

LP39 – ASPECT ONDULATOIRE DE LA MATIÈRE, NOTION DE FONCTION D’ONDE

18 janvier 2016

Romain BERTHELARD & Paul EPRON

"Nous ne pouvons pas faire disparaître le mystère en l'expliquant. Nous vous dirons seulement comment les choses se passent"

RICHARD FEYNMAN

Niveau : Licence

Commentaires du jury

Bibliographie

- ↗ *Dictionnaire de la physique*, **Taillet, Villain, Febvre** → Définitions
- ↗ *Mécanique quantique*, **Basdevant et Dalibard** → Expérience de Debye et Scherrer
- ↗ *Physique tout en un PC/PC**, **Sanz** → Pour tout même le café
- ↗ *Le cours de physique de Feynman*, **Feynman** → Expérience des fente d’Young
- ↗ *HANDBOOK* → Ordres de grandeur

Prérequis

- ✓ Expérience de fente d’Young
- ✓ Optique ondulatoire
- ✓ Diffraction
- ✓ Dualité onde-corpuscule du rayonnement

Expériences

- ☛ Expérience de Debye et Scherrer

Table des matières

1 Aspect ondulatoire de la matière	2
1.1 Hypothèse de de Broglie	2
1.2 Expérience de Debye et Scherrer	2
2 Description quantique de la matière	4
2.1 Fente d’Young et interprétation probabiliste	5
2.2 Fonction d’onde et interprétation de Born	5
2.3 La mesure en mécanique quantique	6
3 Dynamique de la fonction d’onde	7
3.1 Equation de Schrödinger	7
3.2 Application à la particule libre	8
3.3 Le paquet d’onde quasi-monochromatique	9

Introduction

↻ [Sanz Chp 32]

À la fin du XIX^{ème} siècle, les lois de la physique s'intègrent dans un édifice théorique général qui distingue la matière du rayonnement électromagnétique.

Matière :

- ★ Particules matérielles individualisées
- ★ État entièrement caractérisé par (\vec{r}, \vec{p})
- ★ Évolution décrite par les equations de Newton

Rayonnement électromagnétique :

- ★ Champs continus
- ★ État décrit par une infinité de variable (\vec{E}, \vec{B}) en tout point de l'espace
- ★ Évolution régi par la théorie de Maxwell

Dans ce cadre quelques phénomènes restent sans interprétation (par exemple stabilité des atomes¹). Cependant à l'aube du XX^{ème} siècle, l'étude expérimentale des interactions entre la matière et le rayonnement électromagnétique va bouleverser ce tableau et conduire à l'émergence progressive d'une nouvelle théorie, la mécanique quantique, qui va concilier les aspects ondulatoire et particulaire de la matière et du rayonnement.

↓ *Comme nous l'avons vu dans une précédente leçon sur la dualité onde corpuscule, la lumière peut être décrit parfois comme une onde et parfois comme une particule : le photon. Pouvons-nous généraliser cette dualité onde-corpuscule au particule de matière ? On parlerait alors de dualité onde-particule.*

1 Aspect ondulatoire de la matière

1.1 Hypothèse de de Broglie

↻ [Sanz Chp 32]

En 1923, Louis de Broglie émet, durant sa thèse, l'hypothèse que la dualité onde-particule est vraie et énonce :

Hypothèse de de Broglie

À une particule matérielle de quantité de mouvement p (en norme) dans le référentiel R , est associée une onde de matière de longueur d'onde λ_{DB} donnée par la relation :

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{p}$$

avec h la constante de Planck ($h = 6,63 \cdot 10^{-34} J.s$)

Soit dans l'approximation Newtonienne :

$$p = mv \rightarrow \lambda_{DB} = \frac{h}{mv}$$

↓ *Cependant, comme toujours en physique, seule l'expérience permet de valider une hypothèse. Ainsi pouvons-nous vérifier expérimentalement l'hypothèse de de Broglie ?*

1.2 Expérience de Debye et Scherrer

↻ [Basdevant Chp1/Documentation]

L'expérience de Debye et Scherrer consiste à envoyer sur une poudre de graphite un faisceau d'électrons homogénéisés obtenus par extraction à partir d'un filament métallique chauffé. On recueille les électrons, sur une plaque fluorescente. On observe deux cercles concentriques correspondant aux faisceaux diffractés par les deux différents plans

1. En effet, on sait depuis la théorie de Maxwell qu'une particule chargée subissant une accélération émet un rayonnement électromagnétique, donc perd de l'énergie, ainsi les électrons dans les atomes devraient rayonner et perdre de l'énergie jusqu'à s'écraser à la surface du noyau.

