L'ANCIENNE ET LA NOUVELLE MÉCANIQUE [1])

Lorsqu'on m'a invité à faire cette conférence, ce qui est pour moi un grand honneur, j'ai cru devoir choisir un sujet qui me permettrait de faire ressortir le profond changement qui s'est produit dans les idées fondamentales de la physique pendant la période d'activité de votre Société. En effet, il convient bien, dans cette célébration de son cinquantenaire, de nous rendre compte du progrès accompli et des problèmes qui restent à résoudre, nous réjouissant, dans l'esprit de solidarité qui est le vrai esprit de la science, des beautés qui nous ont été révélées.

Bien entendu, je devrai me borner à un chapitre bien restreint. Je me permettrai donc de vous présenter quelques réflexions sur l'ancienne mécanique et la nouvelle, en entendant par l'ancienne, qu'on pourrait aussi appeler la mécanique classique, celle que nous avons apprise dans les traités de dynamique courants, et ayant en vue, quand je parle de la mécanique nouvelle, les modifications qui ont été rendues nécessaires, d'un côté par la théorie de la relativité et d'un autre par la théorie des quanta.

En ce qui concerne la théorie de la relativité, par laquelle je commencerai, je pourrai me borner à ce qu'on appelle la théorie de la relativité restreinte et je me dispenserai d'entrer en de longues explications sur les principes de cette doctrine. Ils sont bien connus, grâce à de nombreux ouvrages, en premier lieu à ceux de M. Einstein, et à bien d'autres qui ont paru en différentes langues. Dans ce pays, les nouvelles idées ont été répandues par les cours et les conférences de M. Langevin, et M. Bergson a exposé leur portée philosophique. Les conséquences que la théorie entraîne pour la mécanique ont été signalées, il y a longtemps déjà, par Henri Poincaré, et j'ai été heureux de voir qu'on vient de rééditer sa conférence sur la mécanique nouvelle, faite en 1909 devant l'Asso-

[1]) Conférence faite à la Sorbonne le 10 décembre 1923.
Livre du Cinquantenaire de la Société française de Physique, 1925.

ciation française pour l'avancement des sciences. On y a joint son mémoire célèbre sur la dynamique de l'électron et on a ainsi rendu un digne hommage aux éminents services que votre illustre mathématicien a rendus à la physique moderne.

Je dois ajouter qu'un petit traité de M. LÉMERAY a été consacré spécialement à cette dynamique nouvelle dont j'aurai à parler.

Si le temps ne me permet pas de donner un exposé de toutes les conséquences qu'on peut tirer de la théorie de la relativité, il ne me permettra pas non plus de considérer la question de savoir si ces conséquences sont conformes à l'expérience, ou d'examiner les difficultés qu'on peut trouver aux principes mêmes. Je vous prierai simplement d'être relativistes avec moi, ne fût-ce que pour une heure.

Nous allons considérer maintenant un phénomène bien simple, celui du choc de deux boules parfaitement dures et élastiques. Nous supposons que ces boules ont d'abord des mouvements uniformes de translation, dans lesquels les centres suivent une même ligne droite. Les vitesses v_1 et v_2 sont données, bien entendu affectées des signes propres qui indiqueront si le mouvement est dirigé vers la droite ou vers la gauche. Nous connaissons également les masses m_1 et m_2 des deux corps et nous cherchons à déterminer les vitesses v_1' et v_2' après le choc.

C'est un problème très simple, en effet, et dont on trouve la solution dans les manuels élémentaires. Je n'ai pas à vous dire qu'elle repose sur deux grands principes, le principe de la conservation de la quantité de mouvement et celui de la conservation de l'énergie. La quantité de mouvement est donnée par le produit mv; c'est une grandeur vectorielle qui a la direction de la vitesse v même, et qui peut donc, dans notre cas, être positive ou négative, pour chaque corps. L'énergie est donnée par $\frac{1}{2}mv^2$, et si v_1', v_2' sont les vitesses finales, on aura les deux équations:

$$m_1v_1 + m_2v_2 = m_1v_1' + m_2v_2', \tag{1}$$

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 = \frac{1}{2}m_1v_1'^2 + \frac{1}{2}m_2v_2'^2, \tag{2}$$

d'où l'on tire v_1' et v_2' par un calcul facile.

