Interpréter la Physique Quantique

Cours d'interpretation de la théorie quantique des champs

Sébastien Fauvel

Remerciements

Avant-propos

Les programmes de physique quantique des premier et second cycles universitaires, généralement organisés autour des thématiques “mécanique quantique”, “optique quantique”, “physique des particules”, “théorie statistique des champs” et “matière condensée”, laissent peu de place aux questions d’interprétation, pourtant passionnantes, soulevées par la théorie quantique. Les raisons en sont multiples. Manque de temps sans doute, priorité étant donnée à la transmission des outils et techniques de calcul, souvent très élaborés, ainsi qu’à celle de l’impressionnant corpus expérimental établi depuis la seconde moitié du XX$^{\text{ème}}$ siècle. Mais question de tradition également. La ligne pédagogique adoptée en France étant résolument non dogmatique, les éléments de formalisme mathématique de la théorie quantique sont introduits de manière très progressive, en s’appuyant sur les expériences fondatrices qui justifient l’usage qui en est fait, retraçant en cela les étapes de leur élaboration historique. La place logique d’un cours d’interprétation de la théorie quantique serait dès lors en fin de parcours, une fois le formalisme intégralement posé. Or, c’est dès les premiers contacts avec la mécanique quantique que le besoin d’une interprétation physique se fait sentir. C’est pour répondre à cette situation, parfois délicate pour les étudiants comme pour les enseignants, que le présent ouvrage a été conçu. Cours d’accompagnement pouvant être abordé à tout niveau d’études, il s’attache à présenter une interprétation de référence de la théorie quantique, mais également à dégager les notions clés permettant de mettre en perspective les nombreuses interprétations alternatives, plus ou moins populaires, qui ont été dévelopées depuis ses origines. Pour rendre les choses pleinement explicites, une régularisation physique de la théorie quantique des champs sert de base à cette interprétation, mais il n’est nullement nécessaire d’en saisir tous les détails mathématiques pour en comprendre l’interprétation physique. Ce cours d’interprétation ne saurait néanmoins se substituer à un cours intégral de physique quantique, ni à la connaissance des faits expérimentaux. Il n’en est que le complément qui, je l’espère, permettra aux lecteurs d’apprécier pleinement, au-delà du pur formalisme, toute la portée de la théorie quantique.

Bâle, Septembre 2014
Sébastien Fauvel

Table des matières

I Préliminaires épistémologiques 1

1 Qu'est-ce qu'interpréter ? 2

1.1 Interpréter des observations 2

1.2 Interpréter une théorie effective 2

1.3 Interpréter une théorie fondamentale 2

2 Que puis-je connaître ? 3

2.1 L'impasse solipsiste 3

2.2 L'objectivisme fondateur 3

2.3 La connaissance dans un monde aléatoire 3

II Modéliser le monde matériel 5

3 Régulariser la théorie quantique des champs 6

3.1 Inexistence d'une théorie quantique des champs 6

3.2 Régularisation physique maximale 6

3.3 L'espace physique 6

4 L'espace des états quantiques 7

4.1 Etats localisés du champ 7

4.2 Opérateurs de création et d'annihilation 7

4.3 Ondes planes 7

5 Interactions physiques 8

5.1 Evolution hamiltonienne 8

5.2 Représentation d'interaction 8

5.3 Développement perturbatif 8

III Modéliser le monde mental 9

6 L'expérience subjective 10
6.1 Conscience déclarative 10
6.2 Subconscient 10
6.3 Expérience subjective 10

7 Le champ d'expériences subjectives 11
7.1 Objectivation des expériences subjectives 11
7.2 Réalisation physique d'un état mental 11
7.3 Indiscernabilité des sujets 11

8 Interactions psycho-physiques 12
8.1 Dynamique stochastique 12
8.2 Mesure quantique 12
8.3 Décohérence quantique 12

IV Applications 13

9 Electrodynamique quantique 14
9.1 Opérateurs de charge, de courant et de potentiel 14
9.2 Hamiltonien d'interaction 14
9.3 Exemple : La section efficace de Rutherford 14

10 Théorème de réincarnation 15
10.1 Un théorème de récurrence des états mentaux 15
10.2 Démonstration 15
10.3 Discussion 15

V Conclusion 17

VI Appendices 21

A Fonctions usuelles 22
A.1 La fonction sinus cardinal 22
A.2 La fonction esinc 22
A.3 La fonction δ de Dirac 23

B Matrices de Dirac et de Pauli 24
B.1 Matrices de Pauli 24
B.2 Matrices de Dirac 24

C Opérateurs spinoriels **26**
C.1 Opérateurs de polarisation photoniques 26
C.2 Opérateurs d'antisymétrisation fermioniques 26
C.3 Opérateurs spinoriels de Dirac 26

Première partie

Préliminaires épistémologiques

Chapitre 1

Qu'est-ce qu'interpréter ?

