
DOC B : Approche Documentaire :

L'électron est un objet quantique



Clinton Davisson (46 ans) et Lester Germer (31 ans), en 1927, dans leur laboratoire de New York

Document 1 : Louis de Broglie propose (1924)

■ **Source** : Louis de Broglie, *Recherche sur la théorie des quanta*, dans *Annales de Physique*, 10^e série, t. III, janvier-février 1925, p. 22, 111 :

« Nous admettons dans le présent travail l'existence d'un phénomène périodique d'une nature encore à préciser qui serait lié à tout morceau isolé d'énergie et qui dépendrait de sa masse propre par l'équation de Planck-Einstein. [...] on est amené à admettre une proportionnalité entre le vecteur impulsion d'Univers d'un point matériel et un vecteur caractéristique de la propagation de l'onde associée dont la composante de temps est la fréquence. [...] Si les vitesses sont assez faibles pour permettre de négliger les termes de Relativité, la longueur d'onde liée au mouvement d'une molécule dont la vitesse est v , sera :

$$\lambda = \frac{\frac{c}{\beta}}{\frac{m_0 c^2}{h}} = \frac{h}{m_0 v} \gg$$



Document 2 : L'électron de Louis de Broglie (1929)

■ **Source** : Louis de Broglie, [discours Nobel](#) (12 décembre 1929), « The wave nature of the electron » :

« In accordance with the principle of inertia in every Galilean system, the corpuscle will have a rectilinear and uniform motion. [...] For him the wave will thus have a frequency:

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

and will propagate in the direction of the x-axis at the phase velocity:

$$V = \frac{c}{\beta} = \frac{c^2}{v}$$

[...]The corpuscle is thus defined in the system xyz by the frequency ν and the phase velocity V of its associated wave. To establish the parallelism of which we have spoken, we must seek to link these parameters to the mechanical parameters, energy and quantity of motion. Since the proportionality between energy and frequency is one of the most characteristic relations of the quantum theory, and since, moreover, the frequency and the energy transform in the same way when the Galilean reference system is changed, we may simply write

$$\text{energy} = h \times \text{frequency, or } W = h\nu$$

where h is Planck's constant. This relation must apply in all Galilean systems and in the intrinsic system of the corpuscle where the energy of the corpuscle, according to Einstein, reduces to its internal energy m_0c^2 (m_0 being the rest mass) we have

$$h\nu_0 = m_0c^2$$

This relation defines the frequency ν_0 as a function of the rest mass m_0 , or inversely.

The quantity of movement is a vector p equal to

$$\frac{m_0v}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

and we have:

$$(p) = \frac{m_0v}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{Wv}{c^2} = \frac{h\nu}{V} = \frac{h}{\lambda}$$

The quantity λ is the distance between two consecutive peaks of the wave, i.e. the "wavelength". Hence:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

This is a fundamental relation of the theory. [...]

With electrons which are not extremely fast, we may write

$$p = m_0v$$

and hence

$$\lambda = \frac{h}{m_0v}$$

where m_0 is the rest mass of the electron.

You will be aware that in practice, to obtain electrons moving at the same velocity, they are made to undergo a drop in potential P and we have

$$\frac{1}{2}m_0v^2 = eP$$

Hence,

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0eP}}$$

Numerically this gives

$$\lambda = \frac{12,24}{\sqrt{P}} \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (P \text{ in volts})$$

Since it is scarcely possible to use electrons other than such that have undergone a voltage drop of at least some tens of volts, you will see that the wavelength λ predicted by theory is at most of the order of 10^{-8} cm , i.e. of the order of the Ångström unit. It is also the order of magnitude of X-ray wavelengths.

[...] *For X-rays the phenomenon of diffraction by crystals was a natural consequence of the idea that X-rays are waves analogous to light and differ from it only by having a smaller wavelength. For electrons nothing similar could be foreseen as long as the electron was regarded as a simple small corpuscle.* [...]

Now, experiment which is the final judge of theories, has shown that the phenomenon of electron diffraction by crystals actually exists and that it obeys exactly and quantitatively the laws of wave mechanics. [...]

Thus to describe the properties of matter as well as those of light, *waves and corpuscles have to be referred to at one and the same time.* The electron can no longer be conceived as a single, small granule of electricity; it must be associated with a wave and this wave is no myth; its wavelength can be measured and its interferences predicted. It has thus been possible to predict a whole group of phenomena without their actually having been discovered. *And it is on this concept of the duality of waves and corpuscles in Nature*, expressed in a more or less abstract form, that the whole recent development of theoretical physics has been founded and that all future development of this science will apparently have to be founded. »

Document 3 : Parce qu'il n'y a pas que l'électron !

■ **Source** : Bernard Diu, *Traité de physique à l'usage des profanes*, Odile Jacob, 2000, p. 456-459 :

« Les longueurs d'onde associées à des corps matériels macroscopiques sont minuscules, totalement inappréciables. C'est pourquoi le caractère ondulatoire de la matière fut très difficile à mettre en évidence. La relation de Louis de Broglie montre que, pour des particules non relativistes — l'impulsion p est alors égale à mv —, la longueur d'onde λ est d'autant plus grande que la masse m est plus petite et la vitesse v plus faible.

Inutile donc de nous arrêter à des cailloux ou des balles : leur longueur d'onde serait tellement, tellement courte qu'aucune expérience (actuelle) ne pourrait en percevoir les effets. Nous choisirons donc, pour mieux nous représenter la situation, un tout petit corps macroscopique : un objet composé d'un nombre énorme d'atomes, certes — c'est ce que l'on entend par "macroscopique" —, mais aussi léger que possible. Un grain de poussière, peut-être ? On peut évaluer son diamètre d à un millième de millimètre, environ, et sa masse m à 10^{-15} kilogramme. Choisissons aussi une vitesse faible, mais plausible : $v = 1 \text{ mm/s}$. La relation de L. de Broglie donne dans ce cas

$$\lambda = 7 \cdot 10^{-16} \text{ mètre.}$$

Comment serait-il possible d'envisager qu'une telle longueur d'onde puisse se manifester ? Son rapport au diamètre du granule ne dépasse pas un milliardième !

Intéressons-nous maintenant aux particules microscopiques. Nous commençons par un neutron, relativement lourd ($m_n = 1,7 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$; cela équivaut à mille huit cents fois la masse de l'électron que nous considérerons bientôt). *Les vitesses doivent rester faibles* ; étudions donc les neutrons ralentis émanant d'une pile atomique : on les qualifie de "thermiques", car leur énergie cinétique est voisine de

$$\frac{1}{2} m_n v^2 = \frac{3}{2} kT$$

Le symbole T représente la température thermodynamique, k désigne la *constante de Boltzman*. Pour la température ordinaire (27°C), on trouve

$$\Lambda = 1,4 \text{ Angström} = 14 \text{ nm}$$

A la bonne heure ! Voilà maintenant une longueur d'onde de l'ordre de grandeur des distances entre atomes dans un solide. Si l'on dirige un faisceau de neutrons thermiques sur un cristal *a priori* quelconque, on observera des phénomènes de **diffraction des neutrons**. Il s'agit d'un processus de type **ondulatoire**, semblable à ceux que l'on obtient sur le même cristal avec un faisceau d'ondes électromagnétiques se situant dans le domaine des rayons X (longueurs d'onde voisines de l'angström).

Encouragés par ce résultat, nous nous tournons maintenant vers **l'électron**, la plus légère des particules chargées. Peut-être pourrons-nous donc envisager de lui communiquer des vitesses plus élevées que les précédentes. Quoi qu'il en soit, c'est le procédé habituel qui produira et accélérera les électrons. Si la grille accélératrice est portée au potentiel (positif) V , les électrons qui proviennent du filament — maintenu "à la masse", comme on dit, c'est-à-dire au potentiel nul — acquerront une énergie cinétique

$$\mathcal{E} = qV$$

Un calcul simple aboutit au résultat

$$\lambda = \frac{12,3 \text{ \AA}}{\sqrt{V}} \text{ où } V \text{ doit être exprimé en volts.}$$

On retrouve, pour $V = 50$ volts, une longueur d'onde de l'ordre de l'angström, c'est-à-dire la possibilité de produire avec les électrons des figures de diffraction et d'interférences à partir de cristaux, comme c'était déjà le cas pour les rayons X ou les neutrons thermiques.

Mais on peut accroître considérablement le potentiel V . Dans la région des kilovolts se situent les **microscopes électroniques** : avec dix mille volts, par exemple, on atteint des longueurs d'onde du dixième d'angström. L'avantage est colossal par comparaison avec les microscopes optiques : les longueurs d'onde de la lumière visible sont comprises entre 4 000 Å (violet) et 8 000 Å (rouge). On peut donc distinguer, à l'aide d'un microscope électronique, des détails environ cinquante mille fois plus ténus que n'en peut révéler un microscope optique.

