Introduction à la physique quantique

Julien Cubizolles

Lycée Louis le Grand

jeudi 23 juin 2022

Introduction à la physique quantique

Julien Cubizolles

Lycée Louis le Grand

jeudi 23 juin 2022

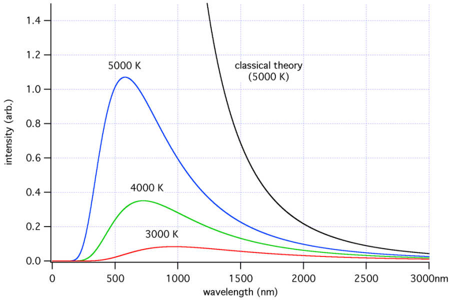
Historique

Au début du XX^{e}siècle, des observations mettent en défaut la physique classique (mécanique et électromagnétique)

Historique

Au début du XX^{e}siècle, des observations mettent en défaut la physique classique (mécanique et électromagnétique)

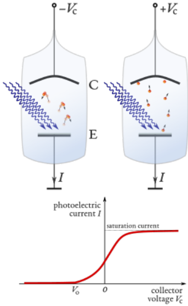
- catastrophe ultraviolette (expliqué par Planck 1900)



Historique

Au début du XX^{e}siècle, des observations mettent en défaut la physique classique (mécanique et électromagnétique)

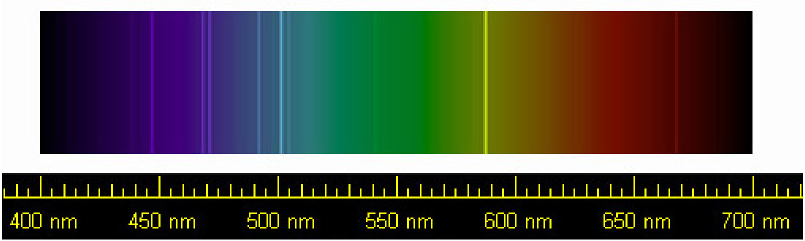
- effet photoélectrique (par Einstein 1905)



Historique

Au début du XX^{e}siècle, des observations mettent en défaut la physique classique (mécanique et électromagnétique)

- stabilité des atomes et raies spectrales (Bohr 1913)



Historique

Historique

- élaboration de la théorie des quanta (Planck 1900, puis Einstein, Bohr, Heisenberg de Broglie)

Historique

- élaboration de la théorie des quanta (Planck 1900, puis Einstein, Bohr, Heisenberg de Broglie)
- puis mécanique quantique 1925 (les précédents et Schrödinger, Dirac, Born, Pauli)

Ruptures avec la physique classique

- dualité onde/corpuscule : pour le rayonnement et pour la matière

Ruptures avec la physique classique

- dualité onde/corpuscule : pour le rayonnement et pour la matière
- phénomènes de chocs pour la lumière (effet photoélectrique)

Ruptures avec la physique classique

- dualité onde/corpuscule : pour le rayonnement et pour la matière
- phénomènes de chocs pour la lumière (effet photoélectrique)
- phénomènes d'interférences pour la matière

Ruptures avec la physique classique

- dualité onde/corpuscule : pour le rayonnement et pour la matière
- phénomènes de chocs pour la lumière (effet photoélectrique)
- phénomènes d'interférences pour la matière
- superposition d'états quantiques (chat de Schrödinger)

À notre échelle

- peu observable à notre échelle car les objets matériels ont des « tailles » grande devant leur « longueur d'onde », ils n'interfèrent quasiment pas

À notre échelle

- peu observable à notre échelle car les objets matériels ont des « tailles » grande devant leur « longueur d'onde », ils n'interfèrent quasiment pas
- seuls certains états sont observables

À notre échelle

- peu observable à notre échelle car les objets matériels ont des « tailles » grande devant leur « longueur d'onde », ils n'interfèrent quasiment pas
- seuls certains états sont observables
- les résultats de mesure sont probabilistes à notre échelle mais l'évolution reste fondamentalement déterministe

À notre échelle

- peu observable à notre échelle car les objets matériels ont des « tailles » grande devant leur « longueur d'onde », ils n'interfèrent quasiment pas
- seuls certains états sont observables
- les résultats de mesure sont probabilistes à notre échelle mais l'évolution reste fondamentalement déterministe
- intrication quantique : états à plusieurs particules distantes, la réalisation d'une mesure sur l'une fixe l'état de l'autre, instantanément

Succès et applications

- redonne la structure atomique (Démocrite) morcelée, décrit les structures atomiques (avec des précisions de l'ordre de 1e-12),

Succès et applications

- redonne la structure atomique (Démocrite) morcelée, décrit les structures atomiques (avec des précisions de l'ordre de 1e-12),
- structure moléculaires, structure des solides (1/2 conducteurs et toute l'électronique, supraconducteurs)

Succès et applications

- redonne la structure atomique (Démocrite) morcelée, décrit les structures atomiques (avec des précisions de l'ordre de 1e-12),
- structure moléculaires, structure des solides (1/2 conducteurs et toute l'électronique, supraconducteurs)
- régit aussi les naines blanches/étoiles à neutrons : objets dégénérés car très denses (1t/cm^3 et 1e9 t/cm^3)

Succès et applications

- redonne la structure atomique (Démocrite) morcelée, décrit les structures atomiques (avec des précisions de l'ordre de 1e-12),
- structure moléculaires, structure des solides (1/2 conducteurs et toute l'électronique, supraconducteurs)
- régit aussi les naines blanches/étoiles à neutrons : objets dégénérés car très denses (1t/cm^3 et 1e9 t/cm^3)
- autres objets dégénérés : électrons dans un conducteur ou 1/2 conducteur,

Succès et applications

- redonne la structure atomique (Démocrite) morcelée, décrit les structures atomiques (avec des précisions de l'ordre de 1e-12),
- structure moléculaires, structure des solides (1/2 conducteurs et toute l'électronique, supraconducteurs)
- régit aussi les naines blanches/étoiles à neutrons : objets dégénérés car très denses (1t/cm^3 et 1e9 t/cm^3)
- autres objets dégénérés : électrons dans un conducteur ou 1/2 conducteur,
- depuis les années 2000 : nouveaux états de gaz atomiques/moléculaires dégénérés : systèmes modèles d'étude de la physique de systèmes plus denses (supraconducteurs)

Succès et applications

- redonne la structure atomique (Démocrite) morcelée, décrit les structures atomiques (avec des précisions de l'ordre de 1e-12),
- structure moléculaires, structure des solides (1/2 conducteurs et toute l'électronique, supraconducteurs)
- régit aussi les naines blanches/étoiles à neutrons : objets dégénérés car très denses (1t/cm^3 et 1e9 t/cm^3)
- autres objets dégénérés : électrons dans un conducteur ou 1/2 conducteur,
- depuis les années 2000 : nouveaux états de gaz atomiques/moléculaires dégénérés : systèmes modèles d'étude de la physique de systèmes plus denses (supraconducteurs)
- intrication quantique utilisée pour la cryptographie quantique (permet de détecter qu'une communication a été interceptée)

Succès et applications

- redonne la structure atomique (Démocrite) morcelée, décrit les structures atomiques (avec des précisions de l'ordre de 1e-12),
- structure moléculaires, structure des solides (1/2 conducteurs et toute l'électronique, supraconducteurs)
- régit aussi les naines blanches/étoiles à neutrons : objets dégénérés car très denses (1t/cm^3 et 1e9 t/cm^3)
- autres objets dégénérés : électrons dans un conducteur ou 1/2 conducteur,
- depuis les années 2000 : nouveaux états de gaz atomiques/moléculaires dégénérés : systèmes modèles d'étude de la physique de systèmes plus denses (supraconducteurs)
- intrication quantique utilisée pour la cryptographie quantique (permet de détecter qu'une communication a été interceptée)
- vers l'ordinateur quantique ? l'intrication permet de paralléliser les calculs, algorithmes spécifiques beaucoup plus efficaces

Succès et applications

- redonne la structure atomique (Démocrite) morcelée, décrit les structures atomiques (avec des précisions de l'ordre de 1e-12),
- structure moléculaires, structure des solides (1/2 conducteurs et toute l'électronique, supraconducteurs)
- régit aussi les naines blanches/étoiles à neutrons : objets dégénérés car très denses (1t/cm^3 et 1e9 t/cm^3)
- autres objets dégénérés : électrons dans un conducteur ou 1/2 conducteur,
- depuis les années 2000 : nouveaux états de gaz atomiques/moléculaires dégénérés : systèmes modèles d'étude de la physique de systèmes plus denses (supraconducteurs)
- intrication quantique utilisée pour la cryptographie quantique (permet de détecter qu'une communication a été interceptée)
- vers l'ordinateur quantique ? l'intrication permet de paralléliser les calculs, algorithmes spécifiques beaucoup plus efficaces
- échecs ? jamais mise en défaut expérimentalement

1. Dualité onde-particule pour la lumière et la matière

2. Interprétation probabiliste associée à la fonction d'onde

3. Relation d'indétermination spatiale de Heisenberg

4. Quantification de l'énergie

Mécanique classique du point

Mécanique classique du point

- on étudie des objets dont la position est mesurable à chaque instant

Mécanique classique du point

- on étudie des objets dont la position est mesurable à chaque instant
- les lois de la mécanique régissent l'évolution de la position sous l'effet des actions extérieures à l'objet (forces) qui font varier la quantité de mouvement

Mécanique classique du point

Définition (Quantité de mouvement)

La quantité de mouvement, notée $\vec{p}$ d'un objet de masse m et de vecteur vitesse $\vec{v}$ est le produit :

$$\vec{p} = m\vec{v}$$

Mécanique classique du point

Définition (Quantité de mouvement)

La quantité de mouvement, notée $\vec{p}$ d'un objet de masse m et de vecteur vitesse $\vec{v}$ est le produit :

$$\vec{p} = m\vec{v}$$

Mécanique classique du point

Définition (Quantité de mouvement)

La quantité de mouvement, notée $\vec{p}$ d'un objet de masse m et de vecteur vitesse $\vec{v}$ est le produit :

$$\vec{p} = m\vec{v}$$

- pour un objet non ponctuel, on s'intéresse au centre d'inertie (cf. cours mécanique)

Mécanique classique du point

Définition (Quantité de mouvement)

La quantité de mouvement, notée $\vec{p}$ d'un objet de masse m et de vecteur vitesse $\vec{v}$ est le produit :

$$\vec{p} = m\vec{v}$$

- pour un objet non ponctuel, on s'intéresse au centre d'inertie (cf. cours mécanique)
- remarque : définition différente si v n'est pas négligeable devant c

Ondes en mécanique classique

Ondes en mécanique classique

- vagues sur une cuve à ondes, ondes électromagnétiques, son …

Ondes en mécanique classique

- vagues sur une cuve à ondes, ondes électromagnétiques, son …
- onde monochromatique caractérisée par la période T, la pulsation ω, la vitesse c, la longueur d'onde $\lambda = cT$

Ondes en mécanique classique

Définition (Vecteur d'onde)

On définit le vecteur d'onde, noté k associé à une onde monochromatique de longueur d'onde λ par :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

La phase de l'excitation s'écrit alors $\omega t - kx$.