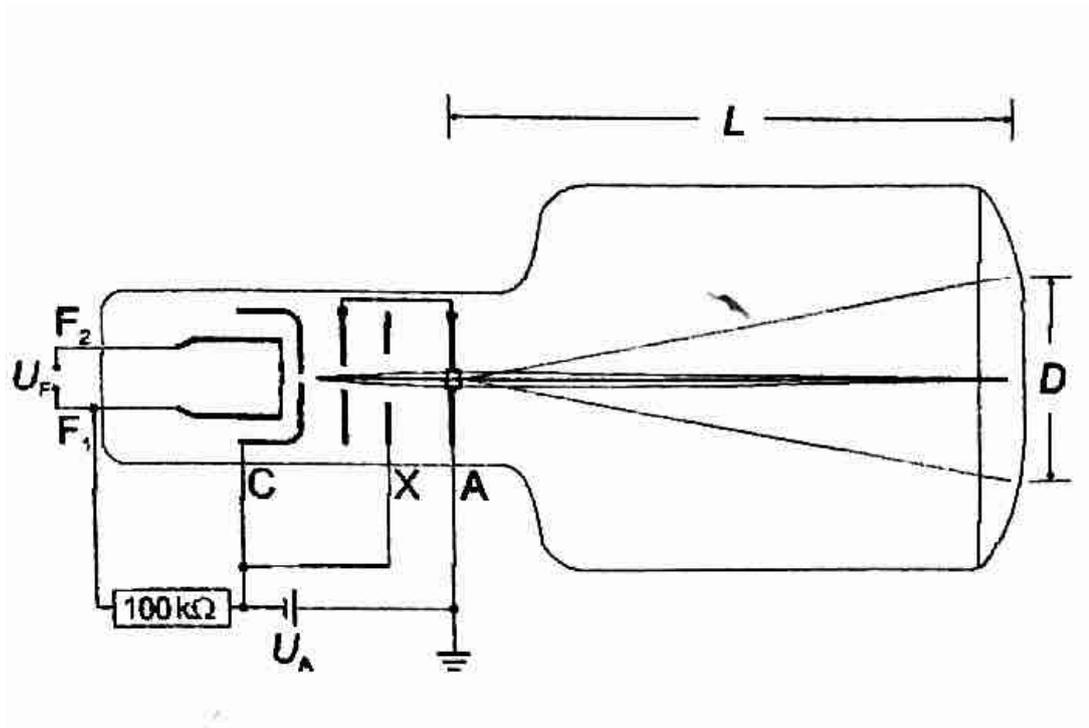


FIGURE 1 – Schémas de l'expérience de Debye et Scherrer

réticulaires du graphite. La figure de diffraction obtenue est semblable au, sens géométrique, à celle que l'on obtiendrait par diffraction de rayons X. Elle serait même superposable si λ_X , la longueur d'onde des rayons X était égale à λ_{DB} . En approchant un aimant du faisceau diffracté, on observe la déviation du faisceau prouvant qu'il est composé de particules chargées, ici des électrons.

Essayons de vérifier l'hypothèse de de Broglie avec cette expérience :

Pour une différence de potentiel de 3kV, on mesure le diamètre des deux anneaux et on trouve :

$$D_1 = 2,8 \pm 0,1 \text{ cm}$$

$$D_2 = 4,9 \pm 0,1 \text{ cm}$$

Or d'après la formule de Bragg pour la diffraction des rayons X par des plans réticulaires, la longueur d'onde de l'onde diffracté λ , l'angle θ entre le faisceau et le plan réticulaire et la distance interréticulaire d sont liés par l'équation :

$$\lambda = 2d \sin \theta \approx \frac{dD}{2L} \rightarrow \Delta \lambda = \lambda \frac{\Delta D}{D}$$

Avec $L = 135 \text{ mm}$, distance échantillon écran

$$d_1 = 213 \text{ pm}$$

$$d_2 = 123 \text{ pm}$$

L'incertitude sur L n'étant pas donnée par le constructeur et l'incertitude sur d étant très petite, je décide de les négliger devant l'incertitude sur D. En faisant un budget d'incertitude pour cette mesure on a :

Grandeurs	Sources	u	u _{tot}
L	inconnue	négligé	$u(L) \approx 0 \text{ cm}$
d		négligeable	$u(d) \approx 0 \text{ cm}$
D	erreur de référence	0.01 cm	$u(D) \approx 0.1 \text{ cm}$
	erreur de lecture	0.01 cm	
	erreur de définition	0.1 cm	