Les énergies les plus élevées que l'on puisse transmettre à des particules microscopiques s'obtiennent auprès des grands accélérateurs, soit de protons, soit d'électrons. C'est autour d'eux que s'organise la recherche expérimentale en **physique des particules**.

Il ne s'agit pas ici de générer des figures d'interférence ou de diffraction, comme on pouvait le faire avec des cristaux. Mais on sait depuis l'optique ondulatoire que, si l'on veut explorer des détails de faible taille dans un objet, il faut disposer d'une sonde dont la longueur d'onde est inférieure à cette taille. C'est là l'une des raisons fondamentales de cette course aux hautes énergies.

On communique à ces particules des énergies sans commune mesure avec leur énergie de masse $m_0 c^2$ (c'est aussi vrai des protons malgré l'importance de leur masse). La relation de L. de Broglie reste la même ; c'est l'impulsion p qui doit être prise sous sa forme relativiste. On se souviendra à ce propos de la relation entre l'impulsion p et l'énergie \mathcal{E} d'une particule de masse m en Relativité :

$$\mathcal{E} = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$$

Les particules dont il est ici question sont « *ultrarelativistes* » (le terme de masse, dans l'égalité précédente, est négligeable), de sorte que la relation devient très simple

$$\mathcal{E} = pc$$

et très simple aussi la formule de L. de Broglie :

$$\lambda = \frac{hc}{\mathcal{E}}$$

En augmentant l'énergie \mathcal{E} délivrée aux particules par l'accélérateur, on sonde les cibles que l'on bombarde jusqu'à des détails très fins. Pour $\mathcal{E} = 1 \text{ GeV}$ (1 gigaélectron-volt, soit 10^9 eV), on trouve facilement

$$\lambda = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 1,2 \text{ fermi},$$

pour des protons comme pour des électrons — puisque le terme de masse est négligeable. Or la taille d'un noyau atomique — même celle du proton, noyau de l'hydrogène — est de quelques fermis. Des protons et des électrons accélérés à plusieurs gigaélectronvolts permettent ainsi d'explorer les noyaux des atomes, le proton et le neutron eux-mêmes. Les machines modernes atteignent la centaine de GeV s'il s'agit d'électrons, et le millier avec des protons.

Document 4 : Davisson (1937) se souvient (1927)

http://www.youtube.com/watch?v=Ho7K27B_Uu8

■ **Source** : C. J. Davisson, discours Nobel, 1937, dans *Physique quantique*, Cours de physique Berkeley, Armand Colin, p. 187188.

« Il était implicite dans la théorie que des faisceaux d'électrons devaient, comme les faisceaux de lumière, présenter des propriétés ondulatoires, et que diffusés par un réseau convenable, ces faisceaux devraient subir la diffraction ; pourtant aucun des principaux théoriciens n'avaient mentionné cet intéressant corollaire. Le premier à le signaler fut Elsasser qui fit remarquer, en 1925, que l'existence physique des ondes d'électrons pouvait être démontrée par des expériences de diffraction. La voie était alors tracée pour la découverte de la diffraction des électrons.

Il serait agréable de vous dire qu'aussitôt que furent connues les suggestions d'Elsasser, on commença à New-York des expériences qui permirent de mettre en évidence la diffraction des électrons, il serait encore plus agréable de dire que ce travail fut commencé le jour qui suivit l'apparition en Amérique des premières copies de la thèse de de Broglie. La véritable histoire fait moins appel à la perspicacité et plus au hasard. Ce travail fut en fait commencé en 1919 par la découverte accidentelle que le spectre d'énergie de l'émission secondaire d'électrons avait pour limite supérieure l'énergie des électrons incidents, même lorsque ceux-ci étaient accélérés par plusieurs centaines de volts : ceci signifiait qu'il existait une diffusion élastique des électrons par les métaux.

À partir de là commença une étude de la distribution angulaire de ces électrons diffusés élastiquement. Puis la chance intervint à nouveau, et c'est tout à fait par hasard que l'on découvrit que l'intensité de la diffusion élastique variait avec les orientations du cristal diffuseur. C'est ainsi que tout naturellement on commença à étudier la diffusion élastique par un monocristal d'orientation déterminée. Cette phase du travail débuta en 1925, l'année qui suivit la publication de la thèse de de Broglie et l'année qui précéda les grands développements de la mécanique ondulatoire. L'expérience de New-York ne fut donc pas conçue comme une vérification de la théorie ondulatoire. Ce n'est qu'en 1926, après avoir discuté de ces recherches en Angleterre avec Richardson, Born, Franck et d'autres, qu'elle prit ce caractère.

C'est en automne de l'année 1926 que l'on commença à rechercher les faisceaux diffractés, mais ce n'est pas avant le début de l'année suivante que l'on en trouva, un tout d'abord, puis une vingtaine très rapidement. Dix-neuf d'entre eux pouvaient être utilisés pour vérifier la relation entre la longueur d'onde et la quantité de mouvement, et dans tous les cas on vérifia, à la limite de la précision des mesures, la validité de la formule $\lambda = h/p$.

Je rappellerai brièvement le principe de l'expérience. Un faisceau d'électrons, de vitesse prédéterminée, est dirigé vers la face (111) d'un crissai de nickel, comme on l'a représenté schématiquement sur la figure [ci-contre]. Un collecteur ne pouvant accepter que les électrons diffusés élastiquement et leurs proches voisins, peut se déplacer sur un arc autour du cristal. Le cristal lui-même peut tourner autour de l'axe déterminé par le faisceau incident. Nous avons donc pu mesurer l'intensité de la diffusion élastique dans n'importe quelle direction en avant de la surface du cristal, à l'exception des directions se trouvant à moins de 10 à 15° du faisceau incident. »

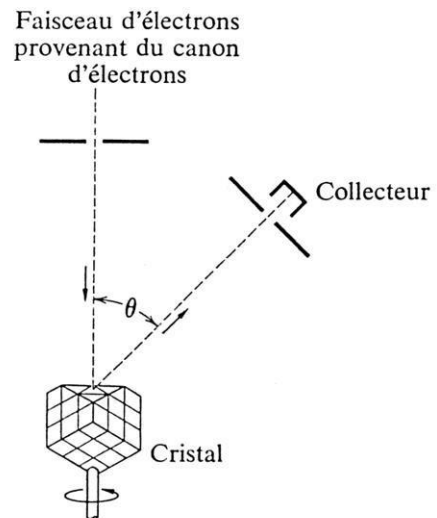


Fig. Figure schématique représentant la diffraction des électrons par la surface d'un monocristal. L'énergie des électrons incidents étant fixée, on observe, en fonction de l'angle θ , l'intensité du faisceau diffusé élastiquement.

5 L'article de Davisson et Germer (1927)

■ **Source** : C. Davisson et L. H. Germer, « [Diffraction of electrons by a crystal of nickel](#) », dans *The Physical review*, 2^e série, décembre 1927, Vol. 30, n°6, p. 705-740 :

« THE APPARATUS

The essential parts of the special apparatus, Fig. 2, used in these experiments are the “electron gun” G, the target T and the double Faraday box collector C. The electrons constituting the primary beam are emitted thermally from the tungsten ribbon F, and are projected from the gun into a field-free enclosure containing the target and collector; the outer walls to the gun, the target, the outer box of the collector and the box enclosing these parts are held at the same potential. The beam of the electrons meets the target at normal incidence. High speed electrons scattered within the small solid angle defined by the collector opening enter the inner box of the collector, and from thence pass through a sensitive galvanometer. [...] The angle between the axis of the incident beam and the line joining the bombarded area with the opening in the collector can be varied from 20 to 90 degrees. Also the target can be rotated about an axis that coincides with the axis of the incident beam. It is thus possible to measure the intensity of scattering in any direction in front of the target with the exception of direction lying within 20 degrees of the incident beam. »

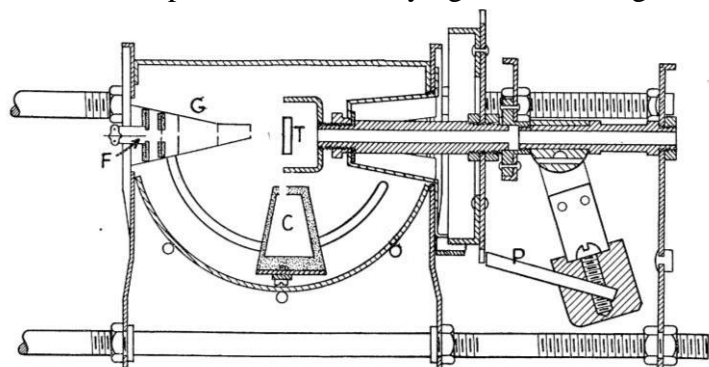


Fig. 2. Cross-sectional view of the experimental apparatus—glass bulb not shown.