Ondes en mécanique classique

Définition (Vecteur d'onde)

On définit le vecteur d'onde, noté k associé à une onde monochromatique de longueur d'onde λ par :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

La phase de l'excitation s'écrit alors $\omega t - kx$.

- pour une propagation à 2/3D, on utilise un vrai vecteur d'onde $\vec{k}$; la phase en un point M s'écrit alors :

$$\omega t - \vec{k} \cdot \overrightarrow{OM}$$

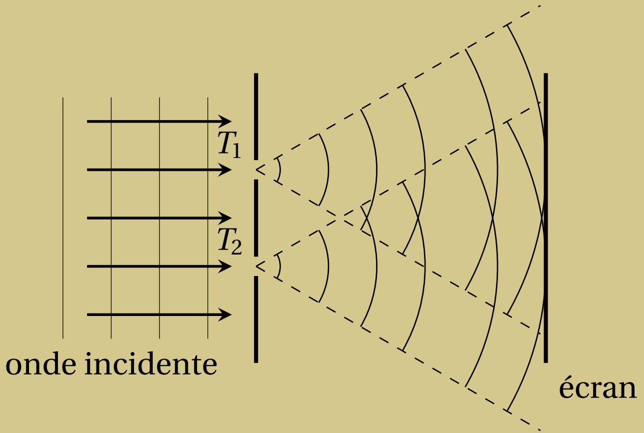
- le vecteur d'onde k est relié au nombre d'ondes σ : $k = 2\pi\sigma$

Interactions : entre particules

collisions entre points matériels au cours desquelles ils échangent de la qua
(on peut montrer que le total reste constant)

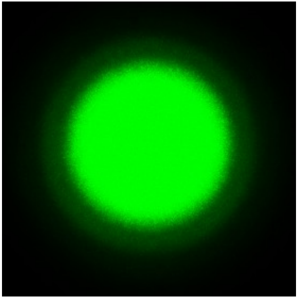
Interactions entre ondes : interférences

Exemple (Expérience des trous d'Young)



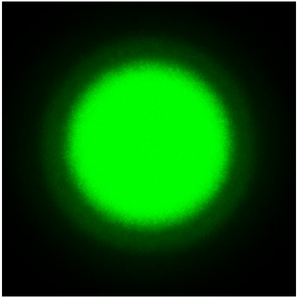
Interactions entre ondes : interférences

Un trou découvert

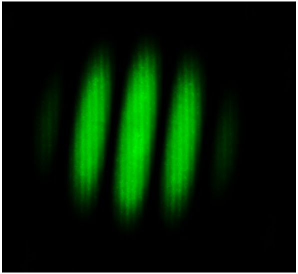


Interactions entre ondes : interférences

Un trou découvert

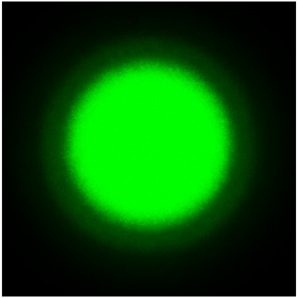


Deux trous découverts

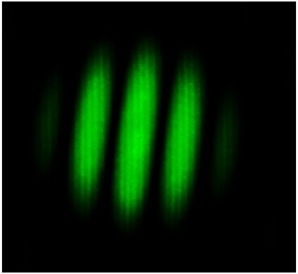


Interactions entre ondes : interférences

Un trou découvert



Deux trous découverts

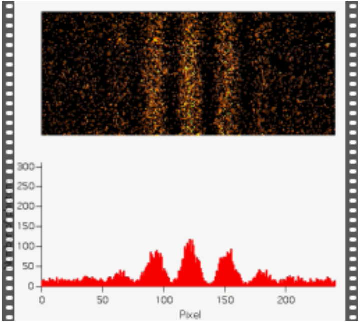


la somme de deux ondes non nulles peut donner un éclairement nul

Ces deux comportements sont en fait deux aspects de tout système physique

« Impacts » de lumière

les détecteurs de lumière (CCD par exemple) réagissent à des « impact » successifs de « grains de lumière », qu'on peut visualiser avec une source émettant des photons uniques [1]



[1] Jean-Francois Roch, ENS de Cachan et Philippe Grangier, Institut d'Optique Graduate School

Interprétation

- quand on diminue (beaucoup) l'intensité lumineuse

Interprétation

- quand on diminue (beaucoup) l'intensité lumineuse
- on n'observe pas simplement une image identique moins intense

Interprétation

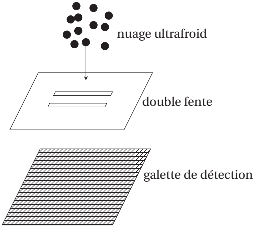
- quand on diminue (beaucoup) l'intensité lumineuse
- on n'observe pas simplement une image identique moins intense

Photon

Les échanges d'énergie entre matière et rayonnement se font par quantités discrètes. On nomme photon le quantum d'énergie d'un rayonnement électromagnétique.

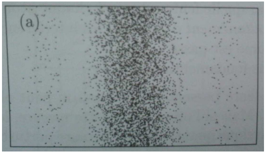
Fentes d'Young avec des atomes

- on lâche des billes macroscopiques au dessus de deux fentes : on observe des impacts à la verticale des fentes
- on lâche des atomes d'hélium métastable ultra froids ($\simeq 2$ mK) sont lâchés au-dessus d'une double fente (Shimizu et Shimizu 1992)

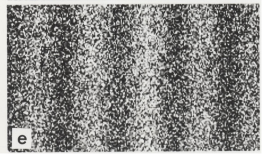


Fentes d'Young avec des atomes

- on lâche des billes macroscopiques au dessus de deux fentes : on observe des impacts à la verticale des fentes
- on lâche des atomes d'hélium métastable ultra froids ($\simeq 2\,$mK) sont lâchés au-dessus d'une double fente (Shimizu et Shimizu 1992)



avec une fente découverte



avec deux fentes découvertes

comment relier caractéristiques ondulatoires et particulaires ?

on doit trouver l'énergie et la quantité de mouvement associés au photon

Énergie du photon

Définition (Première relation de Planck-Einstein)

L'énergie d'un photon associé à une onde monochromatique de fréquence ν (de pulsation ω) est :

$$E = h\nu = \hbar\omega$$

avec $h = 6{,}626\,070\,15 \cdot 10^{-34}$ J·s la constante de Planck et $\hbar = h/(2\pi) \simeq 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ J·s la constante de Planck réduite.

Énergie du photon

Définition (Première relation de Planck-Einstein)

L'énergie d'un photon associé à une onde monochromatique de fréquence ν (de pulsation ω) est :

$$E = h\nu = \hbar\omega$$

avec $h = 6{,}626\,070\,15 \cdot 10^{-34}\,\mathrm{J \cdot s}$ la constante de Planck et $\hbar = h/(2\pi) \simeq 1{,}05 \cdot 10^{-34}\,\mathrm{J \cdot s}$ la constante de Planck réduite.

- pour un photon visible : $E \simeq 1 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{J}$

Énergie du photon

Définition (Première relation de Planck-Einstein)

L'énergie d'un photon associé à une onde monochromatique de fréquence ν (de pulsation ω) est :

$$E = h\nu = \hbar\omega$$

avec $h = 6{,}626\,070\,15 \cdot 10^{-34}\,\mathrm{J \cdot s}$ la constante de Planck et $\hbar = h/(2\pi) \simeq 1{,}05 \cdot 10^{-34}\,\mathrm{J \cdot s}$ la constante de Planck réduite.