On obtient :

$$\lambda_1 = (2,21 \pm 0,08) \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

$$\lambda_2 = (2,23 \pm 0,08) \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

$$\rightarrow \lambda \approx \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = (2,22 \pm 0,08) \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

Or d'après l'hypothèse de de Broglie :

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{p} \quad \text{or} \quad \frac{p^2}{2m} = eU$$

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}} \quad \text{avec } m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\lambda_{DB} = 2,4 \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

L'hypothèse de de Broglie semble vérifiée par cette expérience. Évidemment pour valider cette hypothèse rigoureusement, il faudrait faire des mesures bien plus précises et nombreuses. D'autres l'on fait pour nous, on retiendra simplement que l'hypothèse de de Broglie est bien vérifiée expérimentalement.

On remarque que, comme pour la diffraction des ondes, la longueur d'onde de de Broglie est de l'ordre de grandeur de la distance entre les plans réticulaires.

Cette expérience nous permet aussi de définir ce que l'on appelle une particule quantique.

Définition

On désigne par **particule quantique** une particule telle que sa longueur d'onde de de Broglie, λ_{DB} , soit du même ordre de grandeur que la longueur caractéristique du système. Les autres particules seront appelées **particule classique**.

ODG

- ★ Un homme de 80 kg courant à 5 m.s⁻¹ au travers d'une porte de 1 m :

$$\lambda_{DB} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{80 \times 5}$$

$$\lambda_{DB} = 2 \cdot 10^{-36} \text{ m}$$

⇒ "Particule" classique

- ★ Une balle de fusil de 10 g allant à 350 m.s⁻¹ dans le canon de 1 cm de diamètre :

$$\lambda_{DB} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{0,08 \times 350}$$

$$\lambda_{DB} = 2 \cdot 10^{-35} \text{ m}$$

⇒ Particule classique

- ★ Un électron accéléré par une différence de potentiel de 3kV envoyé sur une poudre de graphite de distance interatomique $\approx 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$:

$$\lambda_{DB} = 2,4 \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

⇒ Particule quantique

Ainsi il y a bien une dualité onde-particule pour la matière selon l'hypothèse de de Broglie. De plus Bohr énonce dans son principe de complémentarité : "Il n'existe pas de description classique cohérente, en termes d'onde ou de particule, permettant d'interpréter les différents phénomènes observés" lorsque l'on fait des expériences sur le comportement ondulatoire de la matière. Il nous faut donc adopter une nouvelle description de la matière : la mécanique quantique.

2 Description quantique de la matière

La vision newtonienne de la matière devant être abandonnée pour la matière quantique, nous allons nous servir de l'exemple des fentes d'Young pour comprendre quelle vision il faut adopter.

2.1 Fente d'Young et interprétation probabiliste

✎ [Feynman MQ]

Nous allons mener virtuellement l'expérience des fentes d'Young avec différentes particules de matières pour comprendre la différence de comportement et de description entre les particules classique et quantique. Cependant commençons par rappeler l'expérience des fentes d'Young pour une onde :

Description de l'expérience sur transparent

Regardons maintenant ce qui se passe pour des balles de fusils :

Description de l'expérience sur transparent

Finalement intéressons nous à ce qui se passe pour des électrons si l'on néglige la diffraction :

Description de l'expérience sur transparent

→ On observe un comportement similaire aux ondes avec la présence de frange d'interférence.

Que se passe-t-il maintenant si nous essayons de savoir comme pour les balles de fusil par quel trou les électrons sont passés ?

Description de l'expérience sur transparent

→ On retrouve le comportement classique.

On retiendra que :

- ★ La vision classique est à abandonner pour les particule quantique et il nous faut un nouvel outil à la fois ondulatoire et probabiliste pour les décrire.
- ★ Il n'est pas possible de savoir par quelle fente l'électron est passé sans détruire le phénomène d'interférence, c'est-à-dire sans influencer sur l'état de la particule.

↓ *Ce nouvel outil est ce que l'on appelle la **fonction d'onde**.*

2.2 Fonction d'onde et interprétation de Born

✎ [Basdevant Chp2/Sanz Chp 32]

Définition

La description complète de l'état dynamique d'une particule quantique de masse m dans le référentiel R à l'instant t se fait au moyen d'une fonction d'onde à valeur complexe $\psi(\vec{r}, t)$

La fonction d'onde $\psi(\vec{r}, t)$ remplace la donnée de (\vec{r}, \vec{p}) de la mécanique classique.

