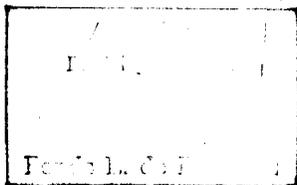


Inw. n° 2367



174E

SUR LA FORMATION DES IMAGES EN OPTIQUE CORPUSCULAIRE *

par Louis de BROGLIE

Les considérations que je désire exposer m'ont été suggérées par l'examen du rapport existant entre le pouvoir séparateur d'un microscope électronique et les incertitudes quantiques d'Heisenberg. L'intérêt de ces considérations me paraît être surtout de montrer que, dans le domaine de l'optique corpusculaire, les incertitudes quantiques et les phénomènes qui leur sont liés peuvent présenter dans un avenir prochain une grande importance non seulement théorique, mais pratique : car ce sont ces phénomènes qui rendront d'abord difficile, puis sans doute impossible, de « voir » avec le microscope corpusculaire les détails de structures de plus en plus petites : les progrès de la microscopie corpusculaire sont tels que, déjà, on aperçoit le moment où l'on pourra rencontrer de ce côté les premières difficultés.

Je diviserai cet exposé en deux parties : dans la première, je résumerai certaines idées théoriques bien connues relatives à la formation des images dans les instruments d'optique ordinaire et dans ceux d'optique corpusculaire ; dans la seconde je m'attacherai plus particulièrement à préciser les questions relatives au pouvoir séparateur, à la mise en mouvement de l'objet et aux incertitudes quantiques en optique corpusculaire.

I

. Rappelons pour commencer quelques notions classiques d'optique ordinaire.

Considérons d'abord une source de lumière. Du point de vue de l'optique géométrique que nous adopterons d'abord, cette source envoie dans tous les sens autour d'elle des rayons de lumière que nous pouvons considérer aujourd'hui comme étant les trajectoires des photons émis par la source. Nous admettrons d'abord que la source est ponctuelle, de sorte que tous les rayons divergent à partir du point source.

Un instrument d'optique est un dispositif formé par la juxtaposition de divers corps réfringents, qui a pour but de donner de la source ponctuelle une image que l'on désire également ponctuelle. En d'autres termes, on désire que les rayons

* Conférence faite aux « Réunions d'Opticiens » données à Paris du 14 au 19 octobre 1946.

lumineux recueillis par l'appareil viennent, après l'avoir traversé, converger aussi exactement que possible vers un point image. Les instruments d'optique présentent en général un axe de symétrie cylindrique : on dit qu'ils sont centrés. Ils sont constitués le plus souvent par la juxtaposition de milieux optiquement homogènes, par exemple de lentilles accolées ou séparées par des intervalles remplis d'air (éventuellement d'huile dans les objectifs à immersion). Les rayons sont donc des lignes brisées, les brisures se produisant à la surface de séparation des milieux homogènes. Rien n'empêche cependant d'imaginer que l'on emploie dans les instruments d'optique des milieux non homogènes à indice continument variable : les rayons seraient alors des courbes à courbure continue, mais on pourrait toujours essayer de s'arranger pour qu'ils se recoupent en un point image. Si je mentionne cette possibilité qui, en optique ordinaire, paraît une idée un peu biscornue, c'est qu'elle correspond, vous le savez, à ce qui se passe dans les appareils d'optique corpusculaire.

Les lois de l'optique géométrique (lois de Descartes, principe de Fermat, etc.) permettent en principe de suivre le trajet des rayons dans l'instrument d'optique et de voir s'ils se recoupent exactement en un point image. Le résultat de cette étude est, vous le savez, qu'en général malheureusement ce recouvrement exact n'a pas lieu. Les rayons voisins de l'axe de l'appareil et très peu inclinés sur lui, qu'on nomme les « rayons centraux », viennent bien se recouper, avec les dispositifs usuellement employés, en une image exacte dont la position est donnée par les formules bien connues de l'homographie optique de Gauss. Mais les rayons éloignés de l'axe ou notablement inclinés sur lui ne se recoupent pas au même point. Les écarts de leurs points de recouvrement avec l'image de Gauss constituent les « aberrations ».

Le calcul des aberrations est très important en optique, parce qu'il donne des indications sur la façon de les diminuer ou éventuellement de les annuler. Ce calcul s'effectue soit par des méthodes simples, mais fragmentaires, qui fournissent séparément les diverses sortes d'aberrations, soit par une méthode puissante et synthétique, mais plus compliquée, la méthode des fonctions iconales. Par une voie ou par l'autre, on arrive ainsi à calculer et à classer les aberrations les plus importantes, celles qui se présentent en première approximation quand on dépasse la dioptrie de Gauss, et qu'on appelle les aberrations du 3^e ordre.

On trouve cinq sortes d'aberrations du 3^e ordre, les unes surtout sensibles quand l'ouverture de l'instrument est grande, les autres quand la source ponctuelle est éloignée de l'axe. Ce sont : l'aberration de sphéricité, la coma, la courbure du champ, l'astigmatisme et la distorsion. Je n'insiste pas sur leur nature, qui est bien connue de tous ceux qui s'intéressent à l'optique géométrique, et je laisse également de côté l'aberration chromatique, qui apparaît lorsque la source n'est pas monochromatique.