- pour un photon visible : $E \simeq 1 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{J}$
- un photon ultraviolet est plus énergétique qu'un photon infrarouge

Histoire

- la constante h a été introduite par Planck pour résoudre la catastrophe ultraviolette du « rayonnement du corps noir » : sans la quantification de l'énergie du rayonnement à l'aide de h, l'énergie émise par un objet du fait de sa température devrait être infinie Rayonnement du corps noir

Histoire

- la constante h a été introduite par Planck pour résoudre la catastrophe ultraviolette du « rayonnement du corps noir » : sans la quantification de l'énergie du rayonnement à l'aide de h, l'énergie émise par un objet du fait de sa température devrait être infinie Rayonnement du corps noir
- effet photoélectrique (expliqué par Einstein 1905 en introduisant le photon)

Histoire

- la constante h a été introduite par Planck pour résoudre la catastrophe ultraviolette du « rayonnement du corps noir » : sans la quantification de l'énergie du rayonnement à l'aide de h, l'énergie émise par un objet du fait de sa température devrait être infinie Rayonnement du corps noir
- effet photoélectrique (expliqué par Einstein 1905 en introduisant le photon)
  - animation photoélectrique

Histoire

- la constante h a été introduite par Planck pour résoudre la catastrophe ultraviolette du « rayonnement du corps noir » : sans la quantification de l'énergie du rayonnement à l'aide de h, l'énergie émise par un objet du fait de sa température devrait être infinie Rayonnement du corps noir
- effet photoélectrique (expliqué par Einstein 1905 en introduisant le photon)
  - animation photoélectrique
  - un rayonnement électromagnétique peut arracher des électrons à un métal (UV)_

Histoire

- la constante h a été introduite par Planck pour résoudre la catastrophe ultraviolette du « rayonnement du corps noir » : sans la quantification de l'énergie du rayonnement à l'aide de h, l'énergie émise par un objet du fait de sa température devrait être infinie Rayonnement du corps noir
- effet photoélectrique (expliqué par Einstein 1905 en introduisant le photon)
  - animation photoélectrique
  - un rayonnement électromagnétique peut arracher des électrons à un métal (UV)_
  - il faut une *fréquence minimale et pas une intensité minimale pour l'observer

Histoire

- la constante h a été introduite par Planck pour résoudre la catastrophe ultraviolette du « rayonnement du corps noir » : sans la quantification de l'énergie du rayonnement à l'aide de h, l'énergie émise par un objet du fait de sa température devrait être infinie Rayonnement du corps noir
- effet photoélectrique (expliqué par Einstein 1905 en introduisant le photon)
  - animation photoélectrique
  - un rayonnement électromagnétique peut arracher des électrons à un métal (UV)_
  - il faut une *fréquence minimale et pas une intensité minimale pour l'observer
  - c'est donc que le rayonnement apporte l'énergie par quantités discrètes, dont la plus faible est alors croissante avec la fréquence

Quantité du mouvement du photon

Définition (Deuxième relation de Planck-Einstein)

La quantité de mouvement d'un photon associé à une onde plane monochromatique de fréquence ν et se propageant dans la direction $\vec{e_x}$ est :

$$\vec{p} = \frac{h}{\lambda}\vec{e_x} = \frac{h\nu}{c}\vec{e_x} = \hbar\vec{k} \qquad \text{avec : } \vec{k} \equiv \vec{e_x} \quad \text{et : } k \equiv \frac{2\pi}{\lambda}.$$

- E proportionnelle à p pour le photon, mais pour une particule massive libre $E = mv^2/2 = p^2/(2m)$ proportionnelle à p^2
- ☠ un photon possède une quantité de mouvement et une énergie bien qu'il n'ait pas de masse
- la quantité de mouvement est vectorielle mais on ne s'intéressera qu'à des mouvements unidimensionnels

Quantité du mouvement du photon

Définition (Deuxième relation de Planck-Einstein)

La quantité de mouvement d'un photon associé à une onde plane monochromatique de fréquence ν et se propageant dans la direction $\vec{e_x}$ est :

$$\vec{p} = \frac{h}{\lambda}\vec{e_x} = \frac{h\nu}{c}\vec{e_x} = \hbar\,\vec{k} \qquad \text{avec : } \vec{k} \equiv \vec{e_x} \quad \text{et : } k \equiv \frac{2\pi}{\lambda}.$$

- E proportionnelle à p pour le photon, mais pour une particule massive libre $E = mv^2/2 = p^2/(2m)$ proportionnelle à p^2
- ☠ un photon possède une quantité de mouvement et une énergie bien qu'il n'ait pas de masse
- la quantité de mouvement est vectorielle mais on ne s'intéressera qu'à des mouvements unidimensionnels

Quantité du mouvement du photon

Définition (Deuxième relation de Planck-Einstein)

La quantité de mouvement d'un photon associé à une onde plane monochromatique de fréquence ν et se propageant dans la direction $\vec{e_x}$ est :

$$\vec{p} = \frac{h}{\lambda}\vec{e_x} = \frac{h\nu}{c}\vec{e_x} = \hbar\,\vec{k} \qquad \text{avec : } \vec{k} \equiv \vec{e_x} \quad \text{et : } k \equiv \frac{2\pi}{\lambda}.$$

- E proportionnelle à p pour le photon, mais pour une particule massive libre $E = mv^2/2 = p^2/(2m)$ proportionnelle à p^2
- ☠ un photon possède une quantité de mouvement et une énergie bien qu'il n'ait pas de masse
- la quantité de mouvement est vectorielle mais on ne s'intéressera qu'à des mouvements unidimensionnels
- un photon ultraviolet a une plus grande quantité de mouvement qu'un photon infrarouge
- pour un photon visible : $p \simeq 7 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg \cdot m \cdot s^{-1}}$

Quantité du mouvement du photon

Définition (Deuxième relation de Planck-Einstein)

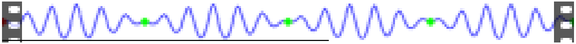
La quantité de mouvement d'un photon associé à une onde plane monochromatique de fréquence ν et se propageant dans la direction $\vec{e_x}$ est :

$$\vec{p} = \frac{h}{\lambda}\vec{e_x} = \frac{h\nu}{c}\vec{e_x} = \hbar\,\vec{k} \qquad \text{avec : } \vec{k} \equiv \vec{e_x} \quad \text{et : } k \equiv \frac{2\pi}{\lambda}.$$

- E proportionnelle à p pour le photon, mais pour une particule massive libre $E = mv^2/2 = p^2/(2m)$ proportionnelle à p^2
- ☠ un photon possède une quantité de mouvement et une énergie bien qu'il n'ait pas de masse
- la quantité de mouvement est vectorielle mais on ne s'intéressera qu'à des mouvements unidimensionnels
- un photon ultraviolet a une plus grande quantité de mouvement qu'un photon infrarouge
- pour un photon visible : $p \simeq 7 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg \cdot m \cdot s^{-1}}$

Position du photon ?

- onde monochromatique :
  - ne doit pas avoir de limitation dans le temps ni dans l'espace : elle représente un flux de continu de photons
  - densité de photons uniforme le long du faisceau
- paquet d'ondes :
  - formé de plusieurs ondes de pulsations proches de ω_0 (dans un intervalle $\Delta\omega$)
  - maximum local de densité d'énergie, qui se déplace
  - ressemble davantage à une particule qui se déplace
  - ☠ ce maximum se déplace à une vitesse strictement inférieure à c dite vitesse de groupe même si pour certaines pulsation la vitesse de phase des photons peut être $> c$

 [2]

[2] image par Kraaiennest sur http://en.wikipedia.org/wiki/Group_velocity

Position du photon ?

- onde monochromatique :
  - ne doit pas avoir de limitation dans le temps ni dans l'espace : elle représente un flux de continu de photons
  - densité de photons uniforme le long du faisceau
- paquet d'ondes :
  - formé de plusieurs ondes de pulsations proches de ω_0 (dans un intervalle $\Delta\omega$)
  - maximum local de densité d'énergie, qui se déplace
  - ressemble davantage à une particule qui se déplace
  - ☠ ce maximum se déplace à une vitesse strictement inférieure à c dite vitesse de groupe même si pour certaines pulsation la vitesse de phase des photons peut être $> c$

Animation somme de deux sin

[2] image par Kraaiennest sur http://en.wikipedia.org/wiki/Group_velocity

Position du photon ?

- onde monochromatique :
  - ne doit pas avoir de limitation dans le temps ni dans l'espace : elle représente un flux de continu de photons
  - densité de photons uniforme le long du faisceau
- paquet d'ondes :
  - formé de plusieurs ondes de pulsations proches de ω_0 (dans un intervalle $\Delta\omega$)
  - maximum local de densité d'énergie, qui se déplace
  - ressemble davantage à une particule qui se déplace
  - ☠ ce maximum se déplace à une vitesse strictement inférieure à c dite vitesse de groupe même si pour certaines pulsation la vitesse de phase des photons peut être $> c$

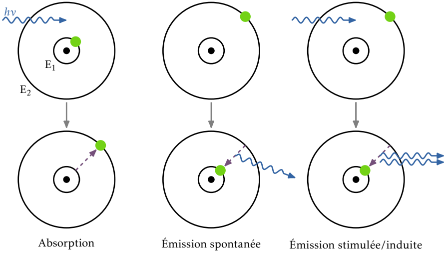
Animation construction d'un paquet d'ondes

[2] image par Kraaiennest sur http://en.wikipedia.org/wiki/Group_velocity

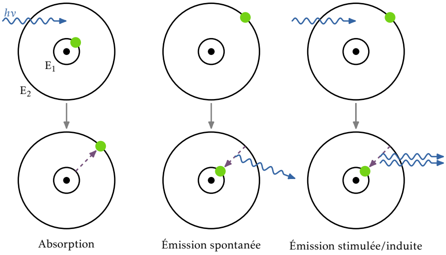
Interactions atome - rayonnement : 3 processus

- un atome peut absorber un photon ou émettre un photon quand un de ses électrons change de niveau d'énergie
- son énergie et sa quantité de mouvement varient de celles du photon
  - les énergies interne et cinétique de l'atome changent
  - sa quantité de mouvement totale change

Interactions atome - rayonnement : 3 processus

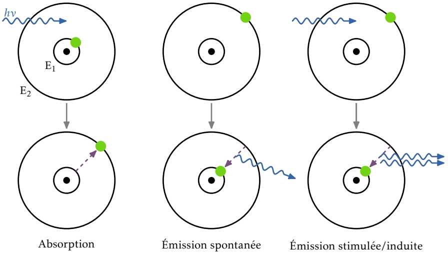


Interactions atome - rayonnement : 3 processus



3 modes d'interaction :

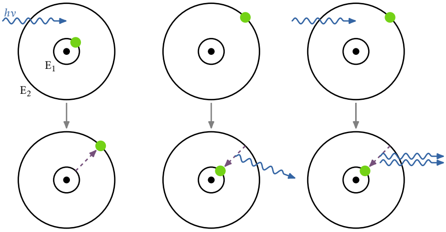
Interactions atome - rayonnement : 3 processus