Interprétation probabiliste de la fonction d'onde (interprétation de Born)

La probabilité de trouver la particule à l'instant t dans un volume d^3r entourant \vec{r} est :

$$d^3P(\vec{r}) = |\psi(\vec{r}, t)|^2 d^3r$$

Remarque

- ★ La fonction d'onde $\psi(\vec{r}, t)$ est aussi appelée **amplitude de probabilité de présence** et la quantité réel $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ est appelée **densité de probabilité de présence**.
- ★ Soit D , le domaine de l'espace accessible à la particule. La particule se trouvant **certainement** dans D , on a la **condition de normalisation** :

$$\int_D |\psi(\vec{r}, t)|^2 d^3r = 1$$

- ★ Deux fonctions d'ondes différentes décrivent des états différents de la particule, sauf si elle ne diffèrent que par un facteur de phase constant.
- ★ Il s'agit d'une description probabiliste non classique. En effet, on ne travaille pas directement avec les probabilités mais avec les amplitudes de probabilité complexes, dont les modules carrés sont les probabilités.

↓ Nous avons maintenant à notre disposition la description complète de l'état d'une particule mais ce que l'on veut en physique c'est faire des prédictions vérifiables par l'expérience. Intéressons-nous donc à la mesure en mécanique quantique au travers de la mesure de la position de la particule.

2.3 La mesure en mécanique quantique

Propriétés

- ★ Le mesure se fait par l'intermédiaire d'un appareil classique, c'est-à-dire que son comportement ne nécessite pas de description quantique.
- ★ Comme on l'a vu avec l'expérience des fentes d'Young, généralement en mécanique quantique la mesure perturbe le système.
- ★ La précision peut être arbitrairement grande (finie en pratique à cause des limitations de l'appareil de mesure).
- ★ Pour une mesure de position la réponse de l'appareil de mesure consistera à affirmer : " à l'instant t , une particule a été détectée avec certitude dans le voisinage d^3r de \vec{r} et nulle part ailleurs". (d^3r étant une quantité intrinsèque à l'appareil de mesure)

On se placera à partir de maintenant pour des raisons de simplification, dans un espace à une dimension, cela ne nuisant pas à la généralité des résultats présentés. La description probabiliste a le sens suivant :

Si on mesure la position d'un très grand nombre N de particules ayant été préparées dans les mêmes conditions, c'est-à-dire que toute les particules sont décrites par la même fonction d'onde. On obtiendra un ensemble $\{x_i\}_{i=1:N}$ de position distribués selon la loi de probabilité $dP(x)$.

La valeur moyen de ses résultats est $\langle x \rangle$ et correspond à la position **la plus probable** :

$$\langle x \rangle = \int_D x |\psi(\vec{x}, t)|^2 dx$$

La dispersion des résultats sera caractérisée par un **écart type** ou **écart quadratique moyen** :

$$\Delta x = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \text{ avec } \langle x^2 \rangle = \int_D x^2 |\psi(\vec{x}, t)|^2 dx$$

On peut définir les mêmes moyennes pour la quantité de mouvement p_x de la particule :

$$\langle p_x \rangle = \int_D p_x |\psi(\vec{x}, t)|^2 dx$$

$$\Delta p_x = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \text{ avec } \langle x^2 \rangle = \int_D p_x^2 |\psi(\vec{x}, t)|^2 dx$$

De plus, pour des raisons théorique hors de propos, on peut montrer que l'on ne peut pas attribuer simultanément à une particule quantique une position rigoureusement précise et une quantité de mouvement rigoureusement précise. Il existe une limitation intrinsèque à la définition simultanée de la position et de la quantité de mouvement imposée par l'**inégalité de Heisenberg**² :

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$$

Remarque

L'inégalité de Heisenberg est une propriété intrinsèque de la description quantique de tout système. Elle n'a rien à voir avec une quelconque incertitude de la mesure elle-même ou de la précision de l'instrument. C'est-à-dire que séparément on peut avoir une précision arbitrairement grande sur x ou p_x mais si l'on fait une mesure de x et p_x simultanément la précision sur ces mesures sera limitée par l'inégalité d'Heisenberg.

On a vu l'outil que l'on doit utiliser pour coller à la description probabiliste de la matière imposée par la dualité onde-particule et sa représentation mathématique. On va maintenant s'intéresser à la loi d'évolution permettant de prévoir l'état de la particule à un instant t quelconque connaissant son état à un instant antérieur t_0 .