1.1 Interpréter des observations

1.2 Interpréter une théorie effective

1.3 Interpréter une théorie fondamentale

Chapitre 2

Que puis-je connaître ?

2.1 L'impasse solipsiste

2.2 L'objectivisme fondateur

2.3 La connaissance dans un monde aléatoire

Deuxième partie

Modéliser le monde matériel

Chapitre 3

Régulariser la théorie quantique des champs

> La première approximation que nous serons amenés à faire concerne l'existence même de la théorie.
>
> John Collins,
> *Renormalisation* [4]

3.1 Inexistence d'une théorie quantique des champs

3.2 Régularisation physique maximale

3.3 L'espace physique

Chapitre 4

L’espace des états quantiques

4.1 Etats localisés du champ

4.2 Opérateurs de création et d’annihilation

4.3 Ondes planes

Chapitre 5

Interactions physiques

5.1 Evolution hamiltonienne

5.2 Représentation d'interaction

5.3 Développement perturbatif

Troisième partie

Modéliser le monde mental

Chapitre 6

L'expérience subjective

6.1 Conscience déclarative

6.2 Subconscient

6.3 Expérience subjective

Chapitre 7

Le champ d'expériences subjectives

7.1 Objectivation des expériences subjectives

7.2 Réalisation physique d'un état mental

7.3 Indiscernabilité des sujets

Chapitre 8

Interactions psycho-physiques

8.1 Dynamique stochastique

8.2 Mesure quantique

8.3 Décohérence quantique

Quatrième partie

Applications

Chapitre 9

Electrodynamique quantique

9.1 Opérateurs de charge, de courant et de potentiel

9.2 Hamiltonien d'interaction

9.3 Exemple : La section efficace de Rutherford

Chapitre 10

Théorème de réincarnation

10.1 Un théorème de récurrence des états mentaux

10.2 Démonstration

10.3 Discussion

Cinquième partie

Conclusion

Interpréter la physique quantique, nous l'avons vu, n'est pas une tâche aisée, tant les questions que cela soulève aussi bien sur le plan mathématique, épistémologique ou même métaphysique sont nombreuses, mais cela est loin d'être impossible, et l'enjeu est d'importance : Il s'agit de nous émanciper du déterminisme de la physique classique – qui sert encore de paradigme dans de nombreux domaines de la science, comme par exemple en psychologie behavioriste – et de défendre une certaine idée du monde et de l'existence, holistique, supra-individuelle, centrée sur la notion de processus physique (l'être) plutôt que de propriété physique (l'avoir). Au-delà du simple domaine de la science, les enjeux sont culturels, sociaux, politiques. Pour conclure ce cours d'interprétation, j'aimerais donc prendre un peu de recul et rechercher les causes profondes, culturelles, structurales, de notre difficulté à appréhender les phénomènes quantiques.

La physique classique, si elle a connu un formidable essor à la Renaissance, reste néanmoins proche des idées qu'avançait déjà un atomiste grec comme Démocrite dans l'Antiquité. Pour retracer les origines des représentations classiques du monde mises à mal aujourd'hui par l'observation des phénomènes quantiques, c'est donc à un saut dans le temps bien plus ambitieux encore que nous sommes conviés. Ne craignons pas de raviver le mythe de l'Age d'Or, et paraphrasons ce qu'écrivait déja Jean-Jacques Rousseau au XVIII$^{\text{ème}}$ siècle dans *Emile ou De l'éducation*. Les hommes furent chassés du paradis le jour où le premier d'entre eux déclara : "Ce champ, c'est moi qui l'ai cultivé, et la récolte m'appartient." Cela s'est passé au début du néolithique, il y a environ 11 000 ans, quelque part au Proche-Orient. Depuis lors, ce mode de vie et ce modèle de pensée ont progressivement supplanté le nomadisme des chasseurs-cueilleurs du mésolithique partout dans le monde. Il n'est malheureusement pas possible d'avancer davantage que de simples spéculations sur l'influence que cette évolution du mode de vie a pu avoir sur les représentations que les hommes se font d'eux-mêmes, du monde et de la place qu'ils y occupent. Je crois néanmoins pouvoir affirmer que c'est à ce tournant de l'histoire de la pensée humaine que se sont établies les représentations du monde physique qui nous rendent aujourd'hui si difficile la compréhension des phénomènes quantiques.