Toutes les considérations précédentes sur la formation de l'image dans un instrument d'optique ordinaire sont basées sur les lois de l'optique géométrique et en

particulier sur la notion de rayon lumineux. Mais il est bien connu que l'optique géométrique n'est qu'une approximation : la propagation de la lumière n'est décrite exactement que par des équations d'ondes et c'est seulement dans certains cas, d'ailleurs étendus, que la propagation des ondes lumineuses se traduit par l'existence de rayons obéissant aux lois de l'optique géométrique. Dans d'autres cas, notamment quand l'onde lumineuse, pour pénétrer dans une région de l'espace, est obligée de traverser une ouverture de dimensions limitées de sorte qu'une portion seulement de l'onde soit admise dans la région postérieure, il se produit des phénomènes de diffraction, que l'on ne peut prévoir qu'à l'aide des solutions rigoureuses de l'équation des ondes et, là où interviennent ces phénomènes de diffraction, l'optique géométrique et la notion de rayon lumineux perdent toute signification. Il n'y a donc plus alors de trajectoires de photons : je n'ai pas à rappeler ici les difficultés auxquelles cette circonstance donne lieu dans la théorie synthétique des ondes et des corpuscules pour la lumière.

Or les instruments d'optique ont toujours une ouverture limitée, limitée par exemple par la monture, par hypothèse circulaire, de l'objectif. Il y a donc diffraction de l'onde admise dans l'instrument à travers cette ouverture circulaire limitée. La théorie de cette diffraction qui a été faite, il y a déjà un siècle, par Airy et qui fait intervenir les fonctions de Bessel, nous apprend que, par suite de cet effet, l'intensité lumineuse au voisinage du point objet subit des fluctuations : il y a autour de ce point des franges circulaires alternativement brillantes et sombres, dont l'intensité va d'ailleurs rapidement en décroissant. Donc, même si les aberrations géométriques sont corrigées ou négligeables, l'image d'un point lumineux n'est pas un point, mais une tache circulaire, où l'intensité décroît dans l'ensemble rapidement vers l'extérieur, mais en présentant alternativement des maxima et des minima nuls. Naturellement dans le cas général, l'imprécision de l'image provient à la fois de cet effet de diffraction et des aberrations géométriques. Il ne suffit d'ailleurs pas d'ajouter simplement l'effet de diffraction aux effets d'aberration pour obtenir une description correcte de l'imprécision de l'image : il faut développer une théorie ondulatoire rigoureuse contenant à la fois les deux effets, ce qui peut se faire à l'aide d'une méthode développée autrefois par Mr Debye.

Jusqu'ici, nous avons supposé la source de lumière ponctuelle. Bien entendu ceci est une abstraction. Les objets qu'on examine avec un instrument d'optique, qu'ils soient lumineux par eux-mêmes ou qu'ils diffusent de la lumière, sont toujours étendus. Chacun des points de leur surface peut être considérée comme une source ponctuelle qui donnerait, dans l'instrument d'optique, s'il était parfait, une image ponctuelle : la juxtaposition de ces images ponctuelles dans le plan image donnerait l'image parfaite de la surface de l'objet et la correspondance entre les points de l'image et ceux de l'objet serait, comme disent les mathématiciens, biunivoque. Malheureusement il n'en est pas ainsi, parce que les diverses images des divers points de la source sont affectées par les aberrations et la diffraction, et par suite empiètent les unes sur les autres : il n'y a plus correspon-

dance biunivoque entre les points de l'image et ceux de l'objet et cette circonstance s'oppose à ce qu'on puisse voir bien séparés l'un de l'autre deux points très voisins de l'objet. Comme dans les instruments d'optique ordinaires on peut corriger à peu près complètement les aberrations, c'est surtout l'effet de diffraction qui limite le « pouvoir séparateur » de ces instruments. On admet en général que l'on peut séparer deux points de l'objet si la distance des centres des taches de diffraction qu'ils produisent dans le plan image est égale à la distance du centre de l'une de ces taches à la frange circulaire obscure la plus voisine : cette définition est un peu arbitraire, mais il est évident qu'une telle définition est forcément conventionnelle parce qu'elle dépend notamment de l'acuité visuelle très variable de l'observateur. Si l'on adopte cette définition, on peut démontrer que, pour un microscope, la plus petite distance de deux points séparables est égale à

$$(1) \quad d_{\min} = \frac{0,61 \lambda}{n \sin \varepsilon} \approx \frac{\lambda}{2 n \sin \varepsilon}$$

$n \sin \varepsilon$ étant l'ouverture numérique du microscope, λ la longueur d'onde de la lumière employée. Cette formule permet de voir que même en employant des longueurs d'onde très courtes et des objectifs à immersion ($n > 1$), on ne peut guère espérer dépasser des grossissements utiles de l'ordre de 2 à 3 000. Des grossissements plus forts ne feraient qu'augmenter la distance de points de l'image pouvant correspondre au même point de l'objet et par suite n'augmenteraient aucune-ment la séparation des points de l'objet.