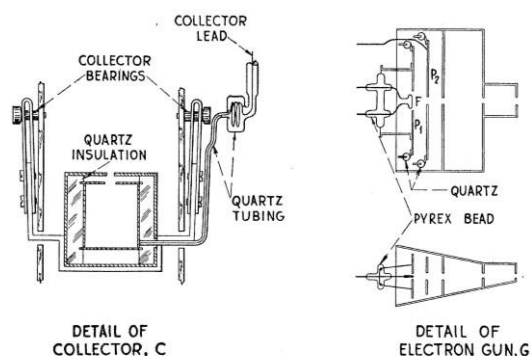


Fig. 3.

« THE CRYSTAL

It is important to have a clear picture of the arrangement of atoms presented to the incident beam by the crystal. The nickel crystal is of the face-centered cubic type. The {111}-plane is the plane of densest packing, and in this plane the atoms have a triangular arrangement. Looking directly downward onto a crystal cut to this plane (Fig. 6) one sees the atoms of the second plane below the centers of alternate triangle of the first plane, and the atoms of the third plane below the centers of the remaining triangles. The atoms of the fourth plane are below those of the first.

Document :

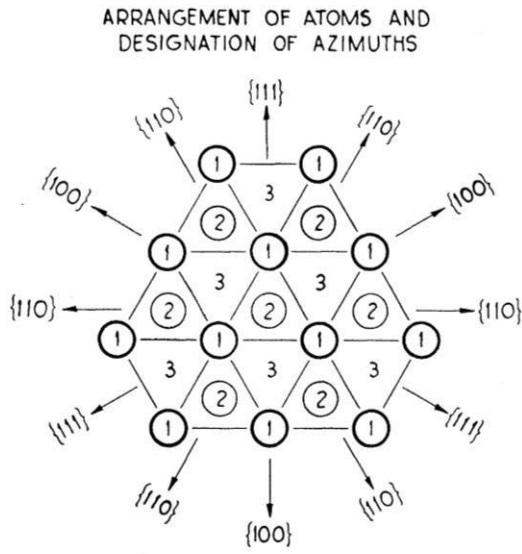
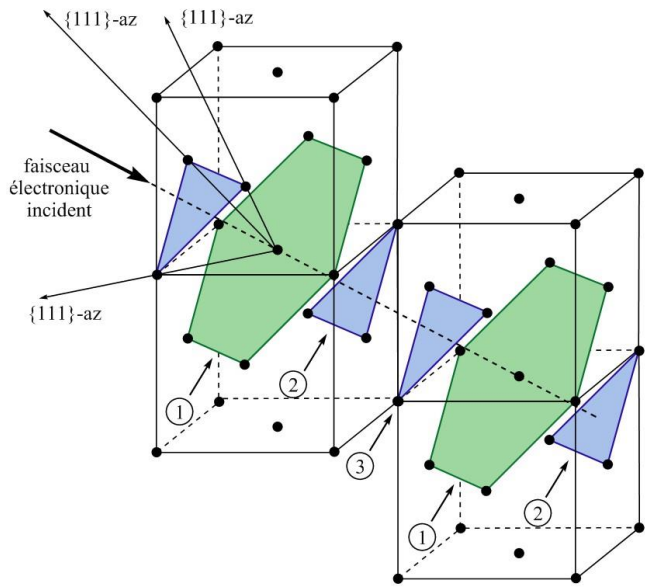


Fig. 6.



The line joining any second-layer atom with the three nearest first-layer atoms are $\{110\}$ direction in the crystal [...] It will be convenient to refer to the azimuths of the [...] $\{110\}$ directions [...] as $\{111\}$ -azimuths. »

« DISTRIBUTION OF DIRECTIONS AMONG FULL SPEED SCATTERED ELECTRONS

[...] When bombarding potential and azimuth are fixed and exploration is made in latitude a dependence of current upon angle is observed [...]. This method has been employed in exploring the principal azimuths in the range from 15 to 350 volts [...].

The unusual and significant feature revealed by the curves of Fig. 9 is exhibit again in the set of colatitude curves on the right in Fig. 10. We see a slight hump at 60° in the colatitude curve for 40 volts, and observe that as the bombarding potential is increased this hump develops into a strong spur which reaches a maximum development at 54 volts in colatitude 50° , then decreases in intensity and finally disappears a about 66 volts in colatitude 40° . »

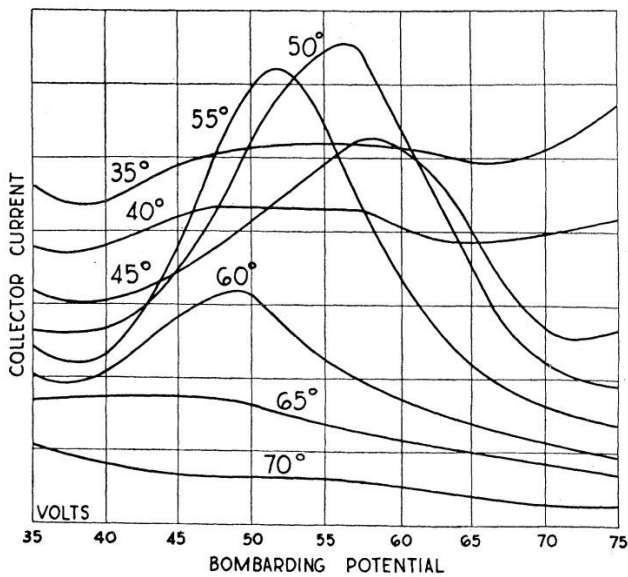


Fig. 9. Curves of collector current vs. bombarding potential—showing the development of the “54 volt beam.” Azimuth $\{111\}$.

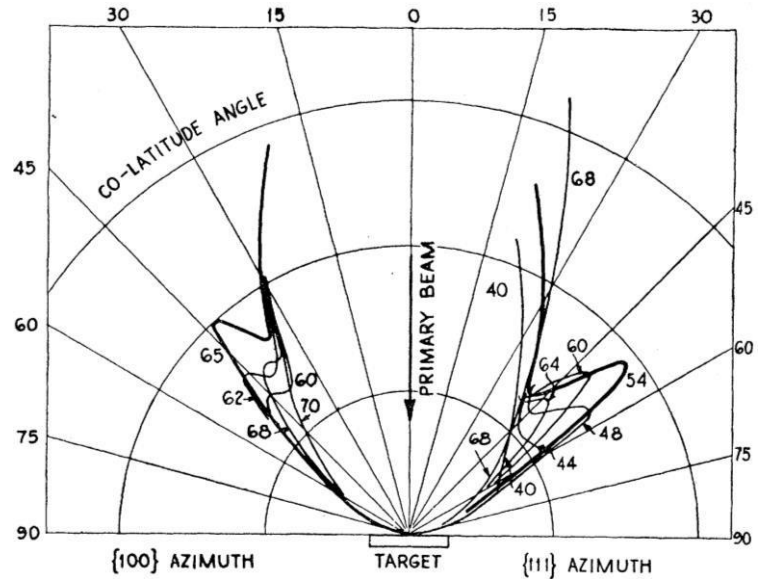


Fig. 10. Scattering curves showing the occurrence of the “54 volt” electron beam and the “65 volt” electron beam. (On each scattering curve is indicated the bombarding potential in volts.)

Courbes du collecteur de courant en fonction de la tension Courbes de dispersion mettant en évidence les faisceaux électroniques à accélératrice du faisceau incident (en V), montrant le détail du « 54 volts » et à « 65 volts ». (Pour chaque courbe de dispersion, on indique « faisceau de 54 V ». Azimuth $\{111\}$ la tension accélératrice du faisceau incident en volts)

[la co-latitude correspond à l'angle θ]

« POSITION AND VOLTAGE OF ELECTRON BEAMS »

TABLE II
Occurrence of "plane grating" electron beams.