Il est possible de voir dans le champ agricole l'antithèse du champ quantique, considérés bien entendu comme des métaphores, d'une part du mode de pensée qui se développe dans une société paysanne sédentaire, et d'autre part des représentations du monde qui découlent de l'observation des phénomènes quantiques. En effet, le principal obstacle au développement d'une intuition quantique est ce que j'appellerai la réification du monde : Cette idée que le monde soit constitué d'objets limités dans l'espace, possédant certaines propriétés physiques déterminées et pouvant par là être conçus, du moins en principe, comme menant une existence propre, isolée du reste du monde. C'est l'idée que matérialisent le champ agricole et sa clôture, en particulier lorsque l'on considère que ce qu'il y pousse est le produit du travail agricole qu'on y a fourni, et non le fruit des processus à l'œuvre au sein de l'écosystème dont il fait partie. Considérer l'objet en faisant abstraction du reste du monde est une approche de nature analytique, visant à la compréhension du tout à partir de celle de ses parties. C'est peut-être une abstraction commode et efficace dans la vie de tous les jours, mais elle est parfaitement irréconciliable avec les observations expérimentales de la violation des inégalités de Bell, qui ne fait plus de doute depuis les travaux d'Alain Aspect sur la question : Les propriétés physiques d'un "objet", si tant est que cette notion ait un sens, ne peuvent pas être mesurées sans modifier instantanément les propriétés physiques de tous les objets qui ont interagi avec lui par le passé, à quelque distance qu'ils se trouvent. C'est le phénomène d'intrication quantique, qui unit par exemple deux objets situés dans une même pièce par le simple fait que l'un absorbe la lumière que l'autre diffuse. De proche en proche, ce ne sont pas seulement deux objets, mais c'est l'univers dans son ensemble, ou du moins de gigantesques domaines de la taille de l'univers visible, qui forme un unique "objet quantique intriqué" : Ses parties ne possèdent pas en général de propriétés physiques en propre, en ce sens que leurs propriétés physiques peuvent être modifiées drastiquement et à tout moment par une mesure effectuée sur une toute autre partie de l'univers.