Eh bien, la théorie de la relativité nous apprend que ces deux équations ne sont pas valables en général; elles le sont en première approximation, tant que les vitesses sont modérées, mais il y a de petits écarts qui deviennent considérables dès que les vitesses sont comparables à la vitesse de la lumière.

Je vous donnerai immédiatement les formules nouvelles, mais je voudrais d'abord vous faire sentir la nécessité du changement.

A cet effet, j'aurai recours à l'exemple bien connu, dont on se sert souvent, celui des deux trains de chemin de fer placés sur des voies parallèles à petite distance l'une de l'autre. Dans chacun de ces trains, il y aura un observateur, A dans l'un et B dans l'autre, et ces physiciens auront un sentiment plus ou moins égoïste ou chauviniste, chacun d'eux étant un peu trop enclin à considérer son système comme le plus important et à y rapporter tout ce qu'il observe. Si, comme nous le supposerons, les trains se déplacent l'un par rapport à l'autre (oublions les voies et pensons seulement aux trains), chacun des physiciens imaginés sera porté à considérer son système comme étant en repos et l'autre comme se mouvant.

Du reste, ce sont des expérimentateurs fort habiles, doués même d'aptitudes illimitées, surhumaines, et la précision de leurs instruments égalera ces aptitudes. En parlant des observations qui seront faites, nous exclurons expressément le cas où des effets d'accélération se feraient sentir; pour rester dans le domaine de la relativité restreinte, nous ne considérerons que des mouvements uniformes.

On a pourvu A et B d'un nombre de règles étalons pour mesurer les longueurs et d'un certain nombre d'horloges pour mesurer le temps. Tous les étalons sont égaux entre eux; pour s'en assurer, on les a d'abord remis à un physicien quelconque, qui les a comparés en les examinant dans des conditions absolument identiques; il n'a pu constater aucune différence entre eux. Après cette vérification on a distribué les étalons entre A et B. On a procédé de la même manière en ce qui concerne les horloges.

Voici maintenant ce que nos physiciens vont faire. Chacun d'eux disposera d'abord ses règles dans son train, bien entendu dans la direction de la longueur de ce dernier, et il placera ses horloges en différents points de son système. Nous supposerons que le nombre des horloges est tellement grand qu'il y en a pour ainsi dire une en chaque point. Après avoir distribué ses horloges, l'observateur A procède à les mettre d'accord; il le fait de la meilleure manière qu'il puisse imaginer, toujours en ne se préoccupant pas de la question de savoir si son train se déplace, mais tenant compte du fait qu'il connaît déjà, que la lumière ne se propage pas instantanément. Je n'insisterai pas sur la méthode qu'il suivra et que vous imaginerez facilement. Après ce réglage des horloges il pourra mesurer la vitesse de la lumière et il trouvera pour elle la valeur bien connue, universellement représentée par le symbole c.

L'observateur B procédera exactement de la même manière que A ; il réglera ses horloges à lui; avec leur aide et au moyen de ses règles il déterminera, lui aussi, la vitesse de la lumière. Il sera conduit à la même valeur c que son confrère a trouvée.

Jusqu'ici, chaque observateur n'a fait attention qu'à ce qui se passe dans son système. Mais supposons maintenant que A regarde aussi les règles et les horloges de B et qu'il les compare aux siennes propres, pour lesquelles il a, comme je l'ai déjà dit, une certaine prédilection. Pour lui faciliter cette comparaison, les règles de A ont été placées toutes sur une ligne droite L et celles de B sur une ligne droite L', parallèle à L et tout près de cette ligne.

A pourra d'abord mesurer la vitesse avec laquelle un point quelconque d'une règle B, ou une horloge B, se déplace par rapport aux règles et aux horloges A ; il trouvera pour cette vitesse une certaine valeur que je nommerai u.

Ensuite, il notera les points P et Q d'un de ses étalons, avec lesquels les extrémités d'une règle B coïncident au même instant, disons plutôt à ce qu'il considère comme le même instant, c'est-à-dire lorsque des horloges placées en ces points P et Q indiquent le même temps. Le résultat est que les règles de B sont plus courtes que les règles de A, la proportion entre les longueurs étant donnée par l'expression

$$\sqrt{1-u^2/c^2}\,. \tag{3}$$

Enfin, il comparera la marche des horloges B à celles de ses horloges à lui; la méthode indiquée pour cela sera de fixer l'attention sur une horloge B déterminée et de comparer la position de ses aiguilles avec l'indication des différentes horloges A près desquelles elle passe successivement. Ici encore il constatera une différence; il verra que l'horloge de B a une marche plus lente que les siennes propres. La proportion entre les angles parcourus dans le même intervalle est donnée par l'expression (3), la même que dans la comparaison des règles.