On peut considérer que les divers points de l'objet diffusent successivement des photons. Il est évident que pour avoir une bonne image, l'objet doit ne pas s'être déplacé appréciablement pendant la diffusion successive de ces photons. Mais si un objet assez lourd est placé sur le porte-objet d'un microscope, il n'y a aucune raison pour que cet objet se déplace : en particulier, les objets examinés au microscope optique sont toujours beaucoup trop lourds pour être mis en mouvement par la pression de radiation de la lumière qui les éclaire. Il n'y a donc pas de difficultés de ce côté : nous verrons qu'il n'en est pas de même en optique corpusculaire.

Passons maintenant aux instruments d'optique corpusculaire. Ici la source émet des corpuscules électrisés (électrons ou éventuellement protons) et l'instrument d'optique est un dispositif comportant des champs électriques ou magnétiques agencés de façon à faire converger le mieux possible vers une image ponctuelle les corpuscules émis ou diffusés par un objet ponctuel. Ici encore nous considérerons des instruments d'optique centrés, c'est-à-dire présentant la symétrie de révolution.

La région où règnent les champs est analogue à une région possédant un indice de réfraction, à un milieu réfringent de l'optique : dans le cas du champ électrique ce pseudo milieu réfringent est isotrope, dans le cas du champ magnétique il est anisotrope : dans un cas comme dans l'autre l'indice γ varie d'une façon continue. Du point de vue de la Mécanique ondulatoire les trajectoires des corpuscules

sont les rayons au sens de l'optique géométrique correspondant aux ondes associées aux corpuscules. L'optique géométrique de ces rayons se confond avec la dynamique des électrons, le principe de Fermat qui détermine la forme des rayons venant se confondre avec le principe de Maupertuis qui détermine la forme des trajectoires. En calculant la forme des trajectoires, on peut voir s'il est possible de faire converger les électrons émis par une source ponctuelle vers une image ponctuelle. On constate que cela est possible pour les rayons centraux (trajectoires voisines de l'axe et pas trop inclinées sur lui) et l'on retrouve les formules de l'approximation de Gauss. Mais ici encore pour les trajectoires qui s'éloignent de l'axe ou sont notablement inclinées sur lui, il y a des « aberrations ».

Le calcul des aberrations du 3^e ordre, qui peut s'effectuer à l'aide de la dynamique corpusculaire sans faire explicitement intervenir les idées de la Mécanique ondulatoire, conduit à retrouver les cinq aberrations fondamentales : aberration de sphéricité, coma, astigmatisme, courbure du champ et distorsion, auxquelles s'ajoutent, s'il y a des champs magnétiques, trois aberrations supplémentaires, caractéristiques de l'optique corpusculaire : la coma anisotrope, l'astigmatisme anisotrope et la distorsion anisotrope.

A ces aberrations géométriques, s'ajoutent encore l'aberration chromatique quand tous les corpuscules émis par l'objet n'ont pas la même vitesse, aberration qui est en général peu gênante, et une aberration d'un type spécial, l'aberration de relativité, étudiée par M^ll^{les} Chanson, Ertaud et Magnan, qui intervient pour les corpuscules très rapides lorsque la tension n'est pas exactement constante. De toutes ces aberrations, celle qui est de beaucoup la plus importante est l'aberration de sphéricité : on démontre que cette aberration ne peut jamais être complètement supprimée. Pour la diminuer autant que possible, on est amené en optique électronique à employer de très petits angles d'ouverture, de l'ordre de 1/100 à 1/10 000, ce qui crée une grosse différence avec l'optique ordinaire, où l'on emploie des ouvertures beaucoup plus grandes.

Toutes les considérations précédentes sont fondées sur l'étude des trajectoires corpusculaires, étude qui correspond exactement, du point de vue de la Mécanique ondulatoire, à l'optique géométrique des ondes associées aux corpuscules. Mais ici comme en optique ordinaire, il y a lieu de tenir compte de la diffraction des ondes associées aux corpuscules quand elles pénètrent dans l'ouverture, toujours très petite, de l'instrument d'optique. Ces phénomènes de diffraction ne peuvent être prévus qu'en introduisant la Mécanique ondulatoire, c'est-à-dire la théorie des ondes associées aux corpuscules. Dans la région de diffraction, l'optique géométrique n'est plus valable, il n'y a plus de rayons et on ne peut plus attribuer de trajectoires aux corpuscules. On retrouve donc les mêmes conclusions, à grande portée générale, que nous avons déjà signalées dans le cas de la lumière et des photons.

Le calcul des phénomènes de diffraction par l'ouverture toujours circulaire de l'instrument d'optique se fait comme en optique ordinaire, car il repose unique-

ment sur des considérations ondulatoires. Par suite de la diffraction, l'image d'un objet ponctuel n'est pas un point, mais une tache circulaire dont l'intensité décroît rapidement en oscillant quand on s'éloigne du centre, de sorte qu'il y a des anneaux clairs et obscurs autour de ce centre. On est donc conduit, comme en optique, à introduire le « pouvoir séparateur » d'un instrument et pour définir exactement cette notion, on adopte la même convention, un peu arbitraire, que nous avons précisée précédemment.