Prenons un exemple concret, et d'actualité, pour illustrer cela : Une centrale nucléaire japonaise connaît une avarie, et des atomes radioactifs sont libérés en grand nombre dans l'atmosphère et dans les océans. Ces atomes, rappelons-le, sont par nature dans un état permanent de superposition quantique, comprenant un état non désintégré et différents états à tous les stades du processus de désintégration, l'amplitude de probabilité de l'état non désintégré diminuant avec le temps. Ces atomes se propagent tout autour du globe par convexion, poussés par vents et marées, et se délocalisent quantiquement par diffusion sur les molécules du fluide qui les entoure. Ce processus de délocalisation se traduit dès lors, par exemple, par le fait qu'un champ (agricole) quelconque se trouve lui aussi dans un état de superposition quantique, comprenant un état dans lequel le champ ne contient aucun atome radioactif, ainsi que des états dans lesquels il contient un nombre n quelconque d'atomes radioactifs. La loi de probabilité $P(n)$ associée à ce nombre d'atomes est une propriété physique du champ, elle définit sa radioactivité (ou du moins la contribution à sa radioactivité due à la contamination). Mais en raison de l'intrication quantique liée à ce phénomène de délocalisation, cette propriété n'est pas quelque chose qui dépend uniquement du champ, ou qui pourrait en dépendre uniquement si l'on isolait le champ de toute interaction avec le reste du monde. En effet, supposons par exemple qu'à ce moment-là, un membre de la CRIIRAD se promène à une certaine distance de ce champ, un compteur Geiger à la main. Lorsque son compteur bippe, la délocalisation des atomes susceptibles d'avoir provoqué ce bip par désintégration se réduit instantanément par le processus de réduction du paquet d'ondes, et l'atome désintégré se relocalise au voisinage du compteur Geiger. L'amplitude de probabilité décrivant alors la délocalisation de l'atome désintégré autour du compteur Geiger varie essentiellement avec la distance, reflétant l'amplitude de probabilité avec laquelle l'atome radioactif était susceptible de faire bipper le compteur. En tout état de cause, cet atome désintégré n'est plus délocalisé dans le champ, si bien que la loi de probabilité $P(n)$ s'en trouve changée en une nouvelle loi $P'(n)$. Les propriétés physiques du champ – sa radioactivité – sont donc bien modifiées par une action parfaitement extérieure à lui et sans la moindre interaction avec lui. Il est donc impossible d'isoler le champ du reste du monde pour faire de sa radioactivité une propriété intrinsèque, qui évoluerait indépendamment des événements du monde extérieur. Il est donc vain d'essayer de décrire physiquement l'évolution du champ en faisant abstraction du reste du monde. L'approche analytique – l'explication du tout à partir de celle de ses parties – trouve là sa limite, et les abstractions sur lequelles elle se fonde se révèlent stériles : Le champ ne peut pas être conçu comme un objet menant une existence autonome.

Cette discussion peut sembler académique, tant les fluctuations quantiques de la radioactivité du champ sont minimes. Néanmoins, sur le plan qualitatif, on ne manquera pas de remarquer qu'elle remet en cause un certain nombre de mythes fondateurs de la civilisation marchande. Supposez un instant que vous souhaitiez acquérir ce champ à un certain prix. Il est bien évident que la valeur d'usage du champ dépendra de sa radioactivité, mais comme nous l'avons vu, l'évolution de celle-ci n'est pas déterminée par le champ lui-même, dont l'état quantique est intriqué avec celui du reste du monde. Il existe donc ce que l'on pourrait appeler un "risque quantique résiduel" : Le risque d'une fluctuation quantique de la radioactivité du champ, provoquée par des événements qui lui sont parfaitement extérieurs, et susceptible de ruiner sa valeur d'usage à tout moment. Dans le fond, c'est l'idée même qu'il soit possible, en principe, de posséder certains objets et de leur préserver certaines propriétés leur conférant une certaine valeur, qui se révèle être un mythe ou, disons, une convention sociale sans fondement physique. On comprend peut-être mieux les difficultés de la physique quantique et de son interprétation à devenir partie intégrante de notre culture si l'on se représente cet aspect subversif des représentations du monde qu'elle véhicule. Sans vouloir suivre une approche marxisante, il est bien évident que cette remise en cause de principe de la notion de propriété présente un aspect politique. En effet, de ce point de vue, le seul rapport de propriété susceptible de s'exercer en accord, et non en opposition, avec la réalité quantique, est la propriété collective, dans la mesure où elle est la propriété d'un ensemble d'objets qui, bien qu'intriqués entre eux, ont des propriétés physiques bien définies dans leur ensemble. La propriété collective serait donc un état "naturel", en ce sens qu'elle correspondrait, sinon à la nature sociale de l'homme, du moins à la nature intriquée de la réalité physique à un niveau fondamental. Interpréter la physique quantique, qu'on le veuille ou non, en devient un acte politique, et sa vulgarisation, toutes proportions gardées, est une (modeste) atteinte portée aux intérêts conservateurs du capital.