θ	Azimuth $-\{100\}$		Azimuth $-\{111\}$	
	V	$V^{1/2} \sin \theta$	V	$V^{1/2} \sin \theta$
85	32.0	5.64	32.5	5.68
80	33.0	5.66	34.0	5.75
75	35.0	5.72	35.0	5.72
70	36.0	5.64	36.5	5.68
65	38.5	5.63	35.0	5.37
60	42.5	5.65		

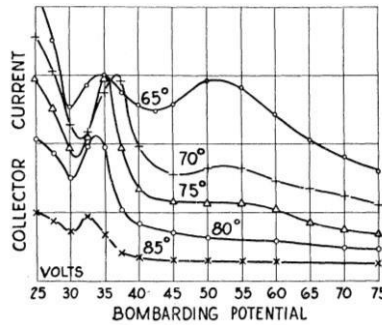


Fig. 15. Collector current vs. bombarding potential showing plane grating beams near grazing in $\{111\}$ -azimuth.¹⁰

6 Condition d'interférences constructives

■ **Source** : Greiner, Mécanique quantique, une introduction, Springer, 1999, p. 36 :

« La surface du monocristal est utilisée *comme un réseau de diffraction plan*. Les électrons sont diffusés à la surface du cristal sans y pénétrer. [...] Des maxima de diffraction apparaissent si la condition

$$n\lambda = d \cdot \sin \theta$$

Est satisfaite. »

■ **Source** : Thornton, Rex, Physique moderne, de Bœck, 2010, p. 172 :

« Pour le nickel [dans un plan réticulaire $\{111\}$] la distance interatomique vaut $d = 0,215 \text{ nm}$. Si le pic trouvé par Davisson et Germer à 50° correspondait à $n = 1$ alors la longueur d'onde de l'électron devrait valoir

$$\lambda = (0,215 \text{ nm})(\sin 50^\circ) = 0,165 \text{ nm}$$

[Par ailleurs] pour $V_0 = 54 \text{ V}$, la longueur d'onde de de Broglie [d'un électron] vaut [...] $0,167 \text{ nm}$. On remarque [...] le bon accord avec la valeur trouvée expérimentalement ($0,165 \text{ nm}$) par Davisson et Germer pour le pic à 50° . C'est un résultat important qui montre que les électrons ont un comportement ondulatoire. »

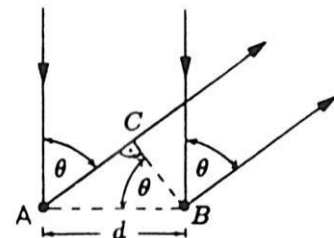
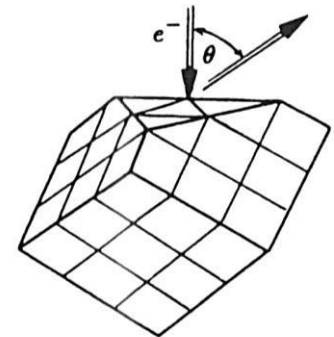


Fig. Principe de diffusion d'ondes de matière par un cristal

Document :

Document 7 : Louis de Broglie et la dualité (1937)

■ **Source** : Louis de Broglie, dans *Matière et lumière*, Paris, Albin Michel, 1937, p. 27-29 :

« Il y a un second cas où le mouvement de l'électron ne doit pas suivre les lois classiques de la mécanique : c'est celui où son onde associée se heurte à des obstacles au cours de sa propagation. Il se produit alors des interférences, et le mouvement des corpuscules n'a plus aucun rapport avec celui que prévoirait la mécanique classique. Pour nous rendre compte de la façon dont les choses doivent se passer, laissons-nous guider par l'analogie avec les radiations. Supposons que nous envoyions une radiation de longueur d'onde connue sur un dispositif susceptible de donner lieu à des interférences. Puisque nous savons que les radiations sont formées de photons, nous pouvons dire que nous envoyons un essaim de photons sur le dispositif en question. Dans la région où se produisent les interférences, les photons se répartissent de telle façon qu'ils se trouvent concentrés là où l'intensité de l'onde associée est la plus grande. Si maintenant nous envoyons sur le même dispositif non plus une radiation, mais un faisceau d'électrons dont l'onde associée ait même longueur d'onde que la radiation précédemment employée, l'onde interférera comme précédemment, puisque c'est la longueur d'onde qui règle les phénomènes d'interférences. Il est alors tout naturel de penser que les électrons vont se trouver concentrés là où l'intensité de l'onde est la plus grande ; en d'autres termes, dans cette seconde expérience, les électrons vont se répartir dans l'espace comme le faisaient les photons dans la première. Si l'on peut établir qu'en fait il en est bien ainsi, on aura établi par là même l'existence de l'onde associée aux électrons et l'on pourra voir si les formules de la mécanique ondulatoire sont exactes.

Or, la mécanique ondulatoire conduit à associer aux électrons animés des vitesses usuellement réalisées dans les expériences une onde dont la longueur d'onde est de l'ordre de celle des rayons X (1 dix-millionième de millimètre). Pour mettre en évidence l'onde des électrons, il faut donc chercher à réaliser avec eux des phénomènes d'interférences analogues à ceux que l'on obtient avec les rayons X. Des phénomènes de ce genre ont été effectivement obtenus, en premier lieu, en 1927, par MM. Davisson et Germer aux États-Unis, puis par un grand nombre d'expérimentateurs, notamment par le professeur G. P. Thomson en Angleterre et M. Ponte en France. Je ne décrirai point leurs expériences, je dirai seulement qu'elles ont abouti à la vérification complète des formules de la mécanique ondulatoire.

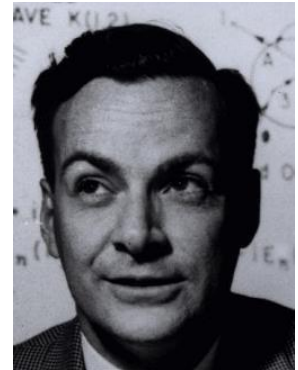
Ces magnifiques expériences ont donc prouvé que l'électron n'est pas un simple corpuscule ; il est, en un sens, à la fois corpuscule et onde. Et il en est de même pour le proton, comme des expériences plus récentes l'ont montré. ***Nous voyons donc que la matière comme la lumière est formée d'ondes et de corpuscules.*** Matière et lumière apparaissent comme beaucoup plus semblables dans leurs structures qu'on ne le pensait autrefois. Par-là, notre conception de la nature se trouve embellie et simplifiée. »

Document 8 : Feynman et la dualité (1964)

■ **Source** : Richard Feynman, *La Nature de la physique* (1965), Paris, Seuil, 1980, Points Sciences S23, p. 152-153

[conférence « Probability and Uncertainty, The Quantum Mechanical view of Nature » disponible [en ligne](#)] :

« Au début, on pensait que la lumière se comportait essentiellement comme un faisceau de particules, de corpuscules : comme la pluie, ou les balles d'un fusil. Après des recherches plus poussées, il devint clair que c'était faux, que la lumière se comportait en fait comme une onde, comme des vagues sur l'eau par exemple. Et puis, au XXe siècle, de nouvelles recherches montrèrent que la lumière se comportait en réalité quand même comme des particules dans de nombreux cas. Ainsi, dans l'effet photoélectrique, on peut compter ces particules — qu'on appelle photons aujourd'hui. Quant aux électrons, ils se comportaient, lors de leur découverte, exactement comme des particules ou des balles, tout naturellement. Mais on s'aperçut ensuite, lors d'expériences de diffraction par exemple, qu'ils se comportaient aussi comme des ondes. Avec le temps qui passait, s'accroissait la confusion sur le comportement réel de ces choses, ondes ou particules, particules ou ondes ? Tout semblait avoir les deux aspects à la fois.



Cette confusion croissante fut dissipée vers 1925, 1926, par la découverte des équations correctes de la mécanique quantique. Nous

