# INTERACCION MAGNETICA ENTRE UNA FUENTE Y UNA SONDA

por PAULO SERGIO
Observatorio Astronómico, Córdoba
(Recibido el 15 de marzo de 1951)

SUMMARY. — The problem of internal conversion, first treated by N. F. Mott and H. M. Taylor using classical electrodynamics by correspondence (1), represents a convenient means in order to study the details of the field actions between a source and a, in quantum theory necessarily finite, test body. In order to have to deal only with quantized transversal fields, the source (exited nucleus) is supposed to be a magnetic dipole of frequensy

$$k_0 c = \frac{2\pi}{\lambda_0} c.$$

The total interaction energy between nucleus and electron, which is known to be the classical one, consists of two terms which have to be attributed respectively to the source and to the test body.

At large distances from the source, $r \gg \lambda_0$|, the reaction of the test body on the source becomes insensibly small and the action of the source on the test body is represented as in classical theory, by an emerging spherical radiation wave of small natural line breadth $\gamma_0$ (photoelectric effect).

At small distances from the source, $r < \lambda_0$, both the actions of the source and of the test body have to be taken into account, leading together to the classical expression of nagnetic interaction, while each part alone does not correspond to a Maxwellian field. This means that the proper field of an isolated source cannot be made correspond to a Maxwellian model but to one which constains additional currents in the neighbourhood of the source.

The decay constant of the system increases ($a < \lambda_0$) the test body approaches the source. This increase is due to two reasons: The action of the test body induces, by modiying the field at the point to the source, forced transitions of the latter in addition to the spontaneous ones. Further, the energy loss of the field source itself increases, because in addition to the spontaneous photon emission, energy can be carried away by the test body (internal conversion electrons) due to the action of virtual photons in a frequency range which remains inactive in the absence of a test body.

Consideremos inicialmente el análogo clásico de nuestro problema, o sea, el sistema constituído por un dipolo magnético oscilante débilmente amortiguado que interactúa con una carga en movimiento. Para un tal dipolo el cuadrivector potencial tiene las siguientes componentes

$$A_0 = 0$$

$$\vec{A} = -\frac{1}{2}(1 - \mathrm{sg}(r - ct))\,\vec{\mu} \wedge \mathrm{grad}\,\frac{e^{i(k_0 - i\gamma/2)(r-ct)}}{r}$$

con

$$\mathrm{div}\,\vec{A} = 0.$$

Desarrollando $\vec{A}$ en integral de Fourier se obtiene para $t > 0$

$$\begin{aligned}
\vec{A} = &-\frac{\vec{\mu}}{2\pi i} \wedge \mathrm{grad}\,\frac{1}{r}\int_0^\infty \frac{1}{k - k_0 + i\gamma/2}\{\exp[i\{kr - (k_0 - i\gamma/2)\,ct\}\,] - \\
&\qquad - \exp[-i\{kr + (k_0 - i\gamma/2)\,ct\}\,]\}\,dk + \\
&+ \frac{\vec{\mu}}{2\pi i} \wedge \mathrm{grad}\,\frac{1}{r}\int_0^\infty \frac{1}{k - k_0 + i\gamma/2}\{\exp[i\{kr - ckt\}\,] - \\
&\qquad - \exp[-i\{kr - ckt\}\,]\}\,dk - \\
&- \frac{\vec{\mu}}{2\pi i} \wedge \mathrm{grad}\,\frac{1}{r}\int_0^\infty \frac{1}{k + k_0 - i\gamma/2}\{\exp[i\{kr - (k_0 - i\gamma/2)\,ct\}\,] - \qquad (1) \\
&\qquad - \exp[-i\{kr + (k_0 + i\gamma/2)\,ct\}\,]\}\,dk - \\
&- \frac{\vec{\mu}}{2\pi i} \wedge \mathrm{grad}\,\frac{1}{r}\int_0^\infty \frac{1}{k + k_0 - i\gamma/2}\{\exp[-i\{kr - kct\}\,] - \\
&\qquad \exp[i\{kr - kct\}\,]\}\,dk.
\end{aligned}$$

Obsérvese que para $k_0 r \gg 1$ la contribución de los términos con denominador $k + k_0 - i\gamma$ es despreciable con respecto a los otros