Ce qui est surtout remarquable, c'est que dans tout ceci il y a une parfaite réciprocité. Procédant exactement de la même manière que A, l'observateur B est amené à attribuer au système de A une vitesse $-u$, c'est-à-dire une vitesse égale et opposée à celle dont je viens de parler, et il trouvera, lui, que les règles de A sont plus courtes et que les horloges de A marchent plus lentement que les siennes, la grandeur de ces différences étant de nouveau déterminée par l'expression (3).

A première vue, il y a ici quelque chose de paradoxal. On se demandera comment il est possible que, de deux règles, l'une soit la plus courte pour l'observateur A et l'autre pour l'observateur B et que, de deux horloges, ce soit l'une que A et l'autre que B voit marcher le plus vite. La réponse est bien simple. Il ne faut pas perdre de vue que les comparaisons n'ont pas été faites de la même manière et que dans les assertions qui semblent contradictoires, les expressions „plus court" ou „plus lent" n'ont pas le même sens. C'est ainsi que le premier physicien a comparé une horloge déterminée de B avec différentes horloges A, tandis que l'autre a comparé une horloge déterminée A avec une succession d'horloges B.

Dans tout ce qui vient d'être dit, il n'y a, en vérité, aucune contradiction. Cela peut être vérifié à l'aide de calculs élémentaires et très beaux, dont cependant la beauté n'apparaîtrait pas maintenant, si j'en remplissais le tableau noir.

Après cette digression trop longue peut-être, nous pouvons revenir au choc de nos boules. Si leur mouvement a lieu le long d'une ligne droite parallèle à L et L' et près des deux trains, il peut être observé par B tout aussi bien que par A. En se servant de ses règles et de ses horloges, chaque observateur mesurera la vitesse des mobiles. Ils trouveront dans chaque cas, pour la première boule et la deuxième, avant et après le choc, des valeurs différentes, mais entre lesquelles il y a des relations qu'il est facile de déduire de ce qui vient d'être dit. Ce sont les „formules de transformation" pour les vitesses.

Or, le postulat fondamental de M. Einstein exige que les équations moyennant lesquelles nous décrivons les phénomènes physiques puissent être mises sous la même forme exactement, que ce soit le système A ou le système B auquel nous les rapportons. Et voilà ce qui nous oblige à abandonner les équations (1) et (2). Les formules de transformation pour les vitesses sont tellement compliquées que, si les simples relations exprimées par (1) et (2) subsistaient entre les vitesses initiales et finales mesurées par l'observateur A, il serait impossible qu'elles existassent également entre celles que détermine l'observateur B.

Cette conclusion ne signifie aucunement que, dans la nouvelle mécanique, il n'y aurait plus de principe de la conservation de la quantité de mouvement, ou de la conservation de l'énergie. Heureusement on peut maintenir ces principes fondamentaux, à la condition seulement qu'on modifie un peu les définitions de la quantité de mouvement et de l'énergie. Il faut entendre par quantité de mouvement la grandeur vectorielle

$$\frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \tag{4}$$

ayant la direction de la vitesse v, et par énergie la grandeur numérique

$$\varepsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \tag{5}$$

Les formules (1) et (2) doivent maintenant être remplacées par les équations suivantes:

$$\frac{m_1v_1}{\sqrt{1-v_1^2/c^2}} + \frac{m_2v_2}{\sqrt{1-v_2^2/c^2}} = \frac{m_1v_1'}{\sqrt{1-v_1'^2/c^2}} + \frac{m_2v_2'}{\sqrt{1-v_2'^2/c^2}},$$

$$\frac{m_1c^2}{\sqrt{1-v_1^2/c^2}} + \frac{m_2c^2}{\sqrt{1-v_2^2/c^2}} = \frac{m_1c^2}{\sqrt{1-v_1'^2/c^2}} + \frac{m_2c^2}{\sqrt{1-v_2'^2/c^2}}.$$

Elles sont plus compliquées que les équations primitives, mais elles ont le grand avantage de pouvoir être appliquées également par nos deux physiciens. Du reste, on démontre facilement que le changement que nous venons d'introduire est le seul par lequel on puisse atteindre ce but.