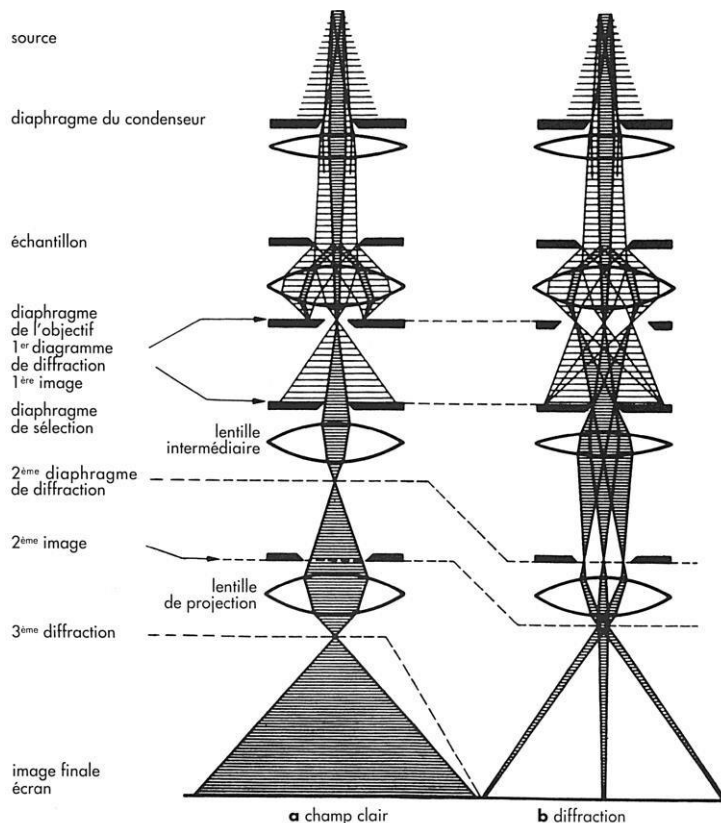
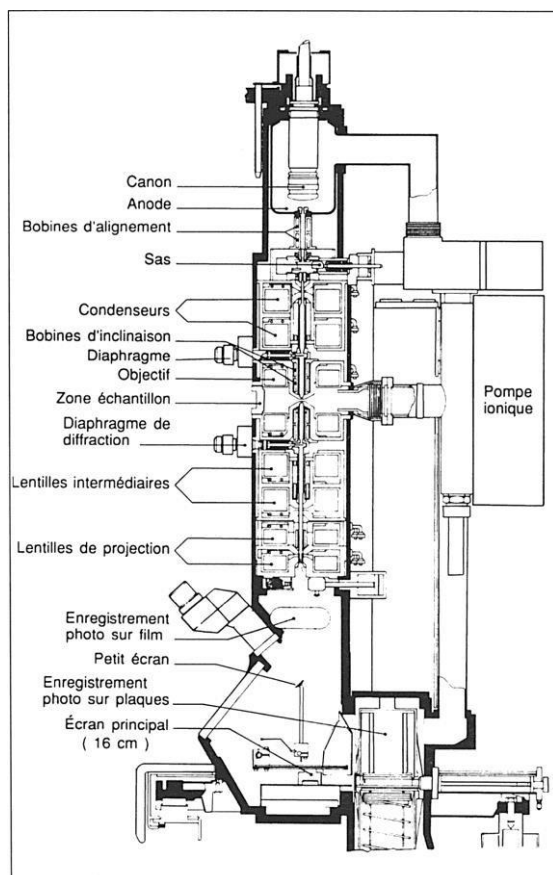
savons aujourd'hui comment se comportent la lumière et les électrons. Mais comment appeler ceci? Si je dis qu'ils se comportent comme des particules, je donne une impression fautive, de même si je parle d'ondes. ***Ils ont leur propre comportement, inimitable, qu'il faut appeler, techniquement, un comportement quantique.*** Ils se comportent d'une façon qui ne ressemble à rien de ce que vous connaissez. L'expérience que vous avez, des choses que vous avez déjà vues, est incomplète. Le comportement de la matière à très petite échelle est différent, tout simplement. Un atome ne se comporte pas comme un poids qui oscille au bout d'un ressort. Il ne se comporte pas plus comme un modèle réduit de système solaire avec des mini-planètes décrivant leurs orbites. Il n'a pas plus l'apparence d'une sorte de nuage ou de brouillard entourant le noyau. Il ne ressemble à rien que vous ayez déjà vu.

Il y a quand même une simplification. ***Les électrons, de ce point de vue, se comportent exactement comme les photons ; ils sont tous loufoques [screwy], mais exactement de la même façon.*** »

9 Microscope électronique (TEM) et résolution

■ **Source** : Peter Hakes, *Électrons et microscopes, vers les nanosciences*, Paris, Belin, 1995, p. 14, 16, 17 :

Document :



« Une lentille magnétique est formée par un champ magnétique d'étendue restreinte. Les électrons qui restent très près de l'axe de symétrie de révolution, dit "a e optique", obéissent aux lois de l'optique élémentaire, appelée optique de Gauss. Mais des électrons qui s'éloignent de l'axe subissent une force perturbatrice qui les amène à être focalisés plus près de la lentille que les électrons paraxiaux. L'image d'un point de l'objet ne sera donc pas un point mais un disque et par conséquent l'image sera floue. [...] ce qui donne une distance de résolution voisine [de 0,1 nm pour] les instruments conçus pour la très haute résolution [...]. Les autres lentilles du microscope servent à agrandir progressivement l'image créée par l'objectif. Pour qu'un détail inférieur au nanomètre devienne visible sur l'écran d'observation, un grandissement de l'ordre d'un million est nécessaire. Ces lentilles permettent aussi de modifier profondément le mode de fonctionnement du microscope : de ce fait, le microscope électronique offre plus de possibilités que son analogue photonique. En particulier, les courants des lentilles intermédiaires peuvent être réglés de façon que le plan de l'échantillon ne soit plus conjugué du plan d'observation ; on focalisera alors sur un autre plan important, appelé plan de diffraction. »

■ **Source** : Ch. Gruber, Ph.-A. Martin, De l'atome antique à l'atome quantique, PPUR, 2013, p. 213 :

« Il est aisé de comprendre la raison du pouvoir de résolution supérieur du microscope électronique : elle tient à la petitesse de la longueur d'onde associée par de Broglie aux électrons. En effet le pouvoir de résolution d'un microscope est limité [par la diffraction à une valeur de l'ordre de grandeur de] la longueur d'onde du rayonnement qu'il utilise. Comme le montre la figure 1, un objet de dimension beaucoup plus petite que celle de la longueur d'onde du rayonnement ne saurait le perturber et reste donc visible.

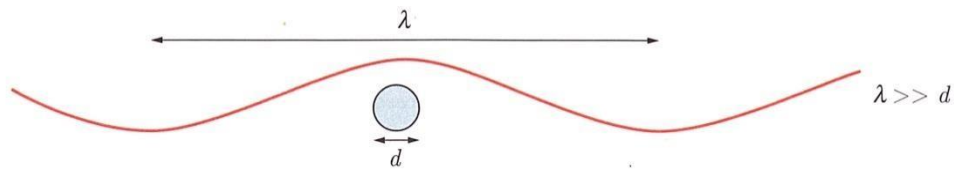


Fig. 1 Longueur d'onde λ beaucoup plus grande que la dimension linéaire d de l'objet.

Au contraire, si la longueur d'onde et l'objet sont des grandeurs comparables, le rayonnement est diffusé et permet d'identifier l'objet.

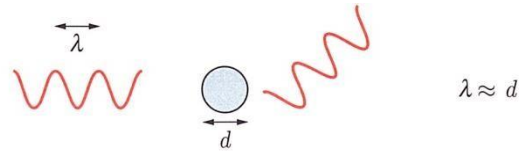


Fig. 2 Longueur d'onde λ comparable à la dimension d de l'objet.

Document 10 : Microscope électronique (TEM) et prix Nobel

■ **Source** : J.-L. Basdevant et J. Dalibard, *Mécanique quantique*, Palaiseau, Éd. De l'École Polytechnique, 2012, p. 27-29 :

« Des appareils utilisant la diffraction des électrons sont à l'heure actuelle commercialisés et couramment utilisés dans la recherche industrielle. Ce sont des outils de choix pour l'étude des propriétés des matériaux et des surfaces : problèmes de corrosion, de catalyse et de réactions chimiques, de dislocations, etc. La figure [ci-dessous] montre le principe de l'obtention de la diffraction d'électrons par une mince plaque d'un solide.

Le faisceau parallèle d'électrons traverse la plaque M , puis une lentille électronique de distance focale f_1 .

On mesure l'intensité

diffractionnée dans une direction \vec{k} en mesurant l'intensité des électrons dans le plan focal S_1 de la lentille. On

peut également obtenir une image de l'objet diffringent en plaçant une seconde lentille, de distance focale f_2 (avec $f_2 \gg f_1$) dans le plan S_1 . Le détecteur d'électrons est placé dans le plan image de M , et ce dispositif constitue un microscope de grandissement $f_2/(f_2 - f_1)$.