La energía de una densidad de carga $\rho(\vec{r})$ con una distribución de velocidades $\vec{v}(\vec{r})$, localizada en el campo $\vec{A}$ será

$$W = \int \rho \, \frac{\vec{v}}{c} \, . \, \vec{A} \, dV. \tag{2}$$

Finalmente, si la distancia $R$ de la distribución de cargas al dipolo es grande $(k_0 R \gg 1)$ o pequeña $(k_0 R \ll 1)$, el potencial que sobre ella actúa será

$$\vec{A}^{(1)} = -\frac{1}{2}(1 - \mathrm{sg}(R - ct))\, \vec{\mu} \wedge i(k_0 - i\gamma)\, \vec{R}\, \frac{e^{i(k_0 - i\gamma/2)(R - ci)}}{R^2} \qquad \text{para} \quad k_0 R \gg 1$$

$$\vec{A}^{(2)} = +\frac{1}{2}(1 - \mathrm{sg}(R - ct))\, \vec{\mu} \wedge \frac{\vec{R}}{R^3} e^{-i(k_0 - i\gamma/2)ct} \qquad \text{para} \quad k_0 R \ll 1 \tag{3}$$

Supondremos ahora una fuente (núcleo excitado) y un cuerpo de prueba (electrón ligado en un estado estacionario del átomo) descritos por las ecuaciones de Dirac, e interactuando con el campo de radiación en el vacío, y que la primera ejecute transiciones dipolares magnéticas y la segunda transiciones dipolares eléctricas al espectro continuo (internal conversion).

Indicaremos con $\phi_M$ y $\phi_N$ las funciones de estado de la fuente en el estado inicial y final, respectivamente; con $\psi_n$ y $\psi_\varepsilon$ las del cuerpo de prueba, donde $\psi_\varepsilon$ es cualquier función del espectro continuo. $\Gamma_k$ será la función de estado del campo de radiación para un fotón presente de momento $\frac{h\vec{k}}{2\pi}$. El operador hamiltoniano de interacción será puramente transversal, o sea,

$$\mathrm{H} = -e\,\vec{\alpha}\,.\,\sum_{\vec{k}} \sqrt{\frac{hc}{k}}\,(\vec{a}_k e^{-i\vec{k}\,.\,\vec{r}} + \vec{a}_k{}^* e^{i\vec{k}\,.\,\vec{r}})$$

con notaciones habituales. $c_{Mn}$ será la amplitud de probabilidad del sistema en el estado $\phi_M \psi_n \Gamma_0$; $c_{N\varepsilon k}$ la amplitud de probabilidad para el estado $\phi_N \psi_\varepsilon \Gamma_{\vec{k}}$, etc.

Supongamos que para $t=0$ la función de estado del sistema sea $\phi_M \psi_n$ ($c_{Mn}=1$) No habiendo transiciones directas $\phi_M \psi_n \rightarrow \phi_N \psi_\varepsilon$ (transiciones por choques de tipo culombiano) todas las interacciones se efectuarán por emisión o absorción de fotones transversales. Tenemos, pues, dos clases de estados intermedios $\phi_N \psi_n \Gamma_{\vec{k}}$ y $\phi_M \psi_\varepsilon \Gamma_{\vec{k}}$ ; y como estados finales $\phi_N \psi_n \Gamma_{\vec{k}}$ y $\phi_N \psi_\varepsilon$.

Las amplitudes de probabilidad de los diferentes estados obedecen a las ecuaciones (2)

$$-\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt}c_{Mn}=\sum_k H_{nM}{}^{nNk}\,c_{nNk}\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_M-E_N-\hbar ck)\,t\right]+$$

$$+\sum_k\sum_\varepsilon H_{nM}{}^{\varepsilon Mk}\,c_{\varepsilon Mk}\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_n-E_\varepsilon-\hbar ck)t\right] \quad (4a)$$

$$-\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt}c_{Nnk}=H_{Nnk}{}^{nM}\,c_{nM}\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_n-E_M+\hbar ck)t\right]+$$

$$+\sum_\varepsilon H_{nNk}{}^{\varepsilon N}\,c_{\varepsilon N}\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_n-E_\varepsilon+\hbar ck)t\right] \quad (4b)$$

