La résistance de rayonnement en physique classique

M. Surdin

Centre des Faibles Radioactivités,
Laboratoire Mixte CNRS-CEA
91190 Gif-sur-Yvette

Le problème de la résistance de rayonnement est presque centenaire. Dès les premiers résultats la notion de la *masse électromagnétique* est apparue. Il est intéressant de retracer les étapes successives relatives à ces recherches.

On considère la réaction, sur elle-même, d'une charge électrique sphérique accélérée, de rayon a. Pour simplifier les calculs on considère un mouvement accéléré le long de l'axe Ox. Pour une sphère en mouvement non relativiste, comme les actions é.m. se propagent à la vitesse c, des forces s'exercent entre les charges se trouvant en différents points de la sphère. Il en résulte une force non nulle que la charge sphérique exerce sur elle-même.

Il est possible d'intégrer l'équation du mouvement. On trouve [1] la force qui agit sur la charge ; elle est donnée par une série :

$$f_x = \alpha \frac{2e^2}{3ac^2} \cdot \ddot{x} - \frac{2e^2}{3c^3} \cdot \dddot{x} + \beta \frac{2e^2 a}{3c^4} \cdot \ddddot{x} - \dots \tag{1}$$

Les coefficients numériques α et β –de l'ordre de 1 – sont fonctions de la distribution détaillée de la charge électrique de la sphère. Pour une charge superficielle uniforme $\alpha = 1$.

On remarque :

- que le coefficient de $\ddot{x}$ a la dimension d'une masse, comme il se doit. C'est la *masse électromagnétique*, donnée par

$$m_e = \frac{\alpha 2e^2}{3ac^3} \tag{2}$$

- que le coefficient de $\dddot{x}$ est indépendant de la distribution de la charge sphérique ; il est indépendant aussi du rayon de la sphère.

La difficulté majeure de l'éq. (1) se rencontre quand on considère une charge ponctuelle, c'est-à-dire quand on fait tendre $a \to 0$. Ce serait le cas de l'électron. Dans ce cas l'éq. (1) donne :

$$f_x \to \infty \tag{3}$$

Pour lever cette difficulté Dirac [2] a avancé l'argument suivant : pour obtenir l'éq. (1) on ne considère que les potentiels retardés. Or les équations de l'électromagnétisme comportent aussi une "solution avancée". Il a donc proposé la formule suivante pour la force

$$F_x = \frac{1}{2}(f_{x,ret} - f_{x,av}) \tag{4}$$

Dans ce cas on trouve pour une charge accélérée

$$F_x = \frac{2e^2}{3c^3} \cdot \dddot{x} + \text{ termes d'ordre } x^{(5)} \text{ et d'ordre supérieur.} \tag{5}$$

Si on néglige les termes d'ordre supérieur à $\dddot{x}$, F_x est indépendante de la distribution de la charge sphérique, elle est indépendante aussi du rayon a de la sphère.

Dirac a montré aussi que si on prend la demi-différence entre la solution retardée et la solution avancée, toutes les autres conclusions de l'électromagnétisme ne sont pas modifiées.

Wheeler et Feynman [3] ont cherché quel serait le mécanisme élémentaire qui pourrait justifier l'éq. (4). Ils ont proposé le mécanisme suivant : une charge électrique en mouvement accéléré émet une onde é.m. qui "secoue" les charges virtuelles de l'univers, qui à leur tour émettent des ondes é.m. qui réagissent sur la charge en mouvement. Quand on calcule la force qui en résulte on trouve les éqs (4) et (5).

Wheeler et Feynman ont insisté sur la notion, déjà considérée par Tetrode [4] : Il ne peut y avoir d'émission que s'il y a un absorbeur pour la recevoir.

Braffort et Tzara [5] ont développé cette notion de l'absorbeur en proposant le postulat du Champ de Zéro (CDZ), à savoir : Il existe au zéro absolu de températures un champ électromagnétique fluctuant. Des considérations thermodynamiques ou d'invariance lorentzienne permettent d'établir la formule donnant la densité spectrale du CDZ. Pour le cas uni-dimensionnel on a

$$\epsilon(\omega)d\omega = \frac{K \mid \omega \mid^3 d\omega}{3\pi c^3} \tag{6}$$

où K est une constante ayant les dimensions d'une action et où ω parcourt l'axe des ω de $-\infty$ à $+\infty$.