Des résultats obtenus par cette méthode sont montrés sur l[es] figure[s] ci-dessus]. Le matériau est un alliage $AlMnSi$ obtenu après une solidification rapide. La figure [a] montre que la structure de l'alliage est très inhomogène lorsqu'on l'observe au microscope électronique avec un faible grandissement. Les "pétales" sombres, dont la taille est de quelques microns, correspondent à des régions où se produit une diffraction intense car les plans cristallins sont bien orientés par rapport

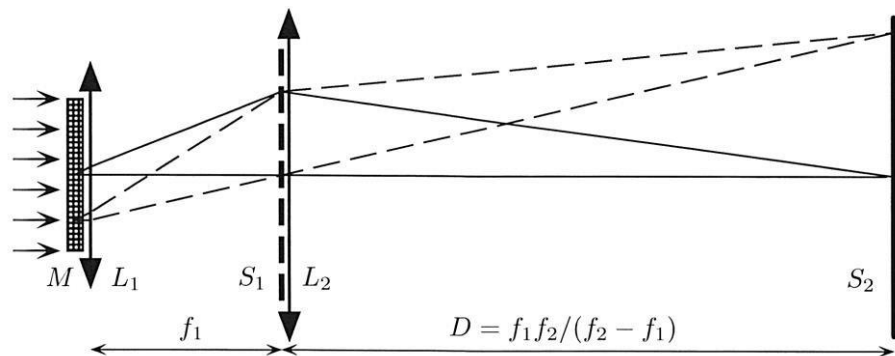
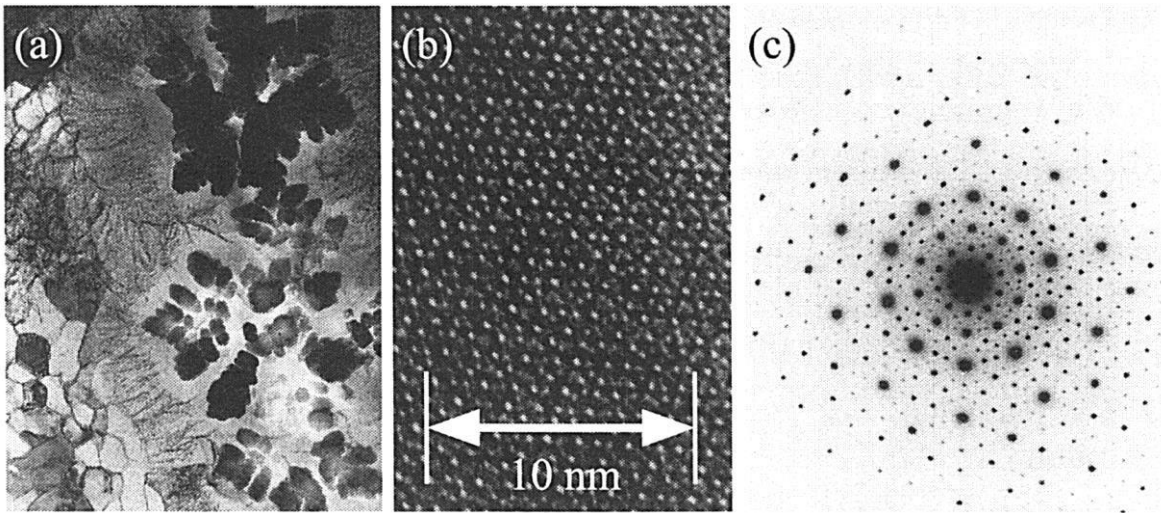


FIGURE Dispositif optique typique donnant (a) la figure de diffraction d'un échantillon de matière M dans le plan focal S_1 , ou (b) une image agrandie de l'échantillon dans le plan image S_2 . Les lentilles convergentes L_1 et L_2 ont des distances focales f_1 et f_2 , et le faisceau incident d'électrons est parallèle.

Document :

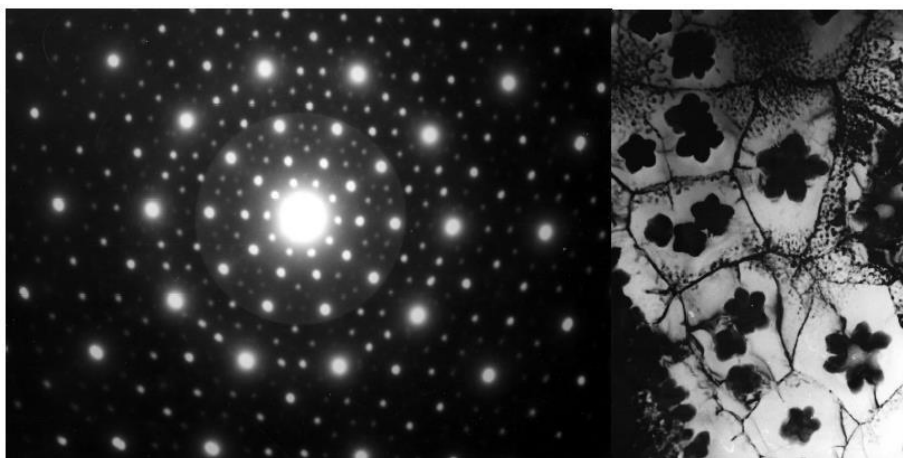
au faisceau incident. La figure [b] est l'image d'un pétale sombre avec un fort grossissement. On remarque que le réseau atomique n'est pas périodique, mais quasipériodique, avec une cellule élémentaire pentagonale. La figure [c] montre l'image de diffraction obtenue dans le plan focal de la première lentille [L_1]. La symétrie d'ordre 5 apparaît de façon spectaculaire. [...] Ces observations démontrent qu'un solide peut avoir un ordre différent de l'ordre cristallin habituel, sans qu'un motif élémentaire se répète de façon périodique 5. La diffraction des électrons était, à l'époque de cette découverte, le seul moyen d'étude

cristallographique d'échantillons aussi petits, les rayons X donnant un signal de diffraction trop faible dans ce cas. On sait maintenant fabriquer des quasi-cristaux dans lesquels l'ordre quasipériodique s'étend sur plusieurs centimètres, ce qui permet d'utiliser des rayons X. »



■ **Source** : D. Gratias, « Les quasicristaux : une recherche pluridisciplinaire exemplaire », <<http://sfp-alsace.u-strasbg.fr/seminaires/GRATIAS-SFP.pdf>> :

« [Ces images obtenues au début des années 1980 venaient à la suite de la découverte] le 8 avril 1982 [par] Dan Shechtman, enseignant-chercheur israélien du Technion (Haïfa Israël), avec un microscope électronique à transmission [de] la première figure de diffraction de symétrie 5 qui sera la signature emblématique des quasicristaux (voir fig. 1-a). Il est alors chercheur invité au National Bureau of Standards (Gaithersburg, Md USA), — aujourd'hui le National Institute of Standards and Technology — et travaille sur la métallurgie hors d'équilibre des alliages base aluminium faiblement alliés obtenus par trempe rapide. C'est en observant la microstructure de l'alliage Al_6Mn qu'il voit une remarquable précipitation dendritique (voir fig. 1-b) qui diffracte les électrons très fortement selon certaines orientations privilégiées, comme dans les cristaux, mais avec une symétrie globale icosaédrique (voir fig. 1-a) incompatible avec la symétrie de translation cristalline ! »



(a)

(b)



Dan Shechtman,
prix Nobel de chimie 2011 pour
la découverte des quasicristaux

Document 11 : Données

Constante de planck : $h = 6,626. 10^{-34} J. s$

Masse de l'électron : $m_e = 9,109. 10^{-31} kg$

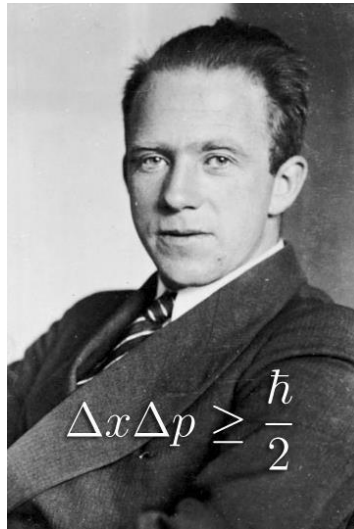
Charge de l'électron : $q_e = -e = -1,602. 10^{-19}$

Définition de l'électronvolt : $1 eV = 1e \times 1V = 1,602. 10^{-19} J$ Vitesse
de la lumière : $c = 2,998. 10^8 m. s^{-1}$

Permittivité du vide : $\epsilon_0 = 8,854. 10^{-12} F. m^{-1}$

DocC :Approche Documentaire :

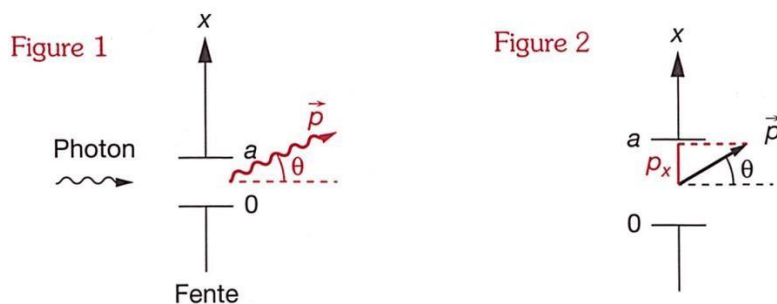
Les inégalités de Heisenberg



Werner Heisenberg (1901-1976)

Document 1 : Interprétation du phénomène de diffraction

■ **Source** : D'après D. Augier, C. More, *Physique MPSI-PTSI*, Compétences prépas, 2013, p. 184 :



« On s'intéresse au passage de la lumière au travers d'une ouverture dans un écran opaque, en effectuant une interprétation quantique. Considérons donc une fente de largeur a , éclairée en incidence normale par une lumière de longueur d'onde λ .