3 modes d'interaction :

- absorption : un atome au repos acquiert une vitesse dans le sens du photon incident

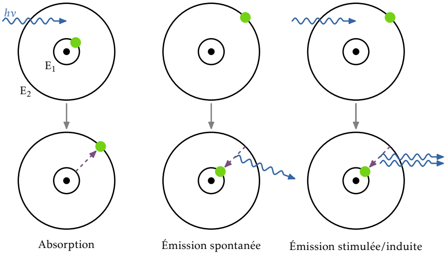
Interactions atome - rayonnement : 3 processus



3 modes d'interaction :

- absorption : un atome au repos acquiert une vitesse dans le sens du photon incident
- émission spontanée : l'atome acquiert une quantité de mouvement opposée (effet de recul) opposée à celle du photon émis

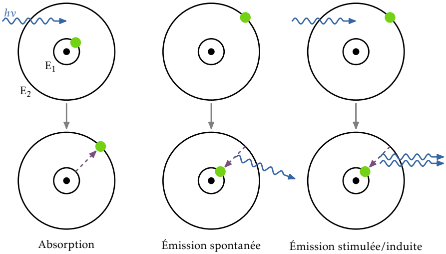
Interactions atome - rayonnement : 3 processus



3 modes d'interaction :

- absorption : un atome au repos acquiert une vitesse dans le sens du photon incident
- émission spontanée : l'atome acquiert une quantité de mouvement opposée (effet de recul) opposée à celle du photon émis
- émission induite/stimulée : idem mais le photon émis a même fréquence, même direction et est en phase avec le photon induisant l'émission

Interactions atome - rayonnement : 3 processus



3 modes d'interaction :

- absorption : un atome au repos acquiert une vitesse dans le sens du photon incident
- émission spontanée : l'atome acquiert une quantité de mouvement opposée (effet de recul) opposée à celle du photon émis
- émission induite/stimulée : idem mais le photon émis a même fréquence, même direction et est en phase avec le photon induisant l'émission
- en négligeant la variation d'énergie cinétique de l'atome, on a : $h\nu = E_2 - E_1$ sur chaque processus

Longueur d'onde associée à une particule massive

Longueur d'onde associée à une particule massive

- pour expliquer les manips d'interférences atomiques, on attribue une longueur d'onde à un objet matériel

Longueur d'onde associée à une particule massive

- pour expliquer les manips d'interférences atomiques, on attribue une longueur d'onde à un objet matériel
- pour un photon on a $p = h/\lambda$: on procède de la même manière pour une onde de matière

Longueur d'onde associée à une particule massive

- pour expliquer les manips d'interférences atomiques, on attribue une longueur d'onde à un objet matériel
- pour un photon on a $p = h/\lambda$: on procède de la même manière pour une onde de matière

Définition (Longueur d'onde de de Broglie)

On associe à un objet matériel de masse m et de vitesse de norme v la longueur d'onde dite de de Broglie λ_{dB} telle que :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}.$$

Longueur d'onde associée à une particule massive

Définition (Longueur d'onde de de Broglie)

On associe à un objet matériel de masse m et de vitesse de norme v la longueur d'onde dite de de Broglie λ_{dB} telle que :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}.$$

Longueur d'onde associée à une particule massive

Définition (Longueur d'onde de de Broglie)

On associe à un objet matériel de masse m et de vitesse de norme v la longueur d'onde dite de de Broglie λ_{dB} telle que :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}.$$

- d'autant plus petite que p est élevée

Longueur d'onde associée à une particule massive

Définition (Longueur d'onde de de Broglie)

On associe à un objet matériel de masse m et de vitesse de norme v la longueur d'onde dite de de Broglie λ_{dB} telle que :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}.$$

- d'autant plus petite que p est élevée
- $\lambda_{dB} \simeq 3 \cdot 10^{-11}$ m pour Na à $600\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, vitesse caractéristique à $300\,\mathrm{K}$

Longueur d'onde associée à une particule massive

Définition (Longueur d'onde de de Broglie)

On associe à un objet matériel de masse m et de vitesse de norme v la longueur d'onde dite de de Broglie λ_{dB} telle que :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}.$$

- d'autant plus petite que p est élevée
- $\lambda_{dB} \simeq 3 \cdot 10^{-11}$ m pour Na à $600\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$, vitesse caractéristique à $300\,\mathrm{K}$
- historiquement introduit (1924) par Louis de Broglie pour décrire l'interaction de l'électron avec le rayonnement quantifié par Einstein

Longueur d'onde associée à une particule massive

Définition (Longueur d'onde de de Broglie)

On associe à un objet matériel de masse m et de vitesse de norme v la longueur d'onde dite de de Broglie λ_{dB} telle que :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}.$$

- d'autant plus petite que p est élevée
- $\lambda_{dB} \simeq 3 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m}$ pour Na à $600\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$, vitesse caractéristique à $300\,\mathrm{K}$
- historiquement introduit (1924) par Louis de Broglie pour décrire l'interaction de l'électron avec le rayonnement quantifié par Einstein
- reste valable dans le cadre des fonctions d'ondes de la mécanique quantique

Paquet d'ondes de matière

Animation paquet d'ondes

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\text{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_B T/m}$

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\text{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_B T/m}$

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\mathrm{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_\mathrm{B}T/m} \simeq 2\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ soit λ_{dB}

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\mathrm{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_\mathrm{B}T/m} \simeq 2\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ soit λ_{dB} $== h/(mv) = 4\cdot 10^{-8}\,\mathrm{m}$
- les fentes font $2\,\mu\mathrm{m}$ et sont distantes de $6\,\mu\mathrm{m}$

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\text{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_B T/m} \simeq 2\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ soit λ_{dB} $== h/(mv) = 4\cdot 10^{-8}\,\text{m}$
- les fentes font $2\,\mu\text{m}$ et sont distantes de $6\,\mu\text{m}$
- condition de diffraction/interférences

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\text{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_\text{B}T/m} \simeq 2\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ soit λ_{dB} $== h/(mv) = 4\cdot 10^{-8}\,\text{m}$
- les fentes font $2\,\mu\text{m}$ et sont distantes de $6\,\mu\text{m}$
- condition de diffraction/interférences
  - la diffraction se manifeste quand les tailles ne sont pas très grandes devant λ

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\mathrm{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_\mathrm{B}T/m} \simeq 2\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ soit λ_{dB} $== h/(mv) = 4\cdot 10^{-8}\,\mathrm{m}$
- les fentes font $2\,\mathrm{\mu m}$ et sont distantes de $6\,\mathrm{\mu m}$
- condition de diffraction/interférences
  - la diffraction se manifeste quand les tailles ne sont pas très grandes devant λ
  - les interférences nécessitent que la différence de trajet soit de l'ordre de λ

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\mathrm{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_\mathrm{B}T/m} \simeq 2\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ soit λ_{dB} $== h/(mv) = 4\cdot 10^{-8}\,\mathrm{m}$
- les fentes font $2\,\mathrm{\mu m}$ et sont distantes de $6\,\mathrm{\mu m}$
- condition de diffraction/interférences
  - la diffraction se manifeste quand les tailles ne sont pas très grandes devant λ
  - les interférences nécessitent que la différence de trajet soit de l'ordre de λ
  - ici les dimensions sont grandes devant λ mais pas trop : on peut observer diffraction et interférence

Diffraction d'onde de matière : retour sur les interférences atomiques

- l'hélium à $T \simeq 1\,\mathrm{mK}$: $v \simeq \sqrt{3k_\mathrm{B}T/m} \simeq 2\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ soit λ_{dB} $== h/(mv) = 4\cdot 10^{-8}\,\mathrm{m}$
- les fentes font $2\,\mathrm{\mu m}$ et sont distantes de $6\,\mathrm{\mu m}$
- condition de diffraction/interférences
  - la diffraction se manifeste quand les tailles ne sont pas très grandes devant λ
  - les interférences nécessitent que la différence de trajet soit de l'ordre de λ
  - ici les dimensions sont grandes devant λ mais pas trop : on peut observer diffraction et interférence
  - les angles sont quand même faibles : il faut observer loin ($\simeq 10\,\mathrm{cm}$) pour distinguer l'interfrange

Animation Wave interference

comme pour les interférences de photons uniques, on observe une onde qui :

- se diffracte
- donne naissance à une figure d'interférences
- jusqu'à sa détection où elle « devient localisée »

Énergie d'une onde de de Broglie (HP)

- en mécanique classique : $\mathscr{E}_{\mathrm{c}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$
- on peut donc relier la pulsation de l'onde de matière au vecteur d'onde

Énergie d'une onde de de Broglie (HP)

- en mécanique classique : $\mathscr{E}_{\text{c}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$
- on peut donc relier la pulsation de l'onde de matière au vecteur d'onde

Énergie d'une onde de de Broglie

L'énergie associée à un quantum d'onde de matière de quantité de mouvement p est, pour des particules libres de masse m :

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

Énergie d'une onde de de Broglie (HP)

- en mécanique classique : $\mathscr{E}_{\text{c}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$
- on peut donc relier la pulsation de l'onde de matière au vecteur d'onde

Énergie d'une onde de de Broglie

L'énergie associée à un quantum d'onde de matière de quantité de mouvement p est, pour des particules libres de masse m :

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

- particule libre : sans interaction avec l'extérieur
- ☠ on n'a pas $\omega/k = cste$ comme pour les photons : la célérité d'une onde de matière dépend toujours de la longueur d'onde
- la célérité des ondes est croissante avec k

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$
  - onde lumineuse sinon

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$
  - onde lumineuse sinon
- de même pour la matière

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$
  - onde lumineuse sinon
- de même pour la matière
  - particules pour $\lambda_{dB} \ll a$ (*ie* $\hbar \to 0$)