$$-\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt}c_{M\varepsilon k}=H_{\varepsilon Mk}{}^{nM}\,c_{nM}\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_\varepsilon-E_n+\hbar ck)t\right]+$$

$$+\sum_\varepsilon H_{\varepsilon Mk}{}^{\varepsilon N}\,c_{\varepsilon N}\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_M-E_N+\hbar ck)t\right] \quad (4c)$$

$$-\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt}c_{\varepsilon N}=\sum H_{\varepsilon N}{}^{nNk}\,c_{nNk}\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_\varepsilon-E_n-\hbar ck)t\right]+$$

$$+\sum_\varepsilon H_{\varepsilon N}{}^{\varepsilon Mk}\,c_{\varepsilon Mk}\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_N-E_M-\hbar ck)t\right] \quad (4d)$$

siendo

$$H_\beta{}^\alpha=<\beta\,|\mathcal{H}|\,\alpha>.$$

Estas ecuaciones las podemos escribir

$$-\frac{\hbar}{i}\,\frac{d}{dt}\,c_{Mn} = R(M,N)\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_M - E_N)t\right] + $$
$$+\sum_{\varepsilon} R(n,\varepsilon)\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_n - E_\varepsilon)t\right]$$

$$-\frac{\hbar}{i}\,\frac{d}{dt}\,c_{Nnk} = E(N,M)\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_N - E_M)t\right] + $$
$$+\sum_{\varepsilon} V(n,\varepsilon)\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_n - E_\varepsilon)t\right]$$

$$-\frac{\hbar}{i}\,\frac{d}{dt}\,c_{N\varepsilon k} = E(\varepsilon,n)\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_\varepsilon - E_n)t\right] + $$
$$+\sum_{\varepsilon} V(M,N)\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_M - E_N)t\right]$$

$$-\frac{\hbar}{i}\,\frac{d}{dt}\,c_{N\varepsilon} = A(\varepsilon,n)\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_\varepsilon - E_n)t\right] + $$
$$+A(N,M)\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_N - E_M)t\right]$$

e interpretar lo coeficientes de las exponenciales del siguiente modo:

$$R(M,N) = \sum_k H_{nM}{}^{nNk}\, c_{nNk}\exp\left[-\frac{i}{\hbar}\,\hbar ckt\right]$$

reacción del campo sobre la fuente

$$R(n,\varepsilon) = \sum_k H_{nM}{}^{\varepsilon Mk}\, c_{\varepsilon Mk}\exp[-ickt]$$

reacción del campo virtual sobre el cuerpo de prueba

$$A(\varepsilon,n) = \sum_k H_{\varepsilon N}{}^{nNk}\, c_{nNk}\exp[-ickt]$$

acción del campo de la fuente sobre el cuerpo de prueba (absorción de un fotón por el cuerpo de prueba)

$$A(N,M) = \sum_k H_{\varepsilon N}{}^{\varepsilon Mk}\, c_{\varepsilon Mk}\exp[-ickt]$$

acción del campo virtual excitado por el cuerpo de prueba sobre la fuente por absorción de fotones virtuales.

$E(N, M) = H_{nNk}{}^{nM}\, c_{NM} \exp[ickt]$
excitación del campo por la fuente (emisión de un fotón)

$E(\varepsilon, n) = H_{\varepsilon Mk}{}^{nM}\, c_{nM} \exp[ickt]$
excitación del campo por el cuerpo de prueba (emisión de fotones virtuales)

$V(n, \varepsilon) = H_{nNk}{}^{\varepsilon N}\, c_{\varepsilon N} \exp[ickt]$
modificación del campo de la fuente por la emisión de un fotón por el cuerpo de prueba

$V(M, N) = H_{\varepsilon Mk}{}^{\varepsilon N}\, c_{\varepsilon N} \exp[ickt]$
modificación del campo virtual del cuerpo de prueba por emisión de un fotón virtual por la fuente.