La lumière est en fait constituée de photons, qui vont passer au travers de la fente (cf. Fig 1). Le passage d'un photon au travers de cette fente constitue en fait une détermination de sa position selon l'axe Ox . En effet, si le photon passe au travers de la fente, c'est qu'il était localisé

entre les abscisses $x = 0$ et $x = a$, et donc sa position est mesurée avec l'incertitude $\Delta x = \frac{a}{2}$ [...] vu que sa position est déterminée par

$$x = \frac{a}{2} \pm \frac{a}{2} = \frac{a}{2} \pm \Delta x.$$

D'après l'inégalité de Heisenberg : $\Delta x \times \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$

il existe une incertitude sur la quantité de mouvement du photon en projection sur l'axe Ox de l'ordre de :

$$\Delta p_x \sim \frac{\hbar}{2\Delta x} = \frac{\hbar}{a} \quad (*)$$

Cela signifie que, suite au passage par la fente, les différents photons présentent une variété de quantités de mouvement en projection selon Ox . Ainsi, p_x peut prendre toutes les valeurs entre $\pm \Delta p_x$ autour de la valeur moyenne nulle liée à l'incidence normale.

[Par ailleurs,] en considérant de petits angles,

$$p_x = p \cdot \sin \theta \simeq p \cdot \theta$$

où θ est l'angle entre la quantité de mouvement d'un photon et la normale à la fente (cf. Fig 2).

On déduit le lien entre l'incertitude Δp_x et l'incertitude $\Delta \theta$ indiquant la gamme de directions empruntées par les photons après le passage par la fente :

$$\Delta p_x = p \cdot \Delta \theta$$

La relation de de Broglie indique $p = (h/2\pi) \cdot k$, soit :

$$\Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \cdot \Delta \theta$$

En confrontant cette dernière relation avec celle fournie par l'inégalité de Heisenberg(*), on obtient :

$$\Delta \theta \geq \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda}{a}$$

On retrouve là un résultat d'optique bien connu, la diffraction :

$$\Delta \theta \sim \frac{\lambda}{a}$$

Un faisceau de lumière parallèle de longueur d'onde λ atteignant une ouverture de taille caractéristique a diffracte dans un cône de demi-angle au sommet de l'ordre de $\frac{\lambda}{a}$.

La mécanique quantique donne ainsi, dans un cadre plus général, une interprétation au phénomène de diffraction.»

Document 2 : Objets macroscopiques ou microscopiques

■ **Source** : Bernard Diu, *Traité de physique à l'usage des profanes*, Odile Jacob, 2000, p. 507-510 :

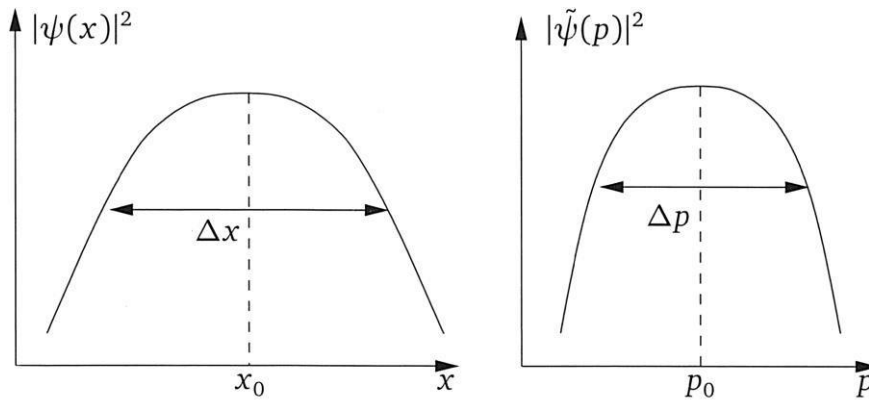


Illustration schématique des inégalités de Heisenberg. La probabilité de présence $|\psi(x)|^2$ présente un maximum à $x = x_0$, qui donne la valeur la plus probable de la position de la particule. La probabilité de mesurer une impulsion p est donnée par une fonction $|\tilde{\psi}(p)|^2$ ($\tilde{\psi}(p)$ est la transformée de Fourier de $\psi(x)$). La valeur la plus probable de l'impulsion est donnée par le maximum à $p = p_0$ de $|\tilde{\psi}(p)|^2$

« La particule que nous voulons observer se trouve dans un état quantique caractérisé [...] par la **fonction d'onde** qu'on peut lui associer. Celle-ci, nous le savons, fournit — par son carré — la **probabilité de présence** de la particule le long de l'axe Ox . Cela implique en premier lieu que cette particule ne se trouve pas en un point défini et unique, mais qu'elle peut se manifester partout où sa fonction d'onde n'est pas nulle, c'est-à-dire sur toute une plage de l'axe Ox , centrée en x_0 (figure ci-après), et d'extension Δx (pour faciliter l'argument, nous l'imaginons délimitée par deux bornes abruptes, $x_0 - \Delta x/2$ et $x_0 + \Delta x/2$). La terminologie est traditionnellement la suivante : la position de la particule le long de l'axe Ox est donnée par x_0 , mais avec une **incertitude** Δx . Bien entendu, suivant l'état de la particule — donc suivant la fonction d'onde qui la décrit —, cette incertitude est plus ou moins importante : elle peut être très étroite (particule bien localisée) ou très vaste (probabilité de présence très diluée).

La grandeur impulsion suit une règle analogue : elle vaut p_0 , mais avec une **incertitude** Δp_x ; l'intervalle Δp_x , où une mesure a toute chance de trouver l'impulsion de la particule peut, comme l'était Δx , être resserrée ou large.

On démontre pourtant l'inégalité reproduite ci-dessus (relation d'incertitude de Heisenberg) : le produit des deux incertitudes Δx et Δp_x , ne peut pas être inférieur à $\hbar/2$. Il en ressort, entre autres conséquences, que les incertitudes Δx et Δp_x , ne sauraient être, simultanément, aussi petites qu'on pourrait le vouloir : lorsque la borne inférieure $\hbar/2$ de leur produit est atteinte — voir ci-dessous quelques ordres de grandeur —, diminuer Δx (particule mieux localisée) ne peut s'obtenir que par une augmentation de Δp_x , (impulsion moins bien déterminée), et **vice versa**.

APPLICATION À UN OBJET MACROSCOPIQUE

Avançons jusqu'à des considérations numériques. [Considérons un] grain de poussière, tout petit objet néanmoins macroscopique. Imaginons que l'on sache mesurer sa position à un centième de micron près : pour un objet d'un micron de rayon, il y faut déjà de l'habileté et du doigté. L'incertitude Δp_x sur l'impulsion du granule est tenue de vérifier

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

ce qui lui impose d'être supérieure à $10^{-26} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Mais l'impulsion elle-même du grain de poussière (masse de 10^{-15} kg environ ; vitesse aux alentours de 1 mm/s) vaut

$$p_0 = mv = 10^{-18} \text{ kg.m.s}^{-1}$$

Ce serait un exploit totalement inaccessible que de distinguer, pour un grain de poussière, une incertitude Δp_x , inférieure à p_0 par un facteur 10^8 (cent millions !).

Quelle conclusion tirer de là, en généralisant à l'ensemble de la physique macroscopique ? Dans ce domaine classique, la position d'un corpuscule est mesurée avec une incertitude $\Delta_m x$ ("m" pour "macroscopique"), et son impulsion avec une incertitude $\Delta_m p_x$. Ce sont ici des **incertitudes expérimentales**, liées aux appareils de mesure, tenant compte de leur sensibilité et de leurs imperfections. Il s'ensuit que les indéterminations $\Delta_m x$ et $\Delta_m p_x$ sont, chacune pour sa part, **énormément supérieures** aux incertitudes quantiques Δx et Δp_x , qui leur correspondent et qui doivent vérifier l'inégalité de Heisenberg. En physique, on résume ces affirmations en écrivant

$$\Delta_m x \gg \Delta x \quad \text{et} \quad \Delta_m p_x \gg \Delta p_x$$

[...]. Il en résulte évidemment que le produit $\Delta_m x \times \Delta_m p_x$ satisfait

$$\Delta_m x \times \Delta_m p_x \gg \Delta x \times \Delta p_x,$$

et qu'il reste donc **énormément supérieur** à $\hbar/2$: en physique macroscopique, la relation d'incertitude de Heisenberg est noyée dans les bas-fonds et ne joue donc aucun rôle ; c'est l'appareillage et l'habileté de l'expérimentateur seulement qui limitent la précision. Nous le dirons de façon un peu provocante : en physique classique, tout se passe comme si la constante de Planck était proprement **nulle**.