3 Dynamique de la fonction d'onde

3.1 Equation de Schrödinger

↪ [Sanz Chp 33]

On considère le mouvement d'une particule quantique de masse m , dans le référentiel R . La particule est en interaction avec d'autres systèmes physiques, ce que l'on traduit par une énergie potentielle, notée $V(\vec{r}, t)$. L'équation donnant l'évolution dans le temps et l'espace de la fonction d'onde $\psi(\vec{r}, t)$ associée est :

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t)$$

Cette équation a été proposée par Erwin Schrödinger et porte son nom. Elle ne se démontre pas. C'est un postulat de la mécanique quantique. Les résultats théoriques qu'on en déduit sont validés par l'expérience. Ce qui, comme on l'a vu, lui donne sa légitimité.

Propriétés

- ★ Déterministe : Cette équation est du 1^{ère} ordre par rapport à la variable temporelle. Ainsi, si la fonction d'onde ψ est complètement connue à un instant initial t_0 , elle le sera à tout instant ultérieur, comme la deuxième loi de Newton que l'équation de Schrödinger généralise.
- ★ Linéaire : L'équation de Schrödinger est linéaire, comme la seconde loi de Newton, donc la somme de deux solutions est aussi une solution ce qui est en accord avec le principe de superposition.

Principe de superposition

Toute combinaison linéaire de fonctions d'onde est également une fonction d'onde possible. C'est-à-dire que si ψ_1 et ψ_2 sont des fonctions d'onde décrivant un état différent d'une particule alors pour tout α_1 et α_2 complexe $\alpha_1 \psi_1 + \alpha_2 \psi_2$ décrit aussi un état possible de la particule.

2. L'inégalité est saturée, i.e. il y a égalité pour une fonction d'onde gaussienne. Cette inégalité vient des propriétés de la transformée de Fourier

3.2 Application à la particule libre

✎ [Sanz Chp33]

Définition

On appelle particule quantique libre, une particule quantique évoluant dans le vide sans interaction.

L'évolution de la fonction d'onde d'une particule libre est donc donnée par l'équation de Schrödinger où $V(x) = 0$:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2}$$

On cherche une solution stationnaire donc sous la forme du produit d'une fonction de x et d'une fonction de t :

$$\psi(x, t) = \phi(x) f(t)$$

En injectant cette forme dans l'équation de Schrödinger on obtient alors :

$$i\hbar \phi(x) \frac{df(t)}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} f(t) \frac{d^2 \phi(x)}{dx^2}$$

$$i\hbar \frac{1}{f(t)} \frac{df(t)}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\phi(x)} \frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = E$$

On obtient le système :

$$\frac{df(t)}{dt} - i \frac{E}{\hbar} f(t) = 0$$

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar} \phi(x) = 0$$

On pose :

$$E = \hbar \omega$$

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} = \frac{2m\omega}{\hbar}$$

Le système se transforme en :

$$\frac{df(t)}{dt} - i\omega f(t) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} + k^2 \phi(x) = 0 \tag{2}$$

La solution de l'équation (1) est alors : $f(t) = Ae^{-i\omega t}$

La solution de l'équation (2) se distingue en 3 cas :

★ 1^{er} cas : $\omega < 0 \Leftrightarrow k^2 < 0$

$$\phi(x) = Be^{kx} + B'e^{-kx}$$

$\Rightarrow \phi$ diverge en $+\infty$ et $-\infty$ donc $B = B' = 0$

\Rightarrow Pas intéressant physiquement

★ 2nd cas : $\omega = 0 \Leftrightarrow k^2 = 0$

$$\phi(x) = ax + b$$

$\Rightarrow \phi$ diverge en $+\infty$ et $-\infty$ donc $a = 0$

et $\int |\phi(x)|^2 dx = 1$ donc $b = 0$

\Rightarrow Pas intéressant physiquement

★ 3^{ème} $\omega > 0 \Leftrightarrow k^2 > 0$

$$\phi(x) = Be^{ikx} + B'e^{-ikx}$$

Finalement

$$\psi(x, t) = Ae^{i(kx - \omega t)} + Be^{-i(kx + \omega t)}$$

Remarque

★ Dimensionnellement, on voit que ω a la dimension de l'inverse d'un temps, plus précisément d'une pulsation, donc d'après la formule de Planck $E = \hbar\omega$, E a la dimension d'une énergie. Ici l'énergie de la particule libre. De plus on voit que k a la dimension de l'inverse d'une distance, plus précisément d'un nombre d'onde.