Pasaremos a resolver el sistema (4) por aproximaciones sucesivas. Supongamos que la fuente decaiga exponencialmente, o sea, $c_{Mn} = e^{-\gamma/2\, ct}$. Para $\gamma ct \ll 1$, $k_0 ct \gg 1$ el valor de $\gamma$ puede ser deducido de la relación de completidad

$$|c_{Mn}|^2 + \sum_k |c_{Nnk}|^2 + \sum_\varepsilon |c_{N\varepsilon}|^2 = 1 \tag{5}$$

dado que

$$\sum_k \sum_\varepsilon |c_{\varepsilon Mk}|^2 \sim 0 \qquad \left( k_0 = \frac{E_M - E_N}{\hbar c} \right).$$

Con la misma aproximación es, en efecto $|c_{Mn}|^2 \cong 1 - \gamma ct$.

Las sumatorias de los segundos miembros de las ecuaciones (1b) y (1c) son menores que los primeros por un factor $\frac{e^2}{\hbar c}$; en primera aproximación podemos despreciarlos. Indicando con $c_{Nnk}{}^{(0)}$ y $c_{M\varepsilon k}{}^{(0)}$ los valores aproximados de $c_{Nnk}$ y $c_{M\varepsilon k}$ que satisfacen a las ecuaciones así modificadas y a las condiciones iniciales elegidas, tendremos

$$c_{Nnk}{}^{(0)} = \frac{H_{Nnk}{}^{Mn}}{E_M - E_N - \hbar ck - i\hbar c\,\gamma/2} \left\{ \exp\left[ \frac{i}{\hbar} \left( E_N - E_M + \hbar ck + i\hbar c \frac{\gamma}{2} \right) t \right] - 1 \right\} \tag{6}$$

$$c_{M\varepsilon k}{}^{(0)} = \frac{H_{\varepsilon Mk}{}^{Mn}}{E_n - E_\varepsilon - \hbar ck - i\hbar c\,\gamma/2}$$

$$\left\{\exp\left[\frac{i}{\hbar}\left(E_\varepsilon - E_n + \hbar ck + i\hbar c\,\frac{\gamma}{2}\right) t\right] - 1\right\}$$

Introduciendo (6) en las ecuaciones (4d) se obtiene

$$c_{N\varepsilon}{}^{(0)} = \sum_k \frac{H_{N\varepsilon}{}^{Nnk}\, H_{Nnk}{}^{Mn}}{E_M - E_N - \hbar ck - i\hbar c\,\gamma/2} \left\{\exp\left[\frac{i}{\hbar}\right.\right.$$

$$\left.\left.\left\{EN - E_M + E_\varepsilon - E_n + i\hbar c\frac{\gamma}{2}\right\} t\right] - \exp\left[\frac{i}{\hbar}\{E_\varepsilon - E_n - \hbar c k\}\, t\right]\right\}$$

$$+ \sum_k \frac{H_{N\varepsilon}{}^{M\varepsilon k}\, H_{M\varepsilon k}{}^{Mn}}{E_n - E_\varepsilon - \hbar ck - i\hbar c\,\gamma/2} \left\{\exp\left[\frac{i}{\hbar}\right.\right.$$

$$\left.\left.\left\{EN - E_M + E_\varepsilon - E_n + i\hbar c\frac{\gamma}{2}\right\} t\right] - \exp\left[\frac{i}{\hbar}\{EN - E_M - \hbar c k\}\, t\right]\right\}$$

donde $c_{N\varepsilon}{}^{(0)}$ es el valor de $c_{N\varepsilon}$ a menos de términos de orden $\frac{e^2}{\hbar c}$. Esta ecuación puede ser escrita, sumando sobre las polarizaciones y poniendo $k_\varepsilon = \frac{E_\varepsilon - E_n}{\hbar c}$:

$$-\frac{\hbar}{i}\,\frac{d}{dt}\, c_{N\varepsilon}{}^{(0)} = \exp\left[(E_\varepsilon - E_n)\, t\right] < n\, M \,|\, 2\,\pi\, e^2 \sum_{\vec{k}} \{\vec{\alpha}_N\}\ \{\vec{\alpha}_e\}\frac{1}{k} \times$$

$$\times \left\{ \frac{\exp[i\vec{k}\,.\,(\vec{r}_N - \vec{r}_e) - i(k_0 c - i\,\gamma/2\, c)t]}{k_0 - k - i\,\gamma/2} - \frac{\exp[i\vec{k}\,.\,(\vec{r}_N - \vec{r}_e) - ikct]}{k_0 - k - i\,\gamma/2} - \right.$$