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$
  - onde lumineuse sinon
- de même pour la matière
  - particules pour $\lambda_{dB} \ll a$ (*ie* $\hbar \to 0$)
  - onde de matière sinon

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$
  - onde lumineuse sinon
- de même pour la matière
  - particules pour $\lambda_{dB} \ll a$ (*ie* $\hbar \rightarrow 0$)
  - onde de matière sinon

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$
  - onde lumineuse sinon
- de même pour la matière
  - particules pour $\lambda_{dB} \ll a$ (*ie* $\hbar \to 0$)
  - onde de matière sinon
- comportement particulaire de lumière observé quand les énergies échangées sont de l'ordre de $\hbar\omega$

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

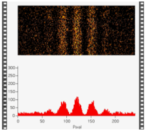
- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$
  - onde lumineuse sinon
- de même pour la matière
  - particules pour $\lambda_{dB} \ll a$ (*ie* $\hbar \to 0$)
  - onde de matière sinon
- comportement particulaire de lumière observé quand les énergies échangées sont de l'ordre de $\hbar\omega$
- flux lumineux continu sinon

la manifestation des effets quantiques va dépendre de λ et d'une taille caractéristique a des phénomènes observés (une fente par exemple)

- lumière en optique classique
  - rayon lumineux pour $\lambda \ll a$
  - onde lumineuse sinon
- de même pour la matière
  - particules pour $\lambda_{dB} \ll a$ (*ie* $\hbar \to 0$)
  - onde de matière sinon

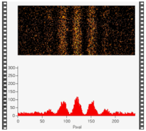
- comportement particulaire de lumière observé quand les énergies échangées sont de l'ordre de $\hbar\omega$
- flux lumineux continu sinon
- on parlera de quanton pour tout objet quantique (photon, particule massive) régie par la physique quantique

Un quanton vs beaucoup

expérience de photons uniques 

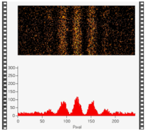
- la position du premier photon n'est pas prévisible (aléatoire)

Un quanton vs beaucoup

expérience de photons uniques 

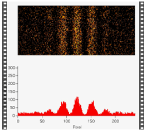
- la position du premier photon n'est pas prévisible (aléatoire)
- la position de chaque photon est aléatoire

Un quanton vs beaucoup

expérience de photons uniques 

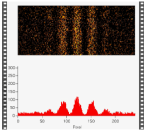
- la position du premier photon n'est pas prévisible (aléatoire)
- la position de chaque photon est aléatoire
- ☠ aléatoire ne veut pas dire qu'il peut arriver n'importe où

Un quanton vs beaucoup

expérience de photons uniques 

- la position du premier photon n'est pas prévisible (aléatoire)
- la position de chaque photon est aléatoire
- ☠ aléatoire ne veut pas dire qu'il peut arriver n'importe où
- la figure d'interférence ou de diffraction est toujours la même

Un quanton vs beaucoup

expérience de photons uniques 

- la position du premier photon n'est pas prévisible (aléatoire)
- la position de chaque photon est aléatoire
- ☠ aléatoire ne veut pas dire qu'il peut arriver n'importe où
- la figure d'interférence ou de diffraction est toujours la même
- chaque photon a une certaine probabilité $P(x)$ d'arriver à la position x sur l'écran (une densité de probabilité d'arriver au voisinage de x plus précisément)

Interprétation

Loi de probabilité

Le point d'impact de chaque photon obéit à une loi de probabilité que l'observation d'un grand nombre de photons permet de déterminer.

Interprétation

Loi de probabilité

Le point d'impact de chaque photon obéit à une loi de probabilité que l'observation d'un grand nombre de photons permet de déterminer.

- analogue au problème de la détermination de l'incertitude statistique en renouvelant un grand nombre de mesures d'une grandeur classique

Interprétation

Loi de probabilité

Le point d'impact de chaque photon obéit à une loi de probabilité que l'observation d'un grand nombre de photons permet de déterminer.

- analogue au problème de la détermination de l'incertitude statistique en renouvelant un grand nombre de mesures d'une grandeur classique
  - le résultat d'une mesure est aléatoire

Interprétation

Loi de probabilité

Le point d'impact de chaque photon obéit à une loi de probabilité que l'observation d'un grand nombre de photons permet de déterminer.

- analogue au problème de la détermination de l'incertitude statistique en renouvelant un grand nombre de mesures d'une grandeur classique
  - le résultat d'une mesure est aléatoire
  - un grand nombre de mesures permet de déterminer la loi de probabilité (moyenne et écart type entre autres)

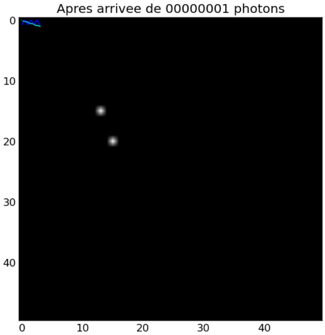
Interprétation

Loi de probabilité

Le point d'impact de chaque photon obéit à une loi de probabilité que l'observation d'un grand nombre de photons permet de déterminer.

- analogue au problème de la détermination de l'incertitude statistique en renouvelant un grand nombre de mesures d'une grandeur classique
  - le résultat d'une mesure est aléatoire
  - un grand nombre de mesures permet de déterminer la loi de probabilité (moyenne et écart type entre autres)
- ici $P(x)$ dépend entre autres de la géométrie de l'obstacle et de la longueur d'onde de de Broglie

Simulation numérique



Fonction d'onde

Fonction d'onde

- expériences d'interférences : deux chemins pour arriver à un endroit peuvent conduire à une probabilité nulle en un point où elle est non nulle quand il n'y a qu'un seul chemin

Fonction d'onde

- expériences d'interférences : deux chemins pour arriver à un endroit peuvent conduire à une probabilité nulle en un point où elle est non nulle quand il n'y a qu'un seul chemin
- la probabilité d'être en un point ne contient pas toute l'information sur l'état du système

Fonction d'onde

Définition (Fonction d'onde)

La répartition spatiale d'un quanton est décrite en physique quantique par une fonction d'onde $\Psi(M,t)$ que l'on peut évaluer en tout point M et à chaque instant t.

Fonction d'onde

Définition (Fonction d'onde)

La répartition spatiale d'un quanton est décrite en physique quantique par une fonction d'onde $\Psi(M,t)$ que l'on peut évaluer en tout point M et à chaque instant t.

Fonction d'onde

Définition (Fonction d'onde)

La répartition spatiale d'un quanton est décrite en physique quantique par une fonction d'onde $\Psi(M,t)$ que l'on peut évaluer en tout point M et à chaque instant t.

- $\Psi(x,t)$ est fondamentalement complexe mais pas essentiel pour nous : seul le fait qu'elle puisse être négative importe

Fonction d'onde

Définition (Fonction d'onde)

La répartition spatiale d'un quanton est décrite en physique quantique par une fonction d'onde $\Psi(M,t)$ que l'on peut évaluer en tout point M et à chaque instant t.

- $\Psi(x,t)$ est fondamentalement complexe mais pas essentiel pour nous : seul le fait qu'elle puisse être négative importe
- Ψ est un cas particulier d'amplitude de probabilité : l'amplitude de probabilité de présence

Fonction d'onde

Définition (Fonction d'onde)

La répartition spatiale d'un quanton est décrite en physique quantique par une fonction d'onde $\Psi(M,t)$ que l'on peut évaluer en tout point M et à chaque instant t.

- $\Psi(x,t)$ est fondamentalement complexe mais pas essentiel pour nous : seul le fait qu'elle puisse être négative importe
- Ψ est un cas particulier d'amplitude de probabilité : l'amplitude de probabilité de présence
- on peut aussi avoir des amplitudes de probabilité de quantité de mouvement, d'état de spin…

Fonction d'onde

Définition (Fonction d'onde)

La répartition spatiale d'un quanton est décrite en physique quantique par une fonction d'onde $\Psi(M,t)$ que l'on peut évaluer en tout point M et à chaque instant t.

Lien avec la probabilité de présence

Probabilité de présence

La probabilité $P(M,t)$ qu'une mesure de position d'un objet de fonction d'onde $\Psi(M,t)$ donne, à l'instant t la position M est proportionnelle au module au carré de $\Psi(M,t)$: $P(M,t) \propto |\Psi(M,t)|^2$

Lien avec la probabilité de présence

Probabilité de présence

La **probabilité** $P(M,t)$ qu'une mesure de position d'un objet de fonction d'onde $\Psi(M,t)$ donne, à l'instant t la position M est proportionnelle au **module au carré de $\Psi(M,t)$** : $P(M,t) \propto |\Psi(M,t)|^2$

- facteur de proportionnalité de normalisation car $|\Psi|^2$ est une densité de probabilité, homogène à $1/\text{m}^2$ (à 1D)

Lien avec la probabilité de présence

Probabilité de présence

La probabilité $P(M,t)$ qu'une mesure de position d'un objet de fonction d'onde $\Psi(M,t)$ donne, à l'instant t la position M est proportionnelle au module au carré de $\Psi(M,t)$: $P(M,t) \propto |\Psi(M,t)|^2$

- facteur de proportionnalité de normalisation car $|\Psi|^2$ est une densité de probabilité, homogène à $1/\mathrm{m}^2$ (à 1D)
- aucune importance car seules les variations avec x importent

Exemples de fonctions d'ondes (HP)

- on présente deux exemples fondamentaux
- pouvant décrire aussi bien un photon qu'une particule massive

Exemples de fonctions d'ondes (HP)

Définition (Onde plane monochromatique)

Une onde plane monochromatique unidimensionnelle de quantité de mouvement $\hbar k\overrightarrow{e_x}$ est décrite par la fonction d'onde :

$$\Psi(x) \propto e^{ikx}$$

Exemples de fonctions d'ondes (HP)

Définition (Onde plane monochromatique)

Une onde plane monochromatique unidimensionnelle de quantité de mouvement $\hbar k\vec{e_x}$ est décrite par la fonction d'onde :

$$\Psi(x) \propto e^{ikx}$$

- $|e^{ikx}|^2 = 1$ indépendant de x : délocalisation totale dans tout l'espace
- problème $\int \Psi(x)|^2 \mathrm{d}x$ diverge alors qu'on devrait avoir $\int \Psi(x)|^2 \mathrm{d}x = 1$: probabilité d'être trouvé quelque part

Exemples de fonctions d'ondes (HP)

Définition (Paquet d'ondes gaussien)

Un exemple de paquet d'ondes gaussien unidimensionnel de quantité de centre x_0, de quantité de mouvement $\hbar k_0$ et de largeur Δx est donné par la fonction d'onde :

$$\Psi(x) = \left(\frac{1}{(2\pi\Delta x^2)}\right)^{1/4} e^{ik_0x} e^{-(x-x_0)^2/(4\Delta_x^2)}$$

La largeur Δx est l'indétermination sur la position du quanton.

