

Réflexions sur la Mesure en EDS

Maurice SURDIN

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

RESUME. L'EDS étant une théorie classique, on serait tenté de lui appliquer les concepts de la mesure de la Physique Classique. Toutefois, les réflexions qui suivent montrent qu'il n'en est rien.

1 Introduction.

L'EDS étant une théorie classique on serait tenté de lui appliquer la thèse avancée par Jammer [1], à savoir : "...Ceci permet d'"objectiviser" la physique classique, c'est-à-dire de traiter ses processus indépendamment des observations et d'ignorer le rôle de l'observateur". Ce qui suit montre qu'il n'en est rien. On se limitera ici à présenter quelques remarques introductives, leur développement est réservé à une publication ultérieure.

Commençons par affirmer qu'un processus physique n'existe pas tant qu'il n'a pas été détecté. Cette remarque est valable aussi bien en macro qu'en microphysique. Pour l'illustrer on considère deux exemples :

- en macrophysique, soit une source d'énergie électrique ; on ne peut affirmer son existence que si on mesure, par exemple, sa f.é.m. Une telle mesure est effectuée à l'aide d'un voltmètre qui constitue dans ce cas le récepteur.
- en microphysique on ne peut affirmer qu'une source a émis un rayonnement tant qu'on ne l'a pas détecté. Ici, encore, c'est le détecteur qui constitue le récepteur du rayonnement.

On peut avec Tetrode [2], d'une part et Wheeler et Feynmann [3], d'autre part, énoncer le principe suivant :

L'émission d'un rayonnement n'a lieu que s'il existe un absorbeur pour l'absorber.

Incidentement, c'est la théorie de l'absorbeur de Wheeler et Feynmann [3] qui a été le point de départ de l'EDS pour Braffort et Tzara [4].

Le principe ci-dessus s'applique aussi bien en macro qu'en microphysique. En macrophysique on peut l'illustrer par l'exemple suivant : Soit un émetteur d'ondes é.m. couplé à une ligne de transmission, par exemple un guide d'ondes - il s'agit d'ondes centimétriques. Si le guide d'ondes est terminé par un court-circuit, la source n'émet pas car la "charge résistive" est nulle. Autrement dit, en l'absence d'un absorbeur l'émission à la source n'a pas lieu. Une variante intéressante se présente dans le cas où la ligne de transmission est très longue. La source émet pendant l'intervalle de temps nécessaire pour l'onde de faire l'aller et retour jusqu'au court-circuit. Cet intervalle de temps sert à établir un système d'ondes stationnaires qui "informe" la source de l'absence d'une charge résistive, ce qui entraîne la cessation de l'émission. Avec l'interconnexion des réseaux de distribution électrique, les distances source-récepteur ou celle d'une source à une autre source de 1500 kms sont possibles. L'intervalle de temps, aller et retour, serait alors de 10^{-2} sec, c'est-à-dire la durée d'une demi-période pour une distribution à 50 Hz. Des problèmes, en particulier, de synchronisation peuvent alors se poser. En microphysique, en l'absence d'un absorbeur donc d'un détecteur de rayonnement, on ne peut affirmer que l'émission a eu lieu. Ici l'information concernant la présence ou l'absence de l'absorbeur est transmise à la source par le Champ de Zéro (CDZ). Une illustration frappante de cette notion est donnée dans le cas des expériences du type EPR. On a vu [5] que non seulement cette information est transmise par le CDZ mais que l'émission de la source dépend de l'état du récepteur. Dans l'expérience considérée c'est l'état de l'analyseur qui détermine certaines propriétés du rayonnement émis.

En l'absence d'un absorbeur matériel on peut envisager un échange "émission-absorption" entre la source et le CDZ. Comme on sait le CDZ est omniprésent et que sa densité spectrale est donnée par

$$\epsilon(\omega)d\omega = \frac{K \omega^3 d\omega}{\pi c^3} \quad (1.1)$$

où K est une constante ayant les dimensions d'une action. Si on veut comparer les résultats de l'EDS à ceux de la M.Q. on fait $K = \hbar$.

L'éq(1.1) donne la densité moyenne autour de laquelle des fluctuations sont possibles. En particulier, si le rayonnement é.m. du CDZ est absorbé par un atome, ce rayonnement doit être restitué, directement ou par des processus intermédiaires, au CDZ. Comme ces échanges ne sont pas observables ce seraient des processus virtuels.