$$- \frac{\exp[i\vec{k}\,.\,(\vec{r}_e - \vec{r}_N) - i(k_0 - i\,\gamma/2)\, ct]}{k_\varepsilon + k + i\,\gamma/2} +$$

$$\left. + \frac{\exp[i\vec{k}\,.\,(\vec{r}_e - \vec{r}_N) - i(k_0 + k_\varepsilon)ct]}{k_\varepsilon + k + i\,\gamma/2} \right\} \Bigg|\, \varepsilon\, n >.$$

donde $\vec{r}_N$ y $\vec{r}_e$ son las coordenadas de un punto cualquiera de la fuente y del cuerpo de prueba, respectivamente. Poniendo $\vec{r}_N=\vec{\rho}_N+\vec{r}$, donde $\vec{\rho}_N$ es el vector de posición del centro de la fuente y $\vec{\rho}_N=\vec{R}+\vec{r}_e$, se obtiene, integrando sobre $\vec{r}$ y teniendo en cuenta que la transmisión $M \rightarrow N$ es dipolar magnética,

$$-\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt}c_{N\varepsilon}^{(0)}=\exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_\varepsilon-E_n)t\right]<n|2\pi e\{\vec{\alpha}_e\}.\vec{m}\wedge \operatorname{grad}\Sigma\frac{1}{k}$$

$$\left\{\frac{\exp[i\vec{k}.\vec{R}-i\{k_0-i\gamma/2\}ct]}{k_0-k-i\gamma/2}-\frac{\exp[i\vec{k}.\vec{R}-ikct]}{k_0-k-i\gamma/2}-\right.$$

$$\left.-\frac{\exp[-i\vec{k}.\vec{R}-i(k_0-i\gamma)ct]}{k_\varepsilon+k+i\gamma/2}+\frac{\exp[-i\vec{k}.\vec{R}-i(k_0+k_\varepsilon)ct]}{k_\varepsilon+k+i\gamma/2}\right\}\Big|\varepsilon> \quad (7)$$

siendo $\vec{m}$ el momento magnético de la fuente.

La suma sobre $\vec{k}$ puede ser efectuada suponiendo

$$|k_0(ct-R)|\gg 1.$$

Con esta condición es nula la contribución de la última parte del bracket de (7). Se obtiene:

$$c_{N\varepsilon}^{(0)}=0 \quad \text{para} \quad k_0(ct-R)\ll -1. \qquad (8a)$$

$$c_{N\varepsilon}^{(0)}=-\frac{\exp[i/\hbar\{E_N-E_M-E_n+E_\varepsilon+i\hbar c\gamma/2\}t]-1}{E_M-E_N+E_n-E_\varepsilon-i\hbar c\gamma/2}$$

$$<n|e\vec{\alpha}_e.\vec{m}\wedge\operatorname{grad}\frac{1}{R}\exp\left[i(k_0-i\frac{\gamma}{2})\right]R|\varepsilon>$$

$$\text{para} \qquad k_0(ct-R)\gg 1. \qquad (8b)$$

La fórmula (8b) puede ser escrita

$$c_{N\varepsilon}^{(0)}=-\frac{\exp[i/\hbar\{E_N-E_M-E_n+E_\varepsilon+i\hbar c\gamma/2\}t]-1}{E_M-E_N+E_n-E_\varepsilon-i\hbar c\gamma/2}$$

$$<n|e\vec{\alpha}_e.\vec{m}\wedge\operatorname{grad}\frac{1}{2\pi}\{F_f+F_c\}|\varepsilon>$$

siendo $F_f$ la contribución de los términos de (7) con denominador $k_0 - k - i\frac{\gamma}{2}$ (términos provenientes de las transiciones de la fuente) y $F_c$ la contribución de los términos con denominador $k_\varepsilon + k + i\frac{\gamma}{2}$ (términos provenientes de las transiciones virtuales del cuerpo de prueba). Tenemos que

$$\text{para} \quad k_0 R \gg 1 \begin{cases} F_f \cong \dfrac{2\pi}{R} \exp\left[\, i\left(k_0 - i\dfrac{\gamma}{2}\right) R \right] \\ F_c \cong 0 \end{cases} \tag{9}$$

$$\text{para} \quad k_0 R \ll 1 \begin{cases} F_f \cong \dfrac{3}{2}\,\dfrac{\pi}{R} + 2\,k_0 \ln \Gamma\, k_0 R \\ F_c \cong \dfrac{1}{2}\,\dfrac{\pi}{R} - 2\,k_0 \ln \Gamma\, k_0 R \end{cases}$$