Exemples de fonctions d'ondes (HP)

Définition (Paquet d'ondes gaussien)

Un exemple de paquet d'ondes gaussien unidimensionnel de quantité de centre x_0, de quantité de mouvement $\hbar k_0$ et de largeur Δx est donné par la fonction d'onde :

$$\Psi(x) = \frac{1}{\left(2\pi\Delta x^2\right)}^{1/4} e^{ik_0 x} e^{-(x-x_0)^2/(4\Delta_x^2)}$$

La largeur Δx est l'indétermination sur la position du quanton.

- localisée sur une largeur $\propto \Delta x$ qui est liée à la largeur de la distribution statistique des mesures de la position
- ici on a bien $\int |\Psi(x)|^2 \, \mathrm{d}x = 1$
- on peut montrer (équation de Schrödinger) que le centre se déplace selon $\vec{e_x}$
  - à $\hbar k_0/m$ pour une particule massive, avec Δx qui s'accroît avec le temps, d'autant plus vite que Δx est initialement petit
  - à c pour un photon, sans que Δx ne change

Exemples de fonctions d'ondes (HP)

Définition (Paquet d'ondes gaussien)

Un exemple de paquet d'ondes gaussien unidimensionnel de quantité de centre x_0, de quantité de mouvement $\hbar k_0$ et de largeur Δx est donné par la fonction d'onde :

$$\Psi(x) = \frac{1}{\left(2\pi\Delta x^2\right)}^{1/4} e^{ik_0 x} e^{-(x-x_0)^2/(4\Delta_x^2)}$$

La largeur Δx est l'indétermination sur la position du quanton.

- localisée sur une largeur $\propto \Delta x$ qui est liée à la largeur de la distribution statistique des mesures de la position
- ici on a bien $\int |\Psi(x)|^2 \, \mathrm{d}x = 1$
- on peut montrer (équation de Schrödinger) que le centre se déplace selon $\vec{e_x}$
  - à $\hbar k_0/m$ pour une particule massive, avec Δx qui s'accroît avec le temps, d'autant plus vite que Δx est initialement petit
  - à c pour un photon, sans que Δx ne change

Cas des fentes d'Young

- les fentes sont très longues selon y donc le problème est indépendant de y : 1D selon x

Cas des fentes d'Young

- les fentes sont très longues selon y donc le problème est indépendant de y : 1D selon x
- flux de particules indépendant de t

Cas des fentes d'Young

- les fentes sont très longues selon y donc le problème est indépendant de y : 1D selon x
- flux de particules indépendant de t
- finalement l'amplitude de probabilité ne dépend que de x : on a $\Psi(x)$

Interférences

- fente 2 fermée : on note $\Psi_1(x)$ l'amplitude de probabilité sur l'écran correspondante

Interférences

- fente 2 fermée : on note $\Psi_1(x)$ l'amplitude de probabilité sur l'écran correspondante
- fente 1 fermée : $\Psi_2(x)$ sur l'écran

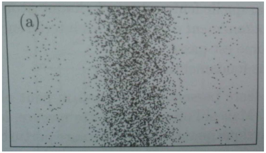
Interférences

- fente 2 fermée : on note $\Psi_1(x)$ l'amplitude de probabilité sur l'écran correspondante
- fente 1 fermée : $\Psi_2(x)$ sur l'écran
- les deux ouvertes : $\Psi(x) \propto \Psi_1(x) + \Psi_2(x)$

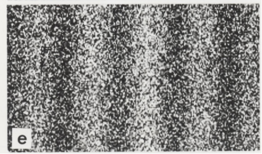
Interférences

- fente 2 fermée : on note $\Psi_1(x)$ l'amplitude de probabilité sur l'écran correspondante
- fente 1 fermée : $\Psi_2(x)$ sur l'écran
- les deux ouvertes : $\Psi(x) \propto \Psi_1(x) + \Psi_2(x)$
- la densité de probabilité de détecter une particule en x est donc proportionnelle à : $|\Psi_1(x) + \Psi_2(x)|^2 = |\Psi_1(x)|^2 + |\Psi_2(x)|^2 + 2\,\mathrm{Re}\left(\overline{\Psi_1}(x)\Psi_2(x)\right)$ différente de la somme des probabilités : terme d'interférences

Photos



une fente découverte



deux fentes découvertes

Conditions d'interférences

Animation en ondes
Animation en phases

Intervention de λ_{dB}

- interférences classiques : amplitudes en $\cos(\omega t - kr)$ pour chaque amplitude (en phase à $t = 0$ sur les fentes pour alléger)

Intervention de λ_{dB}

- interférences classiques : amplitudes en $\cos(\omega t - kr)$ pour chaque amplitude (en phase à $t = 0$ sur les fentes pour alléger)
  - interférences constructives pour $kr_1 = kr_2 \mod 2\pi$

Intervention de λ_{dB}

- interférences classiques : amplitudes en $\cos(\omega t - kr)$ pour chaque amplitude (en phase à $t = 0$ sur les fentes pour alléger)
  - interférences constructives pour $kr_1 = kr_2 \mod 2\pi$
  - destructives pour $kr_1 = kr_2 + \pi \mod 2\pi$

Intervention de λ_{dB}

- interférences classiques : amplitudes en $\cos(\omega t - kr)$ pour chaque amplitude (en phase à $t = 0$ sur les fentes pour alléger)
  - interférences constructives pour $kr_1 = kr_2 \mod 2\pi$
  - destructives pour $kr_1 = kr_2 + \pi \mod 2\pi$
- interférences quantiques : amplitudes en $e^{i(\omega t - kr)}$

Intervention de λ_{dB}

- interférences classiques : amplitudes en $\cos(\omega t - kr)$ pour chaque amplitude (en phase à $t = 0$ sur les fentes pour alléger)
  - interférences constructives pour $kr_1 = kr_2 \mod 2\pi$
  - destructives pour $kr_1 = kr_2 + \pi \mod 2\pi$
- interférences quantiques : amplitudes en $e^{i(\omega t - kr)}$
- les conditions d'interférences constructives ou destructives sont les mêmes

Intervention de λ_{dB}

- interférences classiques : amplitudes en $\cos(\omega t - kr)$ pour chaque amplitude (en phase à $t = 0$ sur les fentes pour alléger)
  - interférences constructives pour $kr_1 = kr_2 \mod 2\pi$
  - destructives pour $kr_1 = kr_2 + \pi \mod 2\pi$
- interférences quantiques : amplitudes en $e^{i(\omega t - kr)}$
- les conditions d'interférences constructives ou destructives sont les mêmes
- on n'aura pas besoin d'utiliser explicitement l'expression complexe

Généralisation

on admet que pour toute amplitude de probabilité :

Généralisation

on admet que pour toute amplitude de probabilité :

Interférences entre amplitudes de probabilité

On considère un objet pouvant emprunter, classiquement, plusieurs chemins $\{i = 1..N\}$ pour parvenir à un état final. On détermine, pour chaque chemin, les amplitudes de probabilité de parvenir à l'état quand seul ce chemin est possible.
L'amplitude de probabilité de parvenir à l'état final donné :

- quand tous les chemins sont possibles,
- et qu'on ne réalise pas de mesure du chemin suivi au cours de l'évolution,

est proportionnelle à la somme des amplitudes individuelles.

Généralisation

- pour $N = 2$ et des fonctions d'ondes : $\Psi \propto \Psi_1 + \Psi_2$ et la densité de probabilité $P \propto |\Psi_1 + \Psi_2|^2$
- on somme les amplitudes, pas les densités de probabilité
- ☠ à l'issue d'une mesure du chemin suivi (détection dans une des fentes), la fonction d'onde est celle correspondant à un passage par la fente détectée et non plus celle correspondant à un passage par les deux
- Animation paquet d'ondes : mesure quantique

Exemple de calcul

- on considère deux sources fixes distantes de $2a$ observées à une distance D, on note M le point d'observation variable

Exemple de calcul

- on considère deux sources fixes distantes de $2a$ observées à une distance D, on note M le point d'observation variable
- on a $r_{1,2} = \|\overrightarrow{S_{1,2}M}\|$

Exemple de calcul

- on considère deux sources fixes distantes de $2a$ observées à une distance D, on note M le point d'observation variable
- on a $r_{1,2} = \|\overrightarrow{S_{1,2}M}\|$
- on exprime

$$\Delta\varphi \equiv kr_2 - kr_1 = k\frac{r_2^2 - r_1^2}{r_1 + r_2}$$

et :

$$\begin{aligned} r_2^2 - r_1^2 &= \left(\overrightarrow{S_1M} + \overrightarrow{S_2M}\right) \cdot \left(\overrightarrow{S_2M} - \overrightarrow{S_1M}\right) \\ &= 2\overrightarrow{OM} \cdot \overrightarrow{S_2S_1} \end{aligned}$$

