Interpréter la Physique Quantique

Cours d'interpretation de la théorie quantique des champs

Sébastien Fauvel

Remerciements

Avant-propos

Table des matières

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

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

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

A.3 La fonction δ de Dirac

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, Wolfgang Pauli a été amené 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