$(\ln \Gamma = c = \text{constante de Euler})$.

Introduciendo (8b) en la ecuación (4b) determinaremos la corrección $c_{Nnk}^{(1)}$ al valor de $c_{Nnk}$:

$$c_{Nnk} = c_{Nnk}^{(0)} + c_{Nnk}^{(1)} + \ldots$$

Resulta

$$c_{Nnk}^{(1)} = \Pi \frac{\exp\left[i/\hbar\, \{E_N - E_M + \hbar c k + i\hbar c\, \gamma/2\}\, t\right] - 1}{E_M - E_N - \hbar c k - i\hbar c\, \gamma/2}$$

$$H_{Nnk}^{N\varepsilon_0} < n \left|\, e\, \vec{\alpha}_e \cdot \vec{m} \wedge \operatorname{grad} \frac{\exp\left[i(k_0 - i\,\gamma/2) R\right]}{R} \,\right| \varepsilon >.$$

$$\cdot\, \rho_{\varepsilon_0} \left( i + \frac{1}{\pi} \ln \frac{k_g}{k_0} \right) \tag{10}$$

donde $\rho_{\varepsilon_0}$ es la densidad de los estados de energía en un entorno de $E\rho_{\varepsilon_0} = E_M - E_N + E_n$ y $k_g$ un factor de corte.

Introduciendo (6) en (5) y poniendo $c_{N\varepsilon}=0$ tenemos el valor $\gamma^{(0)}$ de $\gamma$ en ausencia del cuerpo de prueba:

$$\gamma^{(0)}=\frac{2\pi}{\hbar c}\,\rho_{k_0}\int <M|\mathrm{H}|N>^2_{k=k_0'}\left(1-\frac{i}{\pi}\ln\frac{k_g}{k_0}\right)d\Omega. \qquad (11)$$

Acrecentar donde $\int d\Omega$ representa la suma sobre las direcciones de propagación y polarización.

La influencia de la presencia del cuerpo de prueba sobre el valor de $\gamma$ puede ser calculado introduciendo en (5) los valores (8b) y (10) de $c_{N\varepsilon}^{(0)}$ y $c_{Nnk}^{(1)}$, respectivamente. Llamando $R(\gamma^{(1)})$ a la parte real de la corrección así calculada al valor de $\gamma^{(0)}$, tenemos:

$$R(\gamma^{(1)})=\frac{2\pi}{\hbar c}\,\rho_{\varepsilon_0}\int\left\{<n\left|e\,\vec{\alpha}_e\,.\,\vec{m}\wedge\mathrm{grad}\,\frac{\cos k_0R}{R}\right|\varepsilon_0>^2-\right.$$

$$\left.<n\left|e\,\vec{\alpha}_e\,.\,\vec{m}\wedge\mathrm{grad}\,\frac{\mathrm{sen}\,k_0R}{R}\right|\varepsilon_0>^2\right\}d\Omega. \qquad (12)$$

No escribimos en (12) los términos dependientes de un factor de corte.

*Discusión.* $\tau_0=[R(\gamma^{(0)})c]^{-1}$ representa la vida media de la fuente, debida a las transiciones radiativas espontáneas provocadas por la interacción con el campo de radiación. La parte imaginaria $\hbar c I(\gamma^{(0)})$, la que dejamos de lado, significa un desplazamiento de los niveles $M$ y $N$, debido al acoplamiento con el campo de radiación.