2. Le paquet d'ondes élémentaire.

Habituellement on considère que l'émission d'un rayonnement, due au passage de l'électron (par exemple pour l'atome d'hydrogène) d'une orbite d'ordre n à l'état fondamental, est monochromatique. Toutefois, en EDS, du fait du CDZ, les "orbites" électroniques permises ont une largeur naturelle [6], le rayonnement émis se fait sous forme d'un paquet d'ondes ayant une largeur naturelle minimale. Dans la pratique, du fait de l'agitation thermique et de l'effet Doppler, la raie est davantage élargie. Un tel paquet est caractérisé par sa fréquence nominale ν , donc par son énergie et par la largeur de la raie $\Delta\nu$. Dans le vide un tel paquet se propage d'une façon cohérente, c'est-à-dire que ν et $\Delta\nu$ se conservent au cours du temps. Un tel paquet est considéré comme une entité fondamentale et indivisible, en particulier, si on interpose sur son parcours une lame semi-transparente, le paquet d'ondes est réfléchi ou bien il traverse la lame, mais ne se divise pas. Ce paquet d'ondes est noté ADNI (en anglais : Archetypal Definite Normalized Impulse).

3. Le coût d'une mesure.

On définit le coût d'une mesure comme suit : c'est le rapport de l'énergie absorbée par l'appareil de mesure à l'énergie totale impliquée dans le processus considéré.

En macrophysique on peut rendre, en principe, ce coût aussi petit -négligeable- que l'on veut. Il n'en est pas de même en microphysique. Si on considère que des événements ne faisant intervenir que le rayonnement é.m., on se propose, en général, de mesurer les propriétés (ν , $\Delta\nu$, le temps d'arrivée, etc.) relatives à un adni. Dans ce cas on conçoit que la "mesure" correspond à la disparition de l'adni. Le coût ici est égal à 1.

Pour diminuer le coût on pourrait imaginer que par un artifice on puisse prélever sur un "ensemble également préparé" une fraction utilisée pour la mesure. Toutefois, si on tient compte de ce qui a été dit plus haut concernant l'absorption, pour qu'il y ait une équivalence entre la fraction prélevée et l'ensemble il faut non seulement qu'il soit "également préparé" mais aussi qu'il soit "également absorbé". Il résulte qu'en microphysique dans toutes les configurations le coût de la mesure est égal à 1.

4. Le transducteur.

Comme nos sens ne peuvent pas effectuer les mesures relatives à un adni on a recours à un dispositif qui "transforme" un adni en une entité mesurable, directement ou après amplification. Dans l'expérience [5] fig. 1 le dispositif utilisé est la photocathode ; elle transforme un adni en un électron qui est détecté, éventuellement après amplification.

On appelle **transducteur** un tel dispositif. Le fonctionnement d'un transducteur est non linéaire, c'est-à-dire que son opération, considérée plus haut, consiste en la disparition d'un adni et l'apparition concomitante d'un électron libre. Le rendement d'un transducteur est généralement inférieur à 1, c'est-à-dire qu'il faut plus d'un adni pour créer un électron libre.

L'importance d'un transducteur a déjà été signalée par Louis de Broglie [7].

5. Applications.

On va appliquer les considérations ci-dessus à l'analyse de la mesure dans deux expériences.

On considère, tout d'abord, l'expérience du type EPR [5] citée plus haut. On peut distinguer deux types de réactions du récepteur sur l'émetteur

- le récepteur agit sur la source, généralement, pour modifier d'une façon subtile une propriété du rayonnement émis. Ici il s'agit de déterminer le plan de polarisation du rayonnement é.m. émis. En effet, l'angle de polarisation de l'analyseur (le récepteur) détermine le plan de polarisation du rayonnement é.m. du CDZ qui arrive sur la source. Ce rayonnement stimule

l'émission de la source sur la fréquence ν_1 et dont le plan de polarisation est le même que celui du rayonnement stimulant extrait du CDZ. On est confronté ici à l'action, par l'intermédiaire du CDZ, d'une partie du récepteur sur une propriété du rayonnement émis par la source.

- le récepteur n'a d'autre action sur la source que de lui servir d'absorbeur. C'est le rôle de la photocathode. Il s'agit ici de détecter l'arrivée sur cette photocathode d'un adni et de noter l'instant de son arrivée afin de pouvoir effectuer des coïncidences.

Si l'on tient compte de la définition, donnée plus haut, de l'adni on peut, utilisant la transformation de Fourier, le considérer comme une impulsion d'énergie é.m. dont le temps d'établissement est Δt . D'après Fourier on a

$$\Delta t \cdot \Delta \nu = 1 \quad (5.1)$$

d'où

$$\Delta t \cdot 2\pi K \Delta \nu = 2\pi K \quad (5.2)$$

ou encore

$$\Delta t \cdot \Delta E = 2\pi K \quad (5.2a)$$

C'est la relation de Heisenberg (pour l'EDS voir [8]).