Dans le cas du microscope, la distance minimum de deux points séparables de l'objet est encore donnée par la formule (1), mais ici on peut, en raison de la petitesse des ouvertures, confondre $\sin \varepsilon$ avec ε et, comme en général l'objet est en dehors des champs, on peut aussi poser $n = 1$. On a donc approximativement

$$(2) \quad d_{\min} = \frac{\lambda}{2\varepsilon},$$

λ étant la longueur d'onde de l'onde associée par la Mécanique ondulatoire aux corpuscules incidents, donnée par la formule

$$(3) \quad \lambda = \frac{h}{p},$$

où p est la quantité de mouvement des corpuscules incidents et h la constante de Planck. Quand les corpuscules n'ont pas des vitesses comparables à celle de la lumière, on peut écrire :

$$(4) \quad \lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (E \text{ = énergie cinétique des corpuscules incidents}).$$

La formule (2) montre immédiatement que l'on peut obtenir avec le microscope corpusculaire des pouvoirs séparateurs beaucoup plus grands qu'avec le microscope optique. En effet, si $\frac{1}{\sin \varepsilon}$ est ici environ 100 ou 1 000 fois plus grand qu'en optique ordinaire, par contre la longueur d'onde des électrons de quelques dizaines de kilovolts usuellement employés est de l'ordre de 10^{-9} cm, soit plus de 10 000 fois plus petite que celle de la lumière visible. On peut donc espérer obtenir des pouvoirs séparateurs de 10 à 100 fois plus grands que ceux du microscope optique, permettant d'utiliser des grossissements également de 10 à 100 fois plus grands. Et, en effet, avec le microscope électronique, on obtient couramment des grossissements de 10 000 à 50 000 et l'on pourra sans doute aller plus loin. Je n'ai pas à rappeler les progrès sensationnels dans l'étude des très petites structures qui ont déjà été obtenus par l'emploi de ces grossissements énormes.

Pour augmenter encore le pouvoir séparateur et les grossissements utilisables, il est naturel de songer à employer, au lieu d'électrons, des particules plus pesantes, des protons par exemple. En effet, la formule (4) montre immédiatement qu'à énergie égale, les longueurs d'onde sont en raison inverse de la racine carrée des masses : le proton a donc, à énergie égale, une longueur d'onde plus de 40 fois plus petite que celle de l'électron, le rapport des masses étant 1 840 environ. Il en

résulte que d_{\min} est diminué dans la même proportion, ce qui permet en principe l'utilisation de grossissements 40 fois supérieurs. Avec des particules plus lourdes que des protons, on pourrait gagner encore. On peut donc sans exagération envisager la possibilité de grossissements de l'ordre de 500 000. Mr Claude Magnan a entrepris en France la construction d'un microscope à protons. Beaucoup de difficultés sont à vaincre pour mettre au point de tels appareils, mais il paraît probable que de beaux résultats sont à attendre de ce côté.

Nous allons maintenant examiner comment la théorie du pouvoir séparateur se relie aux incertitudes de Heisenberg et ceci nous amènera à étudier la mise en mouvement de l'objet par les corpuscules incidents.

II

La théorie du pouvoir séparateur est, comme on le sait, intimement liée à celle des incertitudes quantiques mises en lumière par Mr Heisenberg en 1927. Ceci se voit particulièrement bien quand on reprend le célèbre argument qu'a développé Mr Heisenberg et auquel on donne le nom de « microscope de Heisenberg ». Nous allons le faire en insistant sur certains points, mais, au lieu de considérer un électron examiné au microscope optique à l'aide d'un faisceau lumineux comme on le fait d'habitude, nous allons envisager un objet *ponctuel* de masse propre M examiné au microscope électronique à l'aide d'un faisceau de corpuscules mono-cinétiques.



L'objet ponctuel est placé sur le porte-objet du microscope et bombardé de corpuscules arrivant normalement au porte-objet par en dessous : nous le supposons au repos dans son état initial ; λ désignera la longueur d'onde $\frac{h}{p}$ des corpuscules « éclairants ». Nous supposerons négligeables toutes les aberrations géométriques, nous plaçant ainsi dans un cas plus favorable que la réalité.

D'après cette dernière hypothèse, la position de l'objet pourra être connue avec autant de précision que le permettent les effets de diffraction. D'après la formule (1), l'abscisse de l'objet ne peut être déduite de la diffusion d'un corpuscule incident par cet objet qu'avec une incertitude égale à

$$(5) \quad \delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \epsilon} .$$

En effet, si les effets de diffraction n'existaient pas, comme nous supposons négligeables toutes les aberrations géométriques, l'image de l'objet ponctuel dans le plan image Π serait un point P et tout corpuscule diffusé par l'objet et pénétrant dans l'ouverture du microscope viendrait passer en P . L'arrivée d'un seul corpus-

cule au point P, phénomène observable qu'on peut enregistrer sur une plaque photographique par exemple, suffirait donc alors à localiser exactement l'objet au point M du porte-objet. Mais l'existence de la diffraction a pour conséquence que l'arrivée d'un corpuscule en P peut être due à la diffusion de ce corpuscule en un point du porte-objet situé à une distance de M qui peut atteindre $1/(2 \sin \epsilon)$. On voit bien donc l'origine de l'incertitude sur la localisation de l'objet ponctuel sur le porte-objet et l'on voit du même coup que l'existence de cette incertitude n'est pas liée à l'emploi d'un faisceau incident intense, c'est-à-dire contenant de nombreux corpuscules, puisqu'on la voit apparaître en raisonnant sur un seul corpuscule diffusé.