APPLICATION À UNE PARTICULE MICROSCOPIQUE

Appliquons en revanche la relation d'incertitude de Heisenberg à un électron atomique. Tenez ! Supposant [réaliste] le modèle de Bohr [lequel est fondé sur le modèle de la représentation planétaire de l'atome proposée par Rutherford], nous prendrons cet électron sur l'une des orbites privilégiées qu'introduit le modèle. Le rayon r de l'orbite et la vitesse v qu'y développe le corpuscule sont supposés vérifier ("condition de quantification")

$$mvr = n\hbar ; n = 1, 2, \dots$$

On m'accordera que, pour qu'on puisse ainsi parler en termes de trajectoire classique, il serait indispensable que les incertitudes Δr sur le rayon r de l'orbite et Δp sur l'impulsion $p = mv$ de l'électron — de quelque nature qu'elles soient — fussent inappréciables au regard de ces grandeurs elles-mêmes. Il faudrait donc, simultanément, que :

$$\Delta r \ll r \quad \text{et} \quad \Delta p \ll p.$$

Le produit $\Delta r \times \Delta p$, quant à lui, devrait être très inférieur au produit $r \times p$:

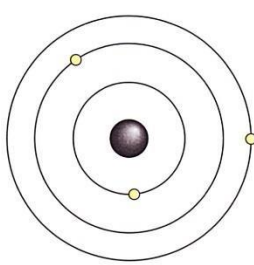
$$\Delta r \times \Delta p \ll r \times p$$

Mais comment $\Delta r \times \Delta p$ pourrait-il être **à la fois** très petit devant $n\hbar$ (valeur du produit $r \times p$ d'après la condition de quantification) et supérieur à $\hbar/2$ (relation d'incertitude de Heisenberg) ? Si par exemple n vaut un ou deux, le second membre $r \times p$ est égal à \hbar ou $2\hbar$, ce qui mène à peine à deux ou quatre fois la borne inférieure $\hbar/2$ de $\Delta r \times \Delta p$; il est clair que deux ou quatre (fois

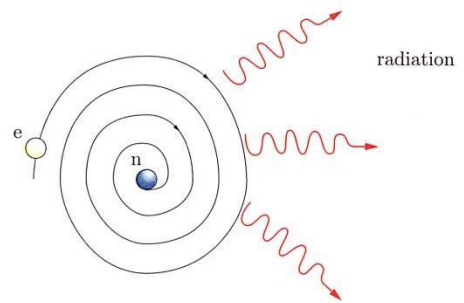
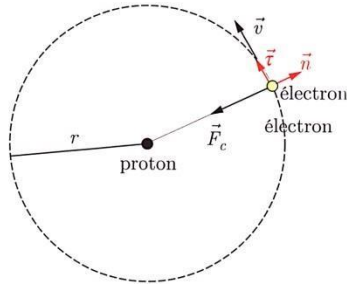
$\hbar/2$) n'est pas "beaucoup plus grand" que un (que $\hbar/2$).

On conclut de ce qui précède que **le modèle de Bohr n'est pas cohérent. De façon plus générale, la notion de trajectoire perd toute signification dans un atome.** »

■ **Source** : Christian Gruber, Philippe-André Martin, *De l'atome antique à l'atome quantique*, PPUR, 2013, p. 186, 187 :



Modèle de l'atome de Rutherford.



Effondrement de l'atome.

« Rutherford introduit le modèle planétaire de l'atome : à l'image du système solaire il considère que l'atome est constitué d'un noyau quasi ponctuel, contenant presque toute la masse de l'atome, autour duquel "gravitent" les électrons quasi ponctuels également et très légers. La force qui maintient les électrons (chargés négativement) autour du noyau (chargé positivement) est la force électrique, force qui a la même forme que la force gravifique, mais dont l'intensité est environ mille fois plus grande :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

[...] lors d'un tel mouvement circulaire, l'électron subit une accélération reliée à sa vitesse v sur l'orbite par

$$a = \frac{v^2}{r}$$

D'autre part, l'énergie mécanique totale de ce système vaut :

$$\mathcal{E} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

Or selon l'électromagnétisme classique, toute particule accélérée rayonne de l'énergie. En vertu du principe de conservation de l'énergie, l'énergie mécanique devra donc diminuer ce qui, en vertu du signe négatif de \mathcal{E} , implique une diminution du rayon de l'orbite : l'électron va s'effondrer sur le noyau en une fraction de seconde ! Cette instabilité de l'atome est contraire à notre perception immédiate puisque les substances qui nous entourent sont en général stables (si elles ne sont pas radioactives ou soumises à des excitations extérieures) »

■ **Source** : d'après Michel Le Bellac, *Le monde quantique*, EDP sciences, 2010, p. 82, 220-221.

« [Concernant] l'atome d'hydrogène. Si l'électron décrit une orbite circulaire de rayon r avec une impulsion $p = mv$, son énergie classique est

$$\mathcal{E} = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (*)$$

En physique classique, le rayon de l'orbite de l'électron tend vers zéro ("l'électron tombe sur le noyau"), ce phénomène étant accompagné de l'émission de rayonnement électromagnétique : en effet, en physique classique, l'énergie de l'orbite circulaire

$$\mathcal{E} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

n'est pas bornée inférieurement et rien ne s'oppose à ce que le rayon de l'orbite devienne arbitrairement petit.

Essayons de comprendre pourquoi cette chute catastrophique de l'électron sur le noyau prédite par la physique classique ne se produit pas. **La clé de l'explication se trouve dans l'inégalité de Heisenberg.** Dans notre raisonnement, nous allons partir des variables classiques, le rayon de l'orbite r et l'impulsion p sur cette orbite, ainsi que des expressions classiques de l'énergie. Cependant, nous allons utiliser l'inégalité de Heisenberg pour limiter la validité des concepts classiques qui conduisent à l'instabilité de l'atome : **ce type de raisonnement est appelé semiclassique.**

La décroissance de l'énergie de l'orbite est compensée par l'émission dans l'espace d'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique, ce qui assure la conservation de l'énergie. Mais sur une orbite de rayon r , la dispersion Δx de la position suivant l'axe des x est de l'ordre de r , ce qui

fait que la dispersion sur l'impulsion est au moins de $\sim \hbar/\Delta x \sim \hbar/r$. Nous pouvons en déduire $rp \sim \hbar$ et l'expression de l'énergie (*) devient

$$\mathcal{E} = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \sim \frac{\hbar^2}{2mr^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Si r devient très petit parce que l'électron se met à "tomber" sur le noyau, son impulsion devient grande, et il en résulte que son énergie cinétique $p^2/(2m)$, où m est la masse de l'électron, devient également grande.

Un principe général de la physique énonce qu'un état stable correspond au minimum de l'énergie. Dans le cas de l'atome d'hydrogène, l'énergie potentielle de l'électron est l'énergie potentielle d'attraction électrostatique du proton sur l'électron. Cette énergie potentielle est négative et décroît vers moins l'infini quand r tend vers zéro. Quand l'électron se rapproche du noyau, son énergie potentielle devient de plus en plus petite (plus grande en valeur absolue !), mais son énergie cinétique $\mathcal{E}_k = p^2/(2m) = \hbar^2/(2mr^2)$ devient de plus en plus grande et elle croît plus vite que la valeur absolue de l'énergie potentielle quand $r \rightarrow 0$. L'état stable est obtenu en cherchant le compromis correspondant au minimum d'énergie.

Cherchons le minimum de \mathcal{E}

$$\frac{d\mathcal{E}}{dr} \sim -\frac{\hbar^2}{mr^3} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = 0$$

ce qui donne un minimum pour :

$$r = a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} \simeq 0,053 \text{ nm}$$

[qui est] le rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène. Naturellement, le fait que l'on obtienne exactement a_0 dans ce calcul d'ordre de grandeur est un hasard heureux, qui nous permet de retrouver l'énergie de l'état fondamental :

$$\mathcal{E} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} = -\frac{me^4}{2 \cdot (4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \simeq 13,6 \text{ eV}$$

S'il est bien entendu que ce calcul ne peut donner qu'un ordre de grandeur, la physique sous-jacente explique la raison profonde de la stabilité de l'atome : en raison des inégalités de Heisenberg, l'électron ne peut pas se trouver sur une orbite de rayon trop petit, sous peine d'acquiescer une impulsion importante, qui fait croître son énergie cinétique. L'énergie de l'état fondamental est obtenue en recherchant le meilleur compromis possible entre énergie cinétique et énergie potentielle, de façon à obtenir le minimum de l'énergie totale.

De façon générale, c'est l'inégalité de Heisenberg qui est à la base de la stabilité des atomes.
»

Compléments :

Vérification expérimentale et caractère intrinsèque des inégalités d'Heisenberg

<https://cours.espci.fr/site.php?id=200&fileid=738>