37}$$

El campo eléctrico completo se describe mediante una expansión en serie de Fourier:

$$\boldsymbol{E}_\kappa = \boldsymbol{E}_{0\kappa}\, (a_\kappa \exp\, (-\, i\, \phi) \, + \, a_\kappa{}^* \exp\, (\, i\, \phi)) \tag{38}$$

donde ϕ es una fase electromagnética [12]. Sigue que la fluctuación viene definida por:

$$\delta \boldsymbol{r} = \frac{e}{mc^2\kappa^2}\, \boldsymbol{E}_\kappa \tag{39}$$

y tiene un valor promedio igual a cero según la Ec. (7). Sin embargo, la fluctuación cuadrática media es la suma sobre todos los modos:

$$< (\delta \boldsymbol{r})^2 > \, = \sum_\kappa \left(\frac{e}{mc^2\kappa^2}\right)^2 E_{0\kappa}^2 \tag{40}$$

y es distinta de cero. A partir de la Ec. (38):

$$< E_\kappa^2 >^{½} \; = \; < E_{0\kappa}^2 >^{½} . \tag{41}$$

A partir de las Ecs. (39) y (41):

$$< E_\kappa^2 >^{½} \; = \frac{mc^2}{e}\, \kappa^2 \, < (\delta \boldsymbol{r})^2 >^{½} . \tag{42}$$

A partir de las Ecs. (29) y (42):

$$< E_\kappa^2 >^{½} \; = \left(\frac{mc^2}{e}\, \mathrm{A}^{½}\, \lambda_c\right) \kappa^2 \tag{43}$$

y a partir de la Ec. (36):

$$\kappa^2 = \left(\frac{2\mathrm{V}\epsilon_0}{\hbar c}\right) < E_\kappa^2 > \; . \tag{44}$$

De manera que, a partir de las Ecs. (43) y (44):

$$< E_\kappa^2 >^{½} \; = \; B^{-1/3} \tag{45}$$

donde

$$B = \frac{mc^2}{e} \, A^{½} \, \lambda_c \left(\frac{2V\epsilon_0}{\hbar c}\right)^2 \quad . \tag{46}$$

A partir de las Ecs. (29) y (30) la raíz cuadrada de la fluctuación cuadrática media que absorbe el átomo o molécula es:

$$< (\delta \boldsymbol{r})^2 >^{½} = A^{½} \, \lambda_c = 5.113 \text{ x } 10^{-14} \text{ m.} \tag{47}$$

Esto se compara con el radio de Bohr:

$$a_0 = 5.29177 \text{ x } 10^{-11} \text{ m} \tag{48}$$

el cual es el radio de la órbita de menor energía del átomo de hidrógeno. Por lo tanto, la raíz cuadrada del cuadrado de la media del campo del vacío, en volts por metro es:

$$<E_\kappa^2 >^{½} = 4.238 \text{ x } 10^{-8} \text{ volt m}^{-1}$$

$$= \; <E_{\text{vac}}^2 >^{½} \tag{49}$$

para un volumen de radiación V de un metro cúbico.

Para adoptar esta teoría para un circuito, el cambio de energía potencial en joules es

$$\Delta \text{ V} = \frac{1}{6} < (\delta \boldsymbol{r})^2 > \nabla^2 \left(\frac{-e^2}{4\pi r \epsilon_0}\right) \tag{50}$$

el cual puede expresarse como:

$$\Delta \text{ V} = \frac{1}{6} < (\delta \boldsymbol{r})^2 > e \; \nabla . \boldsymbol{E} \quad . \tag{51}$$

Con el objeto de calcular la fluctuación cuadrática media $< (\delta \boldsymbol{r})^2 >$ debe de considerarse a un electrón en un cable, y no a un electrón sujeto a una órbita como en el cálculos del desplazamiento Lamb. Sin embargo, para referirnos a un orden sólo aproximado puede suponerse que:

$$< (\delta \boldsymbol{r})^2 >^{½} \backsim 10^{-14} \text{ m.} \tag{52}$$

3. Datos experimentales y teoría de Eckardt Lindstrom.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y otros honores, y al equipo de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. A Alex Hill y sus colegas se les agradece por un tipografiado preciso y voluntario, así como por sus traducciones al castellano, a David Burleigh por su publicación voluntaria en www.aias.us de muchos documentos, y a Simon Clifford por su ayuda voluntaria en la publicación de las pláticas en el portal www.aias.us.

Referencias.

[1] M. W. Evans, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, 2005 y sigs), en siete volúmenes.

[2] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (Cambridge International, 2011), encuadernación blanda y e-libro.

[3] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "ECE Theory of H Bonding" (Academia Serbia de Ciencias, 2010).

[4] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (Raider International, 2011), encuadernación dura, blanda y e-libro.

[5] Los portales de la teoría ECE, www.webarchive.org.uk, (Biblioteca Nacional de Gales y Biblioteca Británica), www.aias.us, , www.atomicprecision.com, www.et3m.net, www.upitec.org.

[6] M. W. Evans, ed., "Modern Non-Linear Optics" (Wiley 2001, segunda edición), en tres volúmenes, encuadernación dura y e-libro.

[7] M. W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001).

[8] M. W. Evans y J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 - 2002), en cinco volúmenes.

[9] M. W. Evans y S. Kielich, ref. (6), primera edición (Wiley 1992, 1993, 1997), en tres volúmenes, encuadernación dura, blanda y e-libro.

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

[11] L. H. Ryder, "Quantum Field Theory" (Cambridge Univ. Press, 1996, segunda edición).

[12] M. O. Scully y M. S. Zubairy, "Quantum Optics" (Cambridge Univ. Press, 1997).

[13] M. Fogiel (Recopilador en Jefe), "Electromagnetics" (REA, Nueva York, 1993, impresión revisada), Problema 12.2.

[14] Véase UFT 85 de esta serie en www.aias.us.