Je ne m'arrêterai pas aux conséquences qui découlent de ces équations, mais je dois vous signaler que d'après notre nouvelle définition il y a déjà une certaine énergie lorsque le corps est en repos. En effet, pour $v = 0$ l'expression (5) nous donne la vâleur mc^2, ce qui, divisé par c^2, nous donne la masse m.

Je parle de ceci parce que maintenant nous pouvons comprendre la grande généralité des nouvelles formules. Imaginons un système matériel quelconque qui se trouve dans un état stationnaire; il peut être le siège de mouvements intérieurs pourvu que ces mouvements ne conduisent pas à des changements de la configuration qui iraient continuellement dans le même sens. Supposons de plus que, dans son ensemble, le système n'a pas de mouvement de translation, c'est-à-dire que la quantité de mouvement résultante est zéro dans le système des axes de coordonnées dont on se sert. Alors, il y aura une énergie déterminée. Si on la connaît, on aura, après division par c^2, la valeur qu'il faut attribuer à la masse m, et cette valeur nous servira ensuite à calculer la quantité de mouvement et l'énergie qui existent si le système est animé d'une vitesse de translation v.

Ces considérations s'appliquent à un électron, ou à un atome, que nous considérerons, en suivant M. Bohr, comme composé d'un noyau central à charge positive, autour duquel circulent un certain nombre d'électrons. Elles sont également valables pour une molécule, un corps d'une étendue quelconque, même pour la Terre ou le Soleil et pour un système de corps, tel que le système solaire.

Pour avoir un exemple d'un système moins „matériel", imaginez encore une enceinte fermée, à l'intérieur de laquelle il y a ce que nous appelons le rayonnement noir, c'est-à-dire des rayons calorifiques et lumineux qui s'entrecroisent dans toutes les directions et qui peuvent être en équilibre avec un corps quelconque maintenu à une température déterminée. Faisons abstraction de la masse de l'enceinte elle-même et supposons qu'elle est en repos. Alors, le rayonnement représente une certaine énergie ε, et par conséquent, une masse $m = \varepsilon/c^2$. Avec cette dernière valeur, vous calculerez la quantité de mouvement qu'il y a lorsque l'enceinte, emportant le rayonnement qu'elle contient, se déplace avec une vitesse v et la force qu'il faudrait appliquer pour produire cette vitesse dans un temps donné.

Si nos formules s'appliquent à des rayons qui s'entrecroisent dans toutes les directions, il est à présumer qu'elles peuvent aussi être employées quand on a affaire à une propagation dans une seule direction. Pensez donc à un faisceau de rayons de lumière parallèles, ou plutôt à un tronçon de faisceau, limité en avant et en arrière par deux plans, qui se déplacent avec la vitesse c. Il y a sans doute dans ce système une certaine énergie ε et on pourrait essayer d'appliquer la formule (5). Mais, comme le dénominateur devient nul pour $v = c$, on aurait une énergie infiniment grande pour une valeur finie de m, si petite qu'elle fût. Cela prouve qu'on ne peut pas attribuer une masse m au faisceau lumineux et que notre formule pour l'énergie perd son sens. Il en est de même pour l'expression (4) par laquelle nous avons représenté la quantité de mouvement. Ce qu'on peut retenir toutefois, c'est que, d'après nos formules, le rapport entre la quantité de mouvement et l'énergie (m disparaissant dans la division) est celui de v à c^2, ou, dans le cas du faisceau lumineux, de 1 à c. Nous sommes donc amenés à penser que, si ε est l'énergie des rayons, leur quantité de mouvement sera ε/c et cette relation existe effectivement d'après la théorie de MAXWELL.

Il importe de remarquer que, dans la mécanique nouvelle, la notion de masse est reléguée au second plan, celles de quantité de mouvement et d'énergie étant les véritables notions primaires. La masse ne se conserve pas. Pour le volume rempli de rayonnement noir, il peut être question d'une masse, bien que chacun des rayons qui s'entrecroisent, considéré séparément, n'en ait pas. Pareillement, si vous avez un corps en repos et que vous augmentiez son énergie, par exemple en lui communiquant une certaine quantité de chaleur, vous augmenterez également la masse d'une quantité proportionnelle.