On l'interprète comme suit : l'indétermination sur l'instant de l'arrivée de l'adni sur la photocathode est Δt . Cette indétermination est liée à l'indétermination sur l'énergie $\Delta E = K \Delta \omega$ par l'éq (5.2). C'est le processus de mesure qui donne ici un sens physique à la relation de Heisenberg.

Calculons l'ordre de grandeur de Δt pour la raie rouge de Cadmium ($\lambda = 6438 \text{ \AA}$, avec $\Delta \lambda = 0,013 \text{ \AA}$). On trouve $\Delta t = 10^{-9}$ sec. (C'est aussi l'ordre de grandeur du temps de résolution des photomultiplicateurs les plus rapides).

On considère maintenant une expérience où l'on se propose de mesurer l'impulsion p . Or cette grandeur, en particulier pour un adni, n'est pas mesurable directement. On la déduit de la mesure de la longueur d'onde λ du rayonnement considéré, en utilisant l'équation de Louis de Broglie

$$p = \frac{2\pi K}{\lambda} = \frac{2\pi K \nu}{c} \quad (5.3)$$

Surdin [9] a montré qu'en général l'onde de de Broglie a des propriétés d'une onde électromagnétique spéciale. Pour un adni cette onde est l'onde é.m. maxwellienne.

De l'indétermination sur l'énergie $\Delta E = 2\pi K \Delta\nu$ résulte une indétermination sur l'impulsion Δp , d'où par (5.3) on a

$$c \cdot \Delta p = 2\pi K \Delta\nu \quad (5.4)$$

Combinant les équations (5.4) et (5.1), on obtient

$$c \cdot \Delta t \cdot \Delta p = 2\pi K \quad (5.5)$$

Or $c \cdot \Delta t = \Delta x$, c'est l'indétermination, à un instant quelconque, sur la position de l'adni. D'où, finalement

$$\Delta x \cdot \Delta p = 2\pi K \cdot B \cdot 11.R (4), (1986) \quad (5.6)$$

C'est, de nouveau, la relation de Heisenberg.

On l'interprète ici comme suit : pour déterminer p on mesure λ , par exemple avec un interféromètre de Michelson. Du fait de l'indétermination sur l'énergie de l'adni on aura une indétermination sur la position du miroir mobile donnée par Δx , celle-ci est liée à l'indétermination sur p par la relation de Heisenberg.

6. Commentaire.

De ce qui précède on voit que les équations mathématiques décrivant le processus de la mesure doivent tenir compte de la source et de l'absorbeur en précisant la nature du transducteur. Dans de nombreux cas on peut simplifier les équations en procédant à des approximations. Ainsi, on peut obtenir les informations théoriques décrivant le système de franges dans l'expérience des trous de Young sans préciser la nature du transducteur.

Le concept de l'adni permet, dans le cadre de l'EDS, de s'affranchir des problèmes posés par la dualité onde-particule. L'explication des expériences du type "choix retardé" (delayed choice experiments [10]) ne présente aucune difficulté.

On voit aussi que c'est l'observateur qui décide des grandeurs qu'il s'agit de mesurer et qui détermine la technologie appropriée. Mais sa conscience

n'intervient pas dans le processus de la mesure.

Références.

- [1] M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics*, J. Wiley & Sons 1974.
- [2] H. Tetrode, *Z. Physik* **10**, (1922) 317.
- [3] J.A. Wheeler et R.P. Feynman, *Rev. Mod. Phys.* **17**, (1945) 157.
- [4] P. Braffort et C. Tzara, *C.R. Acad. Sci. (Paris)* **239**, (1954) 1779.
- [5] M. Surdin, *Ann. Fond. Louis de Broglie* **11** (1986) 319
- [6] M. Surdin, *Ial J. Theoret. Phys.* **9** (1974) 185
- [7] L. de Broglie, *La Théorie de la Mesure en Mécanique Ondulatoire*, Gauthier Villars, Paris 1957.
- [8] M. Surdin, *Ial J. Theoret. Phys.* **8** (1973) 183.
- [9] M. Surdin, *Ann. Fond. Louis de Broglie* **4** (1979) 139.
- [10] W.C. Wickes, C.O. Alley et O. Jakubowicz, *Quantum Theory and Measurement*, J.A. Wheeler and W.H. Zurek Eds Princeton Univ. Press 1983.

(Manuscrit reçu le 15 mai 1986)