Sixième partie

Appendices

Annexe A

Fonctions usuelles

A.1 La fonction sinus cardinal

Pour des raisons de simplicité, nous adopterons dans ce cours la convention suivante pour définir la fonction sinus cardinal :

$$\operatorname{sinc}(X) := \begin{cases} 1 & \text{en } X = 0 \\ \sin(\pi X)/(\pi X) & \text{pour } X \in \mathbb{R}^* \end{cases}$$

Notez la présence du facteur π qui est généralement absent des définitions usuelles. Nous rencontrerons cette fonction sous la forme intégrale suivante, où vous aurez reconnu une transformation de Fourier :

$$\operatorname{sinc}(X) = \frac{1}{X} \int_{-X/2}^{X/2} \exp(\mathrm{i}2\pi x)\, \mathrm{d}x$$

Celle-ci est normalisée à l'unité par :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sinc}(X)\, \mathrm{d}X = 1$$

A.2 La fonction esinc

Plus encore que le sinus cardinal lui-même, défini plus haut à l'annexe A.1, c'est la fonction suivante qui nous sera utile lors des développements perturbatifs :

$$\operatorname{esinc}(X) := \exp(\mathrm{i}\pi X) \operatorname{sinc}(X)$$

Nous la rencontrerons sous la forme intégrale suivante, où vous reconnaîtrez à nouveau une transformation de Fourier :

$$\operatorname{esinc}(X) = \frac{1}{X} \int_{0}^{X} \exp(\mathrm{i}2\pi x)\, \mathrm{d}x$$

Vous pourrez vérifier que, pour tout $X \in \mathbb{R}^*$, elle peut se mettre sous la forme canonique :

$$\mathrm{esinc}\,(X) = \frac{\sin 2\pi X}{2\pi X} + \mathrm{i}\frac{1-\cos 2\pi X}{2\pi X}$$

Vous en déduirez la propriété d'antisymétrie :

$$\mathrm{esinc}\,(-X) = \overline{\mathrm{esinc}\,(X)}$$

ainsi que son intégrale :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{esinc}\,(X)\,\mathrm{d}X = \frac{1}{2}$$

A.3 La fonction δ de Dirac

Toujours dans le cadre de développements perturbatifs, nous rencontrerons deux familles de fonctions convergeant, lorsque $t - t_0 \to +\infty$, vers la distribution δ introduite par Paul Dirac dans ses *Principes de la Mécanique Quantique* [5] :

$$\begin{aligned}
\delta^{(1)}_{t-t_0}\,(E) &:= \frac{t-t_0}{\mathrm{h}}\mathrm{sinc}\left(\frac{t-t_0}{\mathrm{h}}E\right) \\
\delta^{(2)}_{t-t_0}\,(E) &:= \frac{t-t_0}{\mathrm{h}}\mathrm{sinc}\left(\frac{t-t_0}{\mathrm{h}}E\right)^2
\end{aligned}$$

Ces fonctions sont exprimées ici à l'aide du sinus cardinal, défini plus haut à l'annexe A.1. Notons au passage qu'elles sont liées par la relation :

$$\delta^{(1)}_{t-t_0}\,(E)^2 = \frac{t-t_0}{\mathrm{h}}\delta^{(2)}_{t-t_0}\,(E)$$

Il peut être utile de rappeler que la convergence au sens des distributions signifie ici que, pour toute fonction continue ϕ à support compact (c'est-à-dire nulle en dehors d'un segment donné), nous avons :

$$\lim_{t-t_0\to+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \delta^{(1)}_{t-t_0}\,(E)\,\phi(E)\mathrm{d}E = \phi(0)$$

$\phi(0)$ étant par définition l'action de la distribution de Dirac sur ϕ. Vous pourrez le démontrer aisément en utilisant la propriété de continuité de ϕ en 0, ce qui permet d'établir un encadrement de l'intégrale sur le domaine$[-\mathrm{h}/(t-t_0), \mathrm{h}/(t-t_0)]$ lorsque $t - t_0$ est assez grand, et d'en calculer la limite, puis en prenant en compte le fait que ϕ, en tant que fonction continue à support compact, soit bornée, ce qui permet de majorer l'intégrale sur le reste de son support.

Annexe B

Matrices de Dirac et de Pauli

B.1 Matrices de Pauli

Pour décrire le spin de l'électron dans la limite non-relativiste, Paul Dirac et Wolfgang Pauli a été amenés, indépendamment l'un de l'autre, à introduire trois automorphismes de $\mathcal{H}^2$, notés $\widehat{\sigma}_1$, $\widehat{\sigma}_2$ et $\widehat{\sigma}_3$, dont la propriété essentielle est de vérifier les relations d'anticommutation suivantes :

$$\{\widehat{\sigma}_a, \widehat{\sigma}_b\} := \widehat{\sigma}_a\widehat{\sigma}_b + \widehat{\sigma}_b\widehat{\sigma}_a = 2\delta_{a,b}\mathbb{1}$$

Il existe une infinité de familles d'automorphismes vérifiant ces relations algébriques, le choix de l'une d'entre-elles en particulier n'ayant aucune influence sur les prédictions de la théorie. La famille de matrices suivantes :

$$\sigma_1 := \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 := \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 := \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

représente canoniquement une famille d'automorphismes de $\mathcal{H}^2$ qui vérifie ces relations d'anticommutation. C'est pour cette convention que nous optons dans ce cours pour définir les matrices de Pauli.