Dans tout ceci, il ne faut pas perdre de vue que les nouvelles formules expriment des relations qui, du moins en principe, peuvent être vérifiées par l'expérience. On pouvait penser autrefois que les anciennes lois exprimées par nos deux premières formules avaient été vérifiées par l'observation. Il est vrai qu'il en était ainsi dans une certaine mesure, mais évidemment il ne s'agissait que d'une approximation assez grossière, le fait que les corps réels ne sont jamais parfaitement élastiques excluant déjà une vérification précise. Maintenant, on peut imaginer que s'il y avait des corps doués d'une élasticité parfaite et si nos moyens d'observation avaient été suffisamment développés, les expériences auraient pu conduire directement aux formules de la nouvelle mécanique.

En réalité, la vérification de l'expression modifiée pour la quantité de mouvement a été effectuée dans le cas des électrons qui peuvent se mouvoir avec des vitesses comparables à celle de la lumière. On a pu se servir des déviations que subissent les rayons cathodiques et les rayons β dans les champs électrique et magnétique et M. SOMMERFELD a montré que certaines particularités dans les spectres confirment les formules relativistes d'une manière très satisfaisante. L'ensemble de nos connaissances actuelles nous porte à croire que ces formules sont vraies dans tous les cas, et je ne dois pas oublier de dire que, s'il en est ainsi, cela implique, je ne veux pas dire que tout système matériel soit en dernière analyse un système électromagnétique — ce qui serait une assertion trop vague et n'ayant pas de sens bien précis — mais qu'il intervient toujours quelque chose qui se rattache aux phénomènes électromagnétiques. Autrement on ne pourrait pas voir apparaître dans toutes les équations la constante c qui est la vitesse de propagation des effets électromagnétiques.

Le tronçon de faisceau lumineux dont j'ai parlé est bien sans doute un phénomène purement électromagnétique et jusque dans ces dernières années on a toujours pensé que sa constitution intime était entièrement conforme aux équations générales de la théorie de MAXWELL. Vous savez qu'actuellement cela doit être mis en doute. Ce sont surtout les phénomènes photo-électriques qui nous suggèrent une autre manière de voir, d'après laquelle, contrairement aux équations de MAXWELL, l'énergie et la quantité de mouvement seraient concentrées en de très petits espaces. Si ces concentrations ou „quanta" de lumière existent réellement, il sera permis de dire de chaque quantum individuel ce qui a été dit du faisceau lumineux tout entier. Si ε est l'énergie d'un quantum, sa quantité de mouvement sera ε/c et on pourra maintenant poser le problème du choc, qui fut notre point de départ, pour un électron, par exemple, et un quantum en nous basant toujours sur les mêmes équations fondamentales. Vous voyez combien éloignés nous sommes alors du choc de deux boules en ivoire ou en acier. On trouvera en général qu'après le choc, l'énergie du quantum est différente de ce qu'elle était primitivement et si l'on suppose qu'entre cette énergie et la fréquence de la lumière il y a toujours la relation dont j'aurai encore à parler, on est amené à la conclusion que la fréquence elle-même doit être modifiée. M. COMPTON a cherché à rendre compte de cette manière d'un phénomène remarquable qu'il a découvert récemment et qui revient à une légère augmentation de la longueur d'onde dans l'éparpillement des rayons Röntgen par certaines substances [1]).

Remarquons enfin qu'on peut prendre quelquefois les quanta de lumière en flagrant délit. Vous connaissez la belle méthode de M. WILSON pour rendre visibles les trajectoires d'électrons se mouvant avec une grande vitesse dans une masse gazeuse saturée de vapeur d'eau. Sur le trajet d'un électron, il se produit une ionisation du gaz et cette ionisation provoque une condensation de la vapeur au moment où le gaz se refroidit par une détente. Dans une des nombreuses expériences que M. WILSON a décrites il y a quelques mois, un mince faisceau de rayons Röntgen a frappé une plaque en cuivre et un trait nébuleux partant d'un point A de cette plaque indique qu'un électron a été expulsé d'un atome du métal. En un point B, à une distance de quelques millimètres de A, mais situé au dehors du faisceau primitif, un second trait nébuleux commence et M. WILSON a de bonnes raisons pour voir dans ce trait le trajet d'un second électron qui a été chassé d'une molécule gazeuse en B par le choc d'un quantum émis par l'atome A à la suite de l'expulsion de l'électron qui a produit le premier trait.