La diffusion d'un corpuscule par l'objet ponctuel est due à une interaction brève, un choc, qui se produit entre eux. Dans ce choc, le corpuscule cède de l'énergie et de la quantité de mouvement à l'objet supposé primitivement immobile, cette cession s'opérant en accord avec les principes de conservation.

Il est essentiel de remarquer que, pour que le microscope fonctionne de la façon qui a toujours été admise précédemment, il faut que l'objet ponctuel n'emprunte au corpuscule incident que très peu d'énergie et de quantité de mouvement. S'il n'en était pas ainsi, l'onde associée au corpuscule incident aurait sa fréquence et sa longueur d'onde profondément modifiées par le processus du choc et le fonctionnement du microscope en serait complètement perturbé. D'ailleurs le phénomène résultant ne pourrait plus être décrit qu'en étudiant la propagation de l'onde associée au système « objet-corpuscule incident » dans l'espace de configuration de ce système.

Cette remarque bien comprise, désignons par \vec{p}' la quantité de mouvement du corpuscule après le choc, sa quantité de mouvement initiale étant par hypothèse égale à $p = \frac{h}{\lambda}$ et verticale. Supposons, ce qui, en raison de la symétrie de révolution du microscope, ne nuit pas à la généralité, que la trajectoire du corpuscule incident après le choc reste contenue dans le plan de la figure. Appelons α l'angle de \vec{p}' avec l'axe du microscope. Soit enfin P_x la quantité de mouvement suivant Ox de l'objet diffuseur après le choc.

La conservation de la quantité de mouvement suivant Ox nous donne :

$$(6) \quad P_x = p' \sin \alpha$$

et comme nous savons que le choc doit très peu modifier la quantité de mouvement du corpuscule incident, on a $p' \simeq p$ et

$$(7) \quad P_x \simeq p \sin \alpha = h \sin \epsilon / \lambda$$

Or le corpuscule diffusé doit entrer dans le microscope pour pouvoir parvenir dans le plan image et ceci exige que $\alpha \leq \epsilon$. D'où :

$$(8) \quad |P_x| \leq h \sin \epsilon / \lambda$$

Après le choc P_x peut avoir n'importe quelle valeur dans l'intervalle $-\frac{h}{\lambda} \sin \varepsilon \rightarrow \frac{h}{\lambda} \sin \varepsilon$ de grandeur $2 \frac{h}{\lambda} \sin \varepsilon$ et l'observation de l'arrivée du corpuscule dans le plan image ne permet pas de dire quelle est la valeur de P_x dans cet intervalle. Donc, après l'observation de l'arrivée du corpuscule dans le plan image, on connaîtra la position de l'objet ponctuel sur le porte-objet avec une incertitude donnée par la formule (5) et la composante de sa quantité de mouvement avec l'incertitude minimum :

$$(9) \quad \delta P_x = \frac{2h}{\lambda} \sin \varepsilon.$$

En faisant le produit de δx par δP_x , on trouve :

$$(10) \quad \delta x \cdot \delta P_x > h.$$

C'est la relation d'incertitude de Heisenberg qui apparaît ainsi comme étroitement reliée aux effets de diffraction et par suite à la nature ondulatoire des corpuscules.

On remarquera que, dans ce qui précède, nous avons raisonné sur un objet *ponctuel* et sur la diffusion par cet objet d'un *seul* corpuscule incident. L'arrivée constatable d'un seul corpuscule diffusé dans le plan image nous donne des renseignements sur la position et la quantité de mouvement de l'objet ponctuel immédiatement après le choc, mais ces renseignements sont affectés des incertitudes de Heisenberg.

Si intéressantes du point de vue théorique que soient ces considérations, elles ne correspondent pas exactement au problème technique de l'observation des images dans le microscope corpusculaire. En effet, les objets examinés au microscope sont toujours étendus et non ponctuels. Comme nous l'avons expliqué dans le cas de l'optique ordinaire, l'image d'un objet étendu est obtenue par la diffusion successive de nombreux corpuscules incidents par les divers points de l'objet : si l'on fait abstraction des aberrations et de la diffraction, chaque corpuscule diffusé donne dans le plan-objet une image ponctuelle du point de l'objet qui l'a diffusé et la juxtaposition de toutes ces images ponctuelles fournit l'image de l'objet étendu. Mais, pour obtenir une bonne image, il faudra évidemment que l'objet reste sensiblement immobile pendant la diffusion successive des divers corpuscules qui contribuent à donner l'image, sans quoi on obtiendrait une image « bougée », comme disent vulgairement les photographes. Or nous venons de voir, en reprenant l'analyse classique de Heisenberg, que la diffusion de chaque corpuscule par l'objet s'accompagne d'une mise en mouvement de l'objet et il est nécessaire de rechercher dans quelles conditions cette mise en mouvement ne va pas nuire à l'obtention de l'image. En principe, la question se pose déjà en microscopie optique, car la diffusion des photons s'accompagne d'une mise en mouvement de l'objet (comme le montre le raisonnement primitif de Heisenberg sur l'électron