A partir de (12) obtenemos fácilmente que $\gamma^{(1)}$ — la modificación de $\gamma$ por la presencia de la sonda — resulta ser en la aproximación deseada

$$R(\gamma^{(1)})=0 \quad \text{para} \quad k_0R\gg 1 \qquad (13a)$$

$$R(\gamma^{(1)})=\frac{2\pi}{\hbar c}\,\rho_{\varepsilon_0}\int <m\left|e\,\vec{\alpha}_e\,.\,\vec{m}\wedge\mathrm{grad}\,\frac{1}{R}\right|\varepsilon_0>^2 d\Omega$$

$$\text{para} \quad k_0R\ll 1. \qquad (13b)$$

La presencia de la sonda en la región de la onda (Wellenzone), según (13a), no influye sobre el proceso a pesar de tratarse de una sonda no infinitamente pequeña. En este caso encontramos, pues, una situación análoga a la de la electrodinámica clásica.

En el caso del ejemplo considerado, este hecho significa que podemos dividir el proceso considerado en dos etapas consecutivas:

a) emisión de un fotón por la fuente con probabilidad $\gamma^{(0)}$,
b) absorción fotoeléctrica del fotón por el electrón con probabilidad $\gamma'$,

donde

$$\gamma' \cong |c_{N\varepsilon}^{(0)}|^2$$

$$\gamma^{(0)} = |c_{Nnk}^{(0)}|^2 = |c_{Nnk}^{(0)} + c_{Nnk}^{(1)}|^2 + |c_{N\varepsilon}^{(0)}|^2 = (\gamma^{(0)} - \gamma') + \gamma'.$$

La probabilidad del proceso total, $\gamma^{(0)}$, es, pues, la suma de las probabilidades $\gamma^{(0)} - \gamma'$ y $\gamma'$ de los dos procesos consecutivos, siendo la probabilidad de emisión de un fotón disminuida por la probabilidad de absorción fotoeléctrica.

En el caso de encontrarse la sonda en la región dipolar de la fuente, $k_0 R \leqq 1$, se hace sentir en (13b) la influencia de la carga finita de la sonda, conduciendo a un aumento de $\gamma$ por intervención de la «interacción estática» entre fuente y sonda.

La «interacción estática» descrita en nuestra representación por la exitación de fotones virtuales o fotones «ligados», se puede dividir además, en dos partes atribuibles a la fuente y a la sonda, respectivamente ([3]) (ver (9)). Este hecho es característico para el formalismo de la electrodinámica cuántica. No obstante, resulta de (9), que la suma de las dos acciones es igual a la acción dada por el campo de la electrodinámica clásica.

$$e\vec{\alpha} \, . \, \vec{A}_{cl} = e\vec{\alpha} \, . \, (\vec{A}_F + \vec{A}_S). \tag{14}$$

Podemos convenir en llamar $A_F$ y $A_S$ los «campos» parciales exitados por la fuente y la sonda, respectivamente. Notamos que la suma $A_F + A_S$ sigue siendo una solución de las ecuaciones de Maxwell, mientras que $A_F$ y $A_S$ cada uno de por sí, no obedecen a las ecuaciones clásicas, salvo si admitimos en ellas distribuciones adicionales de corrientes.

A la objeción posible, que la división (14) es arbitraria y no tiene significado físico, hay que contestar que en el caso de una fuente aislada aparecen solamente los términos correspondientes a $A_F$ y contribuyen a la energía propia del sistema aislado. Concluimos, luego, que la expresión $A_F$ no maxwelliana es característica para una fuente aislada y que ,según esta teoría, el campo propio de un sistema y su energía tienen un significado distinto del de la teoría clásica.

Notamos además, que los cálculos arriba realizados desprecian la contribución de la cabeza de la onda emergente de la fuente a $t=0$. Estos detalles presentan características distintas de la teoría clásica y dependen, además, del proceso que se adopte para la excitación de la fuente.

Agradezco al Prof. Guido Beck por la sugestión del tema y discusión.

BIBLIOGRAFIA

(1) N. F. MOTT y H. M. TAYLOR, Proc. Roy. Soc. *318*, 665, (19.2); *142*, 115 (19.3).

(2) W. HEITLER, The Quantum Theory of Radiation (Oxford, 1944), p. 88, eq. (32).

(3) G. BECK, Ciencia e Investigación (Buenos Aires) *6*, 573 (1951).