B.2 Matrices de Dirac

De manière similaire, dans le but d'établir und équation d'onde du premier ordre décrivant la propagation libre d'un électron relativiste, Paul Dirac a été amené à introduire quatre automorphismes de $\mathcal{H}^4$, notés $\widehat{\gamma}^0$, $\widehat{\gamma}^1$, $\widehat{\gamma}^2$ et $\widehat{\gamma}^3$, dont la propriété essentielle est de vérifier les relations d'anticommutation suivantes :

$$\{\widehat{\gamma}^\mu, \widehat{\gamma}^\nu\} := \widehat{\gamma}^\mu\widehat{\gamma}^\nu + \widehat{\gamma}^\nu\widehat{\gamma}^\mu = 2g^{\mu\nu}\mathbb{1}$$

Dans cette expression, vous aurez reconnu le tenseur de Minkowski, pour lequel nous choisissons dans ce cours la signature suivante :

$$\boldsymbol{g} := diag(1, -1, -1, -1)$$

Ici encore, il existe une infinité de familles d'automorphismes vérifiant ces relations algébriques, le choix de l'une d'entre-elles en particulier n'ayant aucune influence sur les prédictions de la théorie. La famille de matrices suivantes, construites par blocs à l'aide des matrices de Pauli :

$$\gamma^0 := \begin{pmatrix} I_2 & 0 \\ 0 & -I_2 \end{pmatrix} \quad \gamma^1 := \begin{pmatrix} 0 & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^2 := \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma^3 := \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0 \end{pmatrix}$$

représente canoniquement une famille d'automorphismes de $\mathcal{H}^4$ qui vérifie ces relations d'anticommutation. C'est pour cette convention que nous optons dans ce cours pour définir les matrices de Dirac. Nous serons également amenés à faire usage de la notation vectorielle condensée :

$$\boldsymbol{\gamma} := \begin{pmatrix} \gamma^1 \\ \gamma^2 \\ \gamma^3 \end{pmatrix}$$

pour exprimer le Hamiltonien d'interaction de l'électrodynamique quantique.

Annexe C

Opérateurs spinoriels

C.1 Opérateurs de polarisation photoniques

C.2 Opérateurs d’antisymétrisation fermioniques

C.3 Opérateurs spinoriels de Dirac

Bibliographie

[1] Aspect, A. (2000). *Bell's Theorem : The naive view of an experimentalist.* In : Bertlmann, R. A. (éd.), Zeilinger, A. (éd.). *Quantum [Un]speakables – From Bell to Quantum information.* Berlin (Allemagne) : Springer, 2002.

[2] Balian, R. *La physique quantique à notre échelle.*

[3] Basdevant, J.-L., Dalibard, J. *Mécanique Quantique : Cours de l'Ecole polytechnique.*

[4] Collins, J. (1984). *Renormalization: An introduction to renormalization, the renormalization group and the operator product expansion*. Cambridge (Royaume Uni) : Cambridge University Press, 1984.

[5] Dirac, P. A. M. (1930). *The Principles of Quantum Mechanics.* Londres (Royaume-Uni) : Oxford University Press, 1930.

[6] Kragh, H. *Paul Dirac and The Principles of Quantum Mechanics.*

[7] Kragh, H. (1990). *Dirac : A Scientific Biography.* Cambridge (Royaume-Uni) : Cambridge University Press, 1990.

[8] Álvarez-Gaumé, L., Vázquez-Mozo, M. A. (2005). *Introductory Lectures on Quantum Field Theory*. arXiv :hep-th/0510040v4, 2013.

[9] Weidenbaum, J. (2014) *Ethics and the Question of Personal Identity : A Jamesean Perspective.*