éclairé par des photons), mais *en pratique* cette circonstance n'a aucune espèce d'importance. En effet, les phénomènes de diffraction ne permettent pas d'utiliser la lumière pour examiner la structure d'un objet si cet objet n'a pas au moins des dimensions de l'ordre du micron : or un objet de cette dimension a toujours une masse beaucoup trop grande pour être mis en mouvement d'une façon appréciable par l'impact d'un photon. Il en est tout autrement en optique corpusculaire, car ici on peut déjà étudier la structure de corps ayant des dimensions de l'ordre de $100 \mu = 10^{-5}$ cm (c'est à peu près le cas des bactériophages d'Hérelle) et l'on a l'espoir d'aller plus loin. Or déjà un corps ayant des dimensions de l'ordre de $m\mu = 10^{-7}$ cm et une densité voisine de 1 a une masse de l'ordre de 10^{-21} gramme, ce qui n'est environ que 1 000 fois celle du proton et 10 fois celle de l'atome d'argent : l'effet de recul dans un microscope employant des protons ou des atomes plus lourds pourra donc être important et s'opposer à l'obtention de bonnes images. A plus forte raison, en serait-il de même si l'on voulait étudier au microscope corpusculaire la structure des molécules et des atomes. Le problème mérite donc d'être étudié de près : il ne correspond plus ici à de simples inquiétudes de théoricien, mais à des obstacles qui pourraient prochainement se dresser sur la route des progrès de la technique microscopique.

Considérons donc un objet de masse M très petite à notre échelle. Cet objet est placé au centre du porte-objet d'un microscope corpusculaire dont l'angle de demi-ouverture est ϵ (voir la figure). Nous supposons expressément que l'objet est libre de se mouvoir dans le plan du porte-objet, c'est-à-dire qu'il n'est soumis à aucune liaison. Il est « éclairé » par des corpuscules de quantité de mouvement $p = \frac{h}{\lambda}$ parallèle à l'axe du microscope. Pour un choc contribuant à la formation de l'image (c'est-à-dire accompagné de la diffusion d'un corpuscule dans l'ouverture du microscope), la composante de la quantité de mouvement de l'objet après le choc aura la valeur maximum suivante :

$$(11) \quad P_x^{(m)} = p' \sin \epsilon,$$

p' étant l'impulsion du corpuscule diffusé. Ici encore, l'on a $p' \propto p$ et l'ouverture ϵ est en pratique toujours très petite, de sorte que l'on a sensiblement :

$$(12) \quad P_x^{(m)} = p \epsilon.$$

D'autre part, on peut écrire :

$$(13) \quad P_x = M V_x, \quad p = m v,$$

où V_x est la vitesse de l'objet dans le plan-objet après le choc et v la vitesse initiale des corpuscules incidents. Dans les formules (13), M et m sont les « masses en mouvement » au sens relativiste, c'est-à-dire compte tenu de l'augmentation de la masse avec la vitesse. La vitesse de l'objet étant toujours très petite par rapport à c , M peut être confondue avec la masse propre de l'objet ; par contre, m peut être sensiblement supérieure à la masse propre du corpuscule incident, notam-

ment quand celui-ci est un électron. Pour la valeur maximum de V_x , on trouve :

$$(14) \quad V_x^{(m)} = \frac{\varepsilon}{M} m v = \frac{\varepsilon}{M} \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2M} \frac{1}{d_{\min}}$$

d'après (2) et (3). Nous retrouvons ici l'idée qui est à la base du raisonnement de Heisenberg : plus, pour augmenter le pouvoir séparateur, on diminue λ , plus la valeur maximum de V_x augmente.

Pour obtenir une bonne image de l'objet étendu, il faut que cet objet diffuse dans le microscope un grand nombre de corpuscules incidents. Si $\bar{\tau}$ est l'intervalle de temps qui sépare, en moyenne, l'arrivée de deux corpuscules consécutifs sur l'objet, il est évident que, pour pouvoir obtenir une image nette, il faudra que le produit $V_x^{(m)} \cdot \bar{\tau}$ soit très petit devant la dimension moyenne l de l'objet, sans quoi celui-ci risquerait de se déplacer d'une façon appréciable dans le plan-objet pendant l'intervalle de temps qui sépare deux chocs successifs et alors l'image ne pourrait être nette. On doit donc avoir :

$$(15) \quad V_x^{(m)} \bar{\tau} \ll l.$$

Evaluons $\bar{\tau}$. Soit i la densité de courant correspondant au flux des corpuscules éclairants et e la charge de chacun d'eux. La surface de l'objet étant de l'ordre de l^2 , le nombre des corpuscules arrivant par seconde sur cet objet sera $\frac{il^2}{e}$ environ et l'intervalle de temps moyen entre l'arrivée de deux corpuscules consécutifs sera :

$$(16) \quad \bar{\tau} = \frac{e}{il^2}.$$

Portant (14) et (16) dans (15), nous obtenons :

$$(17) \quad \frac{\varepsilon}{M} \frac{h}{\lambda} \frac{e}{il^2} \ll l, \quad \text{ou} \quad \frac{h}{2M} \frac{1}{d_{\min}} \frac{e}{il^2} \ll l.$$