Exemple de calcul

- on considère deux sources fixes distantes de $2a$ observées à une distance D, on note M le point d'observation variable
- on a $r_{1,2} = \|\overrightarrow{S_{1,2}M}\|$
- on exprime

$$\Delta\varphi \equiv kr_2 - kr_1 = k\frac{r_2^2 - r_1^2}{r_1 + r_2}$$

et :

$$\begin{aligned} r_2^2 - r_1^2 &= \left(\overrightarrow{S_1M} + \overrightarrow{S_2M}\right) \cdot \left(\overrightarrow{S_2M} - \overrightarrow{S_1M}\right) \\ &= 2\overrightarrow{OM} \cdot \overrightarrow{S_2S_1} \end{aligned}$$

- pour un angle $\widehat{(\vec{r_2};\vec{r_1})}$ faible, (*ie* $D \gg a, x$) : $r_1 \simeq r_2 = D$ et $\Delta\varphi \simeq 2kax/D = 4\pi ax/(D\lambda_{dB})$: l'interfrange est $i = \lambda_{dB}D/(2a)$

Exemple de calcul

- on considère deux sources fixes distantes de $2a$ observées à une distance D, on note M le point d'observation variable
- on a $r_{1,2} = \|\overrightarrow{S_{1,2}M}\|$
- on exprime

$$\Delta\varphi \equiv kr_2 - kr_1 = k\frac{r_2^2 - r_1^2}{r_1 + r_2}$$

et :

$$\begin{aligned} r_2^2 - r_1^2 &= \left(\overrightarrow{S_1M} + \overrightarrow{S_2M}\right) \cdot \left(\overrightarrow{S_2M} - \overrightarrow{S_1M}\right) \\ &= 2\overrightarrow{OM} \cdot \overrightarrow{S_2S_1} \end{aligned}$$

- pour un angle $\widehat{(\vec{r_2};\vec{r_1})}$ faible, (*ie* $D \gg a,x$) : $r_1 \simeq r_2 = D$ et $\Delta\varphi \simeq 2kax/D = 4\pi ax/(D\lambda_{dB})$: l'interfrange est $i = \lambda_{dB}D/(2a)$
- avec $\lambda_{dB} \simeq 4 \cdot 10^{-8}\,$m, $2a = 6\,\mu$m, $D \simeq 10\,$cm : $i \simeq 6{,}7 \cdot 10^{-4}\,$m

Distribution de quantité de mouvement

Distribution de quantité de mouvement

- la fonction d'onde $\Psi(x)$ contient également l'information sur la quantité de mouvement

Distribution de quantité de mouvement

- la fonction d'onde $\Psi(x)$ contient également l'information sur la quantité de mouvement
  - la fonction d'onde monochromatique $\Psi(x) \propto e^{ik_0x}$ a une quantité de mouvement $\hbar k_0 \overrightarrow{e_x}$

Distribution de quantité de mouvement

- la fonction d'onde $\Psi(x)$ contient également l'information sur la quantité de mouvement
  - la fonction d'onde monochromatique $\Psi(x) \propto e^{ik_0 x}$ a une quantité de mouvement $\hbar k_0 \overrightarrow{e_x}$
  - et pour un paquet d'ondes ? Animation décomposition paquet d'ondes

Distribution de quantité de mouvement

Distribution de quantité de mouvement

On peut décrire un paquet d'ondes comme une somme d'ondes monochromatiques de vecteurs d'ondes principalement compris dans un intervalle $[k_0 - \Delta k/2; k_0 + \Delta k/2]$.

- $\hbar k_0$ représente la quantité de mouvement moyenne du quanton : son centre se déplace à $\hbar k_0/m$
- $\hbar \Delta k$ représente l'indétermination sur la qdm

Distribution de quantité de mouvement

Distribution de quantité de mouvement

On peut décrire un paquet d'ondes comme une somme d'ondes monochromatiques de vecteurs d'ondes principalement compris dans un intervalle $[k_0 - \Delta k/2; k_0 + \Delta k/2]$.

- $\hbar k_0$ représente la quantité de mouvement moyenne du quanton : son centre se déplace à $\hbar k_0/m$
- $\hbar \Delta k$ représente l'indétermination sur la qdm

- $\hbar \Delta k$ liée à la largeur de distribution statistique des mesures de qdm
- pour une onde monochromatique : $\Delta k = 0$ car il n'y a aucune indétermination

Cas de la diffraction d'une onde lumineuse

- diffraction d'une onde lumineuse par une fente de largeur a selon x, infinie selon y
- propagation selon $\vec{e_z}$
- on ne s'intéresse qu'à l'évolution de la répartition selon x
- l'onde est principalement diffractée avec des directions vérifiant $\sin(\theta) \simeq \frac{\lambda}{a}$: la quantité de mouvement de l'onde selon x juste après la fente a acquis une indétermination

Cas de la diffraction d'une onde lumineuse

On considère la diffraction d'une onde lumineuse plane monochromatique de longueur d'onde λ_0 en incidence normale sur une fente de largeur a selon x et infinie selon y.

1. On considère l'onde en amont de la fente. a. Quels sont son vecteur d'onde, et la quantité de mouvement dans une interprétation en termes de photons ? b. Quelles sont ses indéterminations spatiales et en quantité de mouvement :
   - selon x ;
   - selon z.
2. On considère l'onde juste en aval de la fente. a. Quelle est l'ordre de grandeur de son indétermination spatiale selon x, notée Δx ? b. En utilisant une interprétation en termes de photons, montrer que ceux-ci acquièrent une quantité de mouvement selon x. Quelle est l'ordre de grandeur de l'indétermination de cette qdm, notée Δp_x. c. Calculer le produit $\Delta x \Delta p_x$ et commenter.

Correction

1. a. $k = 2\pi/\lambda$; $\vec{p} = (h/\lambda)\vec{e_z}$ b.
   - $\Delta z = \infty$; $\Delta p_z = 0$
   - $\Delta x = \infty$; $\Delta p_x = 0$
2. a. $\Delta x \simeq a$ b. déplacement selon x : dans la direction α : $p_x = \sin(\alpha)h/\lambda$; $\Delta p_x = h\sin(\alpha)/\lambda \simeq h/a$ c. $\Delta x \Delta p_x = h$, indépendant de a.

Inégalité de Heisenberg

Inégalité d'indétermination de Heisenberg

On considère la fonction d'onde d'un quanton, pour un système unidimensionnel, caractérisée par :

- une indétermination sur la position Δx ;
- une indétermination sur la quantité de mouvement Δp_x.

Leur produit vérifie l'inégalité :

$$\Delta x \Delta p_x \geqslant \frac{\hbar}{2},$$

avec $\hbar = h/(2\pi) \simeq 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ J · s la constate de Planck réduite.

- il s'agit d'un résultat analytique liant les distributions de position et qdm par la transformée de Fourier
- plus une fonction d'onde est localisée, plus la valeur minimale de Δp_x sera élevée *ie* plus ses vecteurs d'ondes seront dispersés,

Exemples

- Animation Fourier continu :

Exemples

- Animation Fourier continu :
- l'égalité peut être réalisée pour certaines distributions en position et en qdm toutes les deux gaussiennes

Exemples

- Animation Fourier continu :
- l'égalité peut être réalisée pour certaines distributions en position et en qdm toutes les deux gaussiennes
- pour une sinusoïde monochromatique $\Delta x \to \infty$

Exemples

- Animation Fourier continu :
- l'égalité peut être réalisée pour certaines distributions en position et en qdm toutes les deux gaussiennes
- pour une sinusoïde monochromatique $\Delta x \to \infty$
- pour les gaussiennes vérifiant l'égalité : augmentation de Δx diminue Δp_x

Exemples

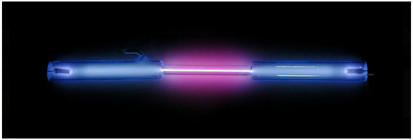
- Animation Fourier continu :
- l'égalité peut être réalisée pour certaines distributions en position et en qdm toutes les deux gaussiennes
- pour une sinusoïde monochromatique $\Delta x \to \infty$
- pour les gaussiennes vérifiant l'égalité : augmentation de Δx diminue Δp_x
- l'évolution temporelle du paquet d'onde pour une particule libre augmente Δx sans changer Δp_x : Animation évolution paquet d'ondes libre

Observations expérimentales

on observe le rayonnement émis ou absorbé par un gaz atomique dans une lampe à décharge

Observations expérimentales

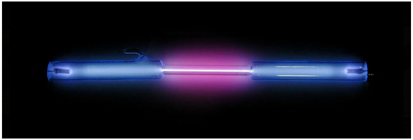
- décharges électriques ($100\,\mathrm{V \cdot cm^{-1}}$) dans $H_{2(g)}$ sous faible pression
- ionisation du gaz et courant électrique
- les collisions avec les électrons excitent H_2 qui se désexcitent en émettant un rayonnement



Lampe à décharge : $H_{2(g)}$ sous $1{,}8\,\mathrm{kV}$

Observations expérimentales

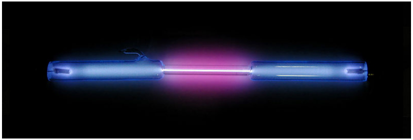
- décharges électriques ($100\,\mathrm{V\cdot cm^{-1}}$) dans $H_{2(g)}$ sous faible pression
- ionisation du gaz et courant électrique
- les collisions avec les électrons excitent H_2 qui se désexcitent en émettant un rayonnement
  - le spectre des longueurs d'ondes émises est discret



Lampe à décharge : $H_{2(g)}$ sous $1{,}8\,\mathrm{kV}$

Observations expérimentales

- décharges électriques ($100\,\mathrm{V \cdot cm^{-1}}$) dans $H_{2(g)}$ sous faible pression
- ionisation du gaz et courant électrique
- les collisions avec les électrons excitent H_2 qui se désexcitent en émettant un rayonnement
  - le spectre des longueurs d'ondes émises est discret
  - les longueurs d'onde λ_i émises sont indépendantes de la pression et de la température du gaz



Lampe à décharge : $H_{2(g)}$ sous $1{,}8\,\mathrm{kV}$

Observations expérimentales

Définition (Spectre d'émission)

Les longueurs d'ondes discrètes émises sont nommées raies. L'ensemble des raies constitue le spectre d'émission de l'atome.