En Mécanique quantique (MQ) on considère aussi un champ de zéro *virtuel*, qui aurait la même densité spectrale. Cependant, ici le CDZ est réel.

Braffort et Tzara [5] ont étudié le comportement d'un oscillateur harmonique soumis à l'action du CDZ. Ils ont trouvé des résultats équivalents à ceux de la MQ. On peut considérer que leur travail a jeté les bases de l'Electrodynamique Stochastique (EDS). De nombreux résultats obtenus en EDS ont leurs équivalents en MQ. Quand on veut comparer les résultats de l'EDS à ceux de la M.Q. on fait $K = \hbar$.

L'équation du mouvement de l'oscillateur harmonique non relativiste s'écrit

$$-\frac{2e^2}{3c^3} \cdot \dddot{x} + m \cdot \ddot{x} + k \cdot x = e \cdot E(t) \tag{7}$$

où $E(t)$ est la composante électrique du CDZ.

On peut, en multipliant les deux membres de l'éq. (7) par $\dot{x}$ et en prenant la moyenne par rapport au temps, obtenir l'équation suivante [6]

$$\frac{2e^2}{3c^3} \cdot \overline{\ddot{x}^2} = e\overline{(\dot{x} \cdot E)} \tag{8}$$

$e\overline{(\dot{x} \cdot E)}$ est l'énergie moyenne par unité de temps cédée par le CDZ à l'oscillateur harmonique. Ce dernier restitue par rayonnement cette énergie au CDZ, comme l'indique le terme $2e^2/3c^3 \cdot \overline{\ddot{x}^2}$.

L'énergie impliquée dans un évènement microphysique provient *in fine* du CDZ, auquel, éventuellement, elle doit retourner, directement ou par de processus intermédiaires.

La propriété de l'absorbeur que possède le CDZ est ainsi mise en évidence. Dans le cas de l'oscillateur harmonique, seul système considéré en présence du CDZ, l'équilibre entre énergie reçue et rayonnée conduit à un mouvement stationnaire-en-moyenne.

On peut montrer aussi [7] que le terme $-2e^2/3c^3 \cdot \dddot{x}$ correspond à une dissipation *liée* à l'existence du CDZ.

L'éq. (7) n'est pas de celles que l'on traite habituellement quand on considère une dissipation. On peut approximer l'éq. (7) par

$$m \cdot \ddot{x} + \frac{2e^2}{3c^3} \cdot \omega_0^2 \cdot \dot{x} + m \cdot \omega_0^2 \cdot x = e \cdot E(t) \tag{9}$$

L'éq. (9) est celle d'un oscillateur harmonique amorti soumis à une f.é.m. fluctuante ayant un terme d'amortissement dérivé du terme $2e^2/3c^3 \cdot \dddot{x}$. L'éq. (9) satisfait à la propriété qu'ont ce type d'équations, à savoir : la densité spectrale de la force fluctuante, à la fréquence de résonance du système, s'obtient en prenant 4 fois le produit du coefficient de dissipation (ici $2e^2/3c^3 \cdot \omega_0^2$) par l'énergie moyenne totale (ici $1/2K\omega_0$). On retrouve l'éq. (6).

Références

[1] D.M. Menzel, *Mathematical Physics,* Dover Publications, 1961. R.P. Feynman, The Feynman Lectures in Physics, **Vol. II,** Reading (Mass) 1965.
[2] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **A167** (1968), p. 148.
[3] J.A. Wheeler et R.P. Feynman, Rev. Mod. Phys. **17** (1945), p. 157.
[4] H. Tetrode, Z. Phys. **10** (1922), p. 377.
[5] P. Braffort et C. Tzara, Comptes Rendus Acad. Sci. **239** (1954), p. 1779.
[6] M. Surdin, Int. J. Theor. Phys. **8** (1973), p. 183.
[7] M. Surdin, Ann. Fond. L. de Broglie **2** (1977), p. 119.