Appliquons ce résultat au microscope électronique ou au microscope proto-nique pour lesquels $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb. Pour pouvoir discerner les détails de l'objet, il est raisonnable d'admettre que d_{\min} doit être au plus égal à $\frac{l}{10}$. De plus, si l'objet a une densité voisine de celle de l'eau, on pourra poser en c. g. s. $M \approx l^3$. Quant à i , il ne semble pas qu'il puisse dépasser, même dans le cas (le plus favorable) des électrons, la valeur $i = 10^{-1}$ ampère par centimètre carré correspondant à 1 milliampère par millimètre carré. Finalement la relation (17) nous donne :

$$(18) \quad l^7 \gg \frac{6,5 \cdot 10^{-27} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 10^{-2}} \approx 10^{-43},$$

d'où :

$$(19) \quad l \gg 10^{-6} \text{ cm.}$$

Il semble donc que la mise en mouvement d'un objet *libre* rendra difficile de voir au microscope corpusculaire les détails d'objets libres ayant des dimensions inférieures à 10^{-5} cm = 10 μ . Toutefois, on peut faire remarquer que, l'objet recevant

toute une série d'impulsions dont les directions sont réparties au hasard, il y a une tendance à une certaine compensation statistique de ces impulsions, de sorte que les prévisions précédentes sont sans doute un peu trop pessimistes.

L'effet de mise en mouvement que nous vepons d'analyser est différent du simple effet de diffraction, qui conduit à la définition du pouvoir séparateur. La diffraction due au passage des ondes associées à travers l'ouverture circulaire du microscope et la limitation du pouvoir séparateur qui en résulte, s'introduisent déjà quand on envisage la diffusion par l'objet de chaque corpuscule isolément : il faut en tenir compte, même pour un objet trop lourd pour être mis en mouvement par l'impact des corpuscules incidents ; il faudrait même en tenir compte pour un objet ponctuel. Au contraire l'effet de mise en mouvement n'intervient que comme conséquence du fait suivant : pour obtenir une image d'un objet étendu, il faut recueillir dans le microscope un grand nombre de corpuscules diffusés par l'objet. Le raisonnement de Heisenberg montre bien le lien qui existe entre l'effet de diffraction et l'effet de mise en mouvement, mais ces deux effets interviennent différemment pour diminuer la netteté de l'image.

Il faut encore noter ici que, pour un objet libre de ses mouvements, à l'effet de mise en mouvement vient s'ajouter une autre cause qui peut empêcher l'obtention d'une bonne image : l'agitation thermique. A la température absolue T , le petit objet de masse M aura en effet une agitation thermique telle que $\overline{V_x}$ soit de

l'ordre de $\sqrt{\frac{kT}{M}}$, où k est la constante de Boltzmann égale à $1,37 \cdot 10^{-16}$ c. g. s.

Pour avoir une image nette, il faudra donc avoir :

$$(20) \quad \sqrt{\frac{kT}{M}} \cdot \frac{e}{il^2} \ll l,$$

d'où l'on tire pour les microscopes électroniques et protoniques avec les hypothèses précédemment admises :

$$(21) \quad T \ll 10^{52} l^9.$$

On voit que pour $l \approx 10^{-6}$ cm, il faudrait des températures extraordinairement basses pour éviter cet effet nuisible à la netteté des images. Donc pour un objet libre, l'effet d'agitation thermique comme l'effet de mise en mouvement doit devenir très gênant quand les dimensions de l'objet s'abaissent à environ 10 μ .

Il convient de remarquer maintenant que nous avons raisonné sur un objet libre de se mouvoir sur le porte-objet : ce serait le cas d'une particule dans le vide ou dans un gaz très raréfié. Mais, d'ordinaire, l'objet n'a pas cette liberté de mouvement : ou bien il adhère au porte-objet, ou il fera partie de la structure d'un objet plus lourd, comme un atome dans un corps solide. Cette *solidarité* de l'objet avec un corps plus lourd diminuera évidemment beaucoup l'effet de mise en mouvement : elle diminuera aussi le déplacement par agitation thermique, qui s'effectuera alors autour d'une position d'équilibre.

Dans quelle mesure cette solidarité de l'objet avec son support ou avec son entourage se maintiendra-t-elle quand cet objet se trouvera soumis au bombardement de corpuscules de très grandes énergies ? C'est là une question délicate à résoudre, sur laquelle je ne puis présenter que des considérations un peu incomplètes.

Considérons, pour préciser, un atome qui fait partie de la structure d'un corps solide ou liquide et demandons-nous si l'on pourra arriver à voir au microscope corpusculaire la structure de cet atome. Je rappelle que pour libérer un atome qui fait partie d'un corps solide ou liquide, il faut lui fournir une énergie de l'ordre d'une fraction d'électronvolt et que pour extraire un électron intraatomique d'un atome, une énergie d'au plus une centaine de kilo-électronvolts est toujours suffisante, même pour les électrons les plus fortement liés.