Spectre de H

Modèle planétaire classique

- pour l'atome d'hydrogène, on considère un électron ponctuel de charge $-e$, de masse m_e
- en mouvement autour d'un noyau ponctuel fixe de charge $+e$
- l'interaction étant régie par la force coulombienne

Modèle planétaire classique

- pour l'atome d'hydrogène, on considère un électron ponctuel de charge $-e$, de masse m_e
- en mouvement autour d'un noyau ponctuel fixe de charge $+e$
- l'interaction étant régie par la force coulombienne

Modèle planétaire

En physique classique, les orbites circulaires de rayon a d'un électron autour du noyau de l'atome d'hydrogène ont :

- une énergie mécanique : $\mathscr{E}_\mathrm{m} = -\dfrac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}$
- un moment cinétique $\sigma = \sqrt{\dfrac{a m_e e^2}{4\pi\varepsilon_0}}$

Modèle planétaire classique

- pour l'atome d'hydrogène, on considère un électron ponctuel de charge $-e$, de masse m_e
- en mouvement autour d'un noyau ponctuel fixe de charge $+e$
- l'interaction étant régie par la force coulombienne

Modèle planétaire

En physique classique, les orbites circulaires de rayon a d'un électron autour du noyau de l'atome d'hydrogène ont :

- une énergie mécanique : $\mathscr{E}_\mathrm{m} = -\dfrac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}$
- un moment cinétique $\sigma = \sqrt{\dfrac{a m_e e^2}{4\pi\varepsilon_0}}$

Modèle planétaire classique

- pour l'atome d'hydrogène, on considère un électron ponctuel de charge $-e$, de masse m_e
- en mouvement autour d'un noyau ponctuel fixe de charge $+e$
- l'interaction étant régie par la force coulombienne

Modèle planétaire

En physique classique, les orbites circulaires de rayon a d'un électron autour du noyau de l'atome d'hydrogène ont :

- une énergie mécanique : $\mathscr{E}_\mathrm{m} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}$
- un moment cinétique $\sigma = \sqrt{\frac{a m_e e^2}{4\pi\varepsilon_0}}$

- toutes les valeurs de a sont possibles : émission et absorption d'un rayonnement à ν quelconques contrairement aux spectres observés

Modèle planétaire classique

Modèle planétaire

En physique classique, les orbites circulaires de rayon a d'un électron autour du noyau de l'atome d'hydrogène ont :

- une énergie mécanique : $\mathscr{E}_\mathrm{m} = -\dfrac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}$
- un moment cinétique $\sigma = \sqrt{\dfrac{a m_e e^2}{4\pi\varepsilon_0}}$

- toutes les valeurs de a sont possibles : émission et absorption d'un rayonnement à ν quelconques contrairement aux spectres observés
- on pourrait aussi avoir des trajectoires elliptiques

Modèle planétaire classique

Modèle planétaire

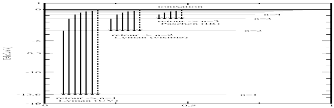
En physique classique, les orbites circulaires de rayon a d'un électron autour du noyau de l'atome d'hydrogène ont :

- une énergie mécanique : $\mathscr{E}_\text{m} = -\dfrac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a}$
- un moment cinétique $\sigma = \sqrt{\dfrac{a m_e e^2}{4\pi\varepsilon_0}}$

- toutes les valeurs de a sont possibles : émission et absorption d'un rayonnement à ν quelconques contrairement aux spectres observés
- on pourrait aussi avoir des trajectoires elliptiques
- on constate que $\mathscr{E}_\text{m} = \dfrac{\text{cste}}{\sigma^2}$

Raies de l'atome d'hydrogène

on observe que les raies d'émission correspondent à des transitions entre des énergies vérifiant : $\mathscr{E}_{\mathrm{m}n} - \mathscr{E}_{\mathrm{m}p} = \mathrm{cste}\left(1/n^2 - 1/p^2\right)$, avec n et p des entiers.



Spectre de H

Modèle planétaire de Bohr

Modèle planétaire de Bohr

Dans le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène, on fait l'hypothèse que le moment cinétique est quantifié : il ne peut prendre que les valeurs discrètes :

$$\sigma_n = n\hbar,$$

avec $n \in \mathbb{N}^\star$.

Cette quantification implique une quantification :

- de l'énergie $\mathcal{E}_n = -\frac{E_0}{n^2}$ avec E_0 = $13{,}605\,693\,122\,994(26)$ eV l'énergie de Rydberg

Modèle planétaire de Bohr

Modèle planétaire de Bohr

- ici on rajoute arbitrairement une quantification d'une grandeur classique
- en physique quantique, l'énergie et le moment cinétique sont, de même que la position et la qdm, déterminées par la fonction d'onde
- on recherche des états stationnaires dans lesquels la fonction d'onde reste la même au cours du temps, à une phase globale près
  - en physique quantique, ces états stationnaires ont les mêmes valeurs E_n de l'énergie
  - la taille caractéristique de ces fonctions d'onde est de l'ordre de a_n

Nombres quantiques de l'atome d'hydrogène (HP)

- dans la classification périodique, la description des couches et sous-couches correspond à des nombres quantiques
- à une période correspond le nombre quantique n
- il existe d'autres grandeurs quantifiées
- plusieurs états quantiques différents peuvent avoir la même énergie, on dit qu'ils sont dégénérés

Nombres quantiques de l'atome d'hydrogène (HP)

Nombres quantiques et orbitales atomiques

Un état quantique stationnaire, de l'atome d'hydrogène est complètement décrit par la données de 4 nombres entiers ou demi-entiers.
3 sont relatifs au mouvement orbital de l'électron :

- $n \in \mathbb{N}^\star$: nombre quantique principal,
- $\ell \in \mathbb{N} \in [0; n-1]$: nombre quantique secondaire/azimuthal
- $m_\ell \in \mathbb{Z} \in [-\ell; \ell]$: nombre quantique magnétique

La donnée du triplet $\{n, \ell, m_l\}$ caractérise complètement une orbitale atomique, notée $O.A.$.
Le quatrième est le nombre de spin $m_s = \pm\frac{1}{2}$ relatif au moment cinétique intrinsèque de l'électron nommé « spin ».
L'énergie d'un état est donnée par $-\frac{E_0}{n^2}$, sa dégénérescence est $2n^2$ (en comptant les deux états de spin $m_s = \pm\frac{1}{2}$).

Nombres quantiques de l'atome d'hydrogène (HP)

Grandeurs quantifiées

À chaque nombre quantique est associée une grandeur quantifiée :

- n l'énergie : $\mathcal{E}_n = -\frac{E_0}{n^2}$,
- ℓ la norme du moment cinétique, noté σ. On a $\sigma = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar$,
- m_ℓ la projection σ_z de $\vec{\sigma}$ sur un axe privilégié $\sigma_z = m_\ell \hbar$,
- m_s la projection S_z du moment cinétique intrinsèque $\vec{S}$ (de norme $S = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)\hbar}$) sur un axe privilégié $S_z = m_S \hbar$.

Nombres quantiques de l'atome d'hydrogène (HP)

- ☠ la dégénérescence sera différente pour les niveaux d'un atome polyélectronique
- la description des structures fine et hyperfine fait intervenir de nouveaux nombres quantiques

Autres exemples de quantification

Autres exemples de quantification

- la quantification intervient dès qu'un quanton est dans un état lié : la fonction d'onde doit « interférer constructivement avec elle-même »

Autres exemples de quantification

- la quantification intervient dès qu'un quanton est dans un état lié : la fonction d'onde doit « interférer constructivement avec elle-même »
- pour une quanton unidimensionnel confiné entre $x = 0$ et $x = \ell$: la quantité de mouvement doit être quantifiée (voir l'année prochaine)

Autres exemples de quantification

- la quantification intervient dès qu'un quanton est dans un état lié : la fonction d'onde doit « interférer constructivement avec elle-même »
- pour une quanton unidimensionnel confiné entre $x = 0$ et $x = \ell$: la quantité de mouvement doit être quantifiée (voir l'année prochaine)
  - par des interactions répulsives pour une particule massive

Autres exemples de quantification

- la quantification intervient dès qu'un quanton est dans un état lié : la fonction d'onde doit « interférer constructivement avec elle-même »
- pour une quanton unidimensionnel confiné entre $x = 0$ et $x = \ell$: la quantité de mouvement doit être quantifiée (voir l'année prochaine)
  - par des interactions répulsives pour une particule massive
  - par des miroirs pour la lumière

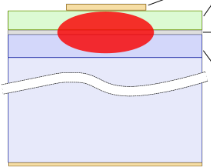
Autres exemples de quantification

Autres exemples de quantification

modèle limite de vrais systèmes :

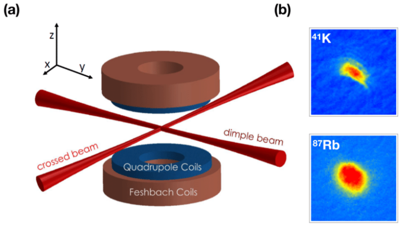
Autres exemples de quantification

hétérostructure quantique (puits pour des électrons dans semi-conducteurs) : couche de GaAs dans du AlAs, taille de l'ordre du nm



Autres exemples de quantification

Piège optique pour atomes froids, taille de l'ordre de la longueur d'onde lumineuse, $\simeq 80\,\mu\text{m}$ ici



Indispensable

- relations de Planck Einstein
- relation de de Broglie
- limites classiques
- amplitude de probabilité et (densité de) probabilité
- inégalité d'indétermination de Heisenberg
- modèle planétaire de Bohr