★ La relation de dispersion est donc :

$$\omega = \frac{\hbar k^2}{2m}$$

★ La vitesse de phase vaut :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar k}{2m}$$

On voit que v_ϕ dépend de k donc la propagation est dispersive.

★ Cette solution est la superposition d'ondes planes progressives harmoniques (OPPH) se propageant selon les x croissant et les x décroissant.

★ Une OPPH, de la forme $\psi(x, t) = Ae^{i(kx - \omega t)}$ correspond à une probabilité de présence $|A|^2$ uniforme dans tout l'espace. Une telle fonction d'onde n'est pas normalisable. Elle n'a donc pas de réalité physique.

Une OPPH, en tant que solution élémentaire de l'équation de Schrödinger, est un outils mathématiques utile. On peut en effet construire, par superposition d'états stationnaires (OPPH), une fonction d'onde sous la forme d'un paquet d'onde, qui pourra être normalisée correctement et qui permettra de représenter une particule quantique unique.

3.3 Le paquet d'onde quasi-monochromatique

✎ [Sanz Chp33]

Nous allons donc envisager la propagation d'une superposition d'OPPH de pulsation et de vecteur d'onde proche de ω_0 et k_0 avec la relation de dispersion $\omega_0 = \frac{\hbar k_0^2}{2m}$. Plus précisément, on superpose N OPPH tel que leur vecteur d'onde est régulièrement distribué dans l'intervalle $[k_1, k_2]$. On pose $\Delta k = k_2 - k_1$ et $k_0 = \frac{k_1 + k_2}{2}$. On fait l'hypothèse du paquet d'onde quasi monochromatique : $\Delta k \ll k_0$.

Pour former le paquet d'ondes, on choisit d'ajouter des composante de même amplitude :

$$\psi_n(x, t) = Ae^{i(k_n x - \omega_n t)} \text{ avec } k_n = \frac{\Delta k}{N-1}(n-1) \text{ et } \omega_n = \frac{\hbar k_n^2}{2m}$$

On peut factoriser par les valeurs moyennes :

$$\psi_n(x, t) = Ae^{i(k_0 x - \omega_0 t)} e^{i((k_n - k_0)x - (\omega_n - \omega_0)t)}$$

Posons $\delta k_n = k_n - k_0$ et $\delta \omega_n = \omega_n - \omega_0$:

$$\begin{aligned}
\omega_0 + \delta\omega_n &= \frac{\hbar}{2m} (k_0 + \delta k_n)^2 \\
&= \frac{\hbar k_0^2}{2m} + \frac{\hbar k_0 \delta k_n}{m} + \frac{\hbar \delta k_n^2}{2m} \\
\Rightarrow \delta\omega_n &= \frac{\hbar k_0 \delta k_n}{m} + \frac{\hbar \delta k_n^2}{2m}
\end{aligned}$$

On remarque que à l'ordre 1 en δk_n on a :

$$\begin{aligned}
v_g &\equiv \text{vitesse de groupe} \\
&= \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \\
&= \frac{\hbar k_0}{2m}
\end{aligned}$$

Ainsi la fonction d'onde et la densité de probabilité obtenue pour un paquet d'onde à l'ordre 1 est :

$$\begin{aligned}
\Psi(x, t) &= A e^{i(k_0 x - \omega_n t)} \sum_{n=1}^N e^{i\delta k_n (x - v_g t)} \\
|\Psi(x, t)|^2 &= |A|^2 \sum_{n=1}^N e^{i\delta k_n (x - v_g t)} |^2
\end{aligned}$$

Conclusion

Dans cette leçon nous avons vu que la dualité onde-corpuscule observé pour la lumière pouvait être étendu à la matière selon l'hypothèse de de Broglie dans une dualité onde-particule. Nous nous sommes rendu compte que l'aspect ondulatoire de la matière entraînait des phénomènes que l'on ne peut pas interpréter avec la mécanique classique. Ce qui nous a obligé à adopter le nouveau formalisme de la mécanique quantique, la fonction d'onde. Enfin nous nous sommes intéressés à l'équation de Schrödinger décrivant l'évolution dans le temps et l'espace de la fonction d'onde.

Il faudrait maintenant étudier d'autres phénomènes quantiques comme le confinement qui entraîne la quantification de l'énergie ou l'effet tunnel.

Questions et commentaires