Ecrivons maintenant les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion lors du choc d'un corpuscule incident avec l'atome considéré comme objet. Avec les notations employées plus haut, on a, en négligeant les corrections de relativité (qui sont peu importantes pour ce genre de calcul) :

$$p = p' \cos \alpha + P_z \quad p' \sin \alpha = P_x \quad (22)$$

$$\frac{1}{2m} p^2 = \frac{1}{2m} p'^2 + \frac{1}{2m} (P_x^2 + P_z^2) \quad \text{ou} \quad p^2 = p'^2 + \eta (P_x^2 + P_z^2)$$

avec $\eta = \frac{m}{M}$. La résolution rigoureuse de ces équations donne :

$$p' = p \frac{\eta \cos \alpha \pm \sqrt{1 - \eta \sin^2 \alpha}}{\eta + 1} \quad P_x = p \sin \alpha \frac{\eta \cos \alpha \pm \sqrt{1 - \eta^2 \sin^2 \alpha}}{\eta + 1}, \quad (23)$$

$$P_z = p \left[1 - \frac{\eta \cos \alpha \pm \sqrt{1 - \eta^2 \sin^2 \alpha} \cos \alpha}{\eta + 1} \right],$$

et

$$(24) \quad W = \frac{1}{2M} (P_x^2 + P_z^2) = \left[1 - \left(\frac{\eta \cos \alpha \pm \sqrt{1 - \eta^2 \sin^2 \alpha}}{\eta + 1} \right)^2 \right] \frac{p^2}{2m}.$$

W est l'énergie empruntée par l'objet au corpuscule incident au moment du choc qui dévie celui-ci d'un angle α . La solution avec le signe $-$ correspond au rebondissement du corpuscule en arrière et ne nous intéresse pas : nous ne conservons donc que le signe $+$.

Nous appellerons « chocs efficaces » les chocs qui contribuent à la formation de l'image dans le microscope, c'est-à-dire ceux pour lesquels $\alpha \ll \varepsilon$. L'ouverture ε étant très petite, nous pourrions pour les chocs efficaces employer les formules (23) et (24) en ne conservant que les termes du second degré au plus en α , ce qui donne :

$$(23') \quad p' = p \left(1 - \eta \frac{\alpha^2}{2}\right); \quad P_x = p \alpha; \quad P_z = p \frac{\alpha^2}{2} (\eta + 1)$$

et

$$(24') \quad W = \alpha^2 \eta \frac{p^2}{2m} = \frac{\alpha^2}{2M} \frac{h^2}{\lambda^2}.$$

La valeur maximum de l'énergie empruntée par l'objet au corpuscule dans un choc efficace est donc d'après (2) :

$$(25) \quad W_m = \frac{h^2}{2M} \frac{\varepsilon^2}{\lambda^2} = \frac{h^2}{8M} \frac{1}{d_{\min}^2}.$$

Les dimensions des atomes étant au plus de l'ordre de l'angström, pour pouvoir étudier la structure de notre atome, il faut que d_{\min} soit *au plus* égal à 10^{-9} cm. D'autre part la masse M de l'atome est, en ordre de grandeur, comprise entre 10^{-22} et 10^{-24} gramme. La formule (25) montre alors que W_m est de l'ordre de l'électronvolt, c'est-à-dire suffisant pour provoquer la libération de l'atome.

Au lieu de considérer le choc d'un corpuscule avec l'atome tout entier, considérons le choc d'un corpuscule avec l'un des électrons périphériques de l'atome. On retrouve la formule (25) donnant la valeur maximum de l'énergie empruntée par l'électron dans un choc efficace, mais on doit donner à M la valeur de la masse de l'électron, soit environ 10^{-27} gramme. On voit alors que, toujours pour $d_{\min} \approx 10^{-9}$ à 10^{-10} cm, W_m peut prendre des valeurs de 10 000 à 100 000 électronvolts. Le choc efficace est donc susceptible d'arracher les électrons périphériques de l'atome.

Bref, nous arrivons par ces calculs approximatifs à la conclusion suivante : « Quand les corpuscules incidents seront assez rapides (c'est-à-dire auront une longueur d'onde assez petite) pour que l'on puisse discerner les détails de la structure de l'atome, ils seront susceptibles dès les premiers chocs efficaces d'arracher l'atome au corps dont il fait partie et même de bouleverser sa structure interne en lui enlevant des électrons » (1). Dans ces conditions, il ne semble guère permis d'espérer que l'on puisse arriver, même en employant des microscopes proto-niques à très hautes tensions, à « voir » au microscope corpusculaire la structure des édifices atomiques. Ce n'est d'ailleurs pas par hasard qu'il en est ainsi et cette impossibilité est intimement liée à l'existence même du quantum d'action.

Bien que la portée pratique des remarques que nous avons développées dans la deuxième partie de cet exposé ne puisse être entièrement précisée, il semble qu'elles présentent un grand intérêt dans la période des progrès rapides de la microscopie corpusculaire qui paraissent s'ouvrir aujourd'hui devant nous.

(1) On pourrait objecter que, dans notre raisonnement, nous avons seulement fait intervenir la diffusion *avec changement de fréquence* des ondes associées aux corpuscules. diffusion analogue à l'effet Compton pour les ondes électromagnétiques. Or il existe aussi pour les ondes associées, comme pour les ondes électromagnétiques, une diffusion cohérente sans changement de fréquence. Mais il est facile de voir que, précisément pour les longueurs d'onde qui permettraient d'étudier la structure interne de l'atome, la diffusion cohérente des ondes corpusculaires est négligeable.