Parlant de ces concentrations de l'énergie lumineuse, nous nous trouvons déjà sur le terrain de la théorie générale des quanta, cette théorie remarquable qui, plus qu'aucune autre, a transformé et révolutionné la physique et qui nécessite des modifications de notre mécanique bien autrement profondes que celles qui dérivent de la théorie de la relativité. Elle nous oblige à renoncer à la parfaite continuité dans les phénomènes que nous aimions autrefois à nous représenter. Nous devons imaginer, au contraire, que les différents états sous lesquels un système matériel ou électromagnétique peut exister forment une série (simple ou multiple) qui présente d'un terme au suivant des différences finies, bien qu'extrêmement petites dans beaucoup de cas, et qu'il peut y avoir des transitions brusques d'un de ces états à un autre.

Vous savez que l'origine de cette manière de voir se trouve dans

[1]) M. DUANE a proposé pour ce phénomène une explication différente.

les travaux importants de M. Planck sur le rayonnement calorifique. On peut concevoir qu'un corps quelconque contienne, en dehors peut-être des molécules ordinaires, de petits vibrateurs, composés d'une particule, d'un électron par exemple, qui a une position d'équilibre déterminée. Les vibrateurs auront chacun leur période de vibration propre, ils prendront part à l'agitation thermique des molécules et pourront ensuite rayonner dans l'éther si vous me permettez de parler encore de ce milieu, bien qu'on dise souvent qu'il a été aboli. Or, si on applique à un corps ayant cette constitution les lois de la mécanique classique, on trouve pour les rayons de petite longueur d'onde une intensité, relative par rapport aux rayons de grande longueur d'onde, qui est beaucoup trop grande. On trouve, par exemple, qu'une plaque en argent, maintenue à la température de cette salle, devrait émettre une lumière suffisamment intense pour être visible à l'obscurité. Il y avait là une grave difficulté que M. Planck a su surmonter en supposant qu'un vibrateur peut prendre de l'énergie, non pas d'une manière graduelle par quantités aussi petites qu'on voudra, mais seulement en portions d'une grandeur finie, vrais quanta d'énergie ; ces portions seraient proportionnelles à la fréquence des vibrations propres du vibrateur, de sorte que l'énergie d'un quantum peut être représentée par $h\nu$, où ν est la fréquence, c'est-à-dire le nombre des vibrations par seconde, et h une constante. Les quanta seraient donc plus grands pour les vibrateurs qui produisent la lumière jaune, par exemple, que pour les vibrateurs dont émanent les rayons invisibles infrarouges, et vous comprenez facilement que cela peut avoir pour effet qu'à une température qui n'est pas trop élevée, les premiers restent en repos, tandis que les derniers sont suffisamment agités pour rayonner. Le cas est comparable à celui d'un certain nombre de personnes qui doivent partager entre elles une somme d'argent donnée, mais parmi lesquelles il y en a qui refusent d'accepter une somme inférieure à un certain taux. Il peut très bien arriver que, si la somme totale est petite, ces personnes trop exigeantes soient punies de leur cupidité en ne recevant rien du tout.

L'exemple touche bien le fond de la question, mais il va sans dire qu'il ne peut pas remplacer un traitement mathématique rigoureux. M. Planck a approfondi la théorie et a ainsi été conduit à sa célèbre formule du rayonnement calorifique. La comparaison avec les expériences a confirmé son résultat et a donné le moyen de déterminer la valeur numérique de la constante *h*.

L'introduction de la notion des quanta dans les théories physiques a eu, en peu d'années, un succès extrêmement remarquable. Elle a jeté une vive lumière sur de nombreux groupes de phénomènes, dans lesquels l'existence de discontinuités analogues se révèle et qui ont permis d'arriver à de nouvelles déterminations de la constante de PLANCK. L'accord entre les valeurs trouvées prouve assurément qu'on est dans la bonne voie.

Je puis vous citer d'abord la théorie de la chaleur spécifique, par laquelle nous pouvons maintenant expliquer le fait que la chaleur spécifique des corps solides, au lieu de rester constante comme le désirait la mécanique ancienne, diminue à mesure que la température s'abaisse et tend vers zéro quand nous nous approchons du zéro absolu. Il y a, en second lieu, les phénomènes photoélectriques et la production de la lumière par le choc de molécules et d'électrons. Et enfin, la théorie admirable de M. BOHR, qui a tant fait pour dévoiler l'origine des lignes spectrales et la constitution des atomes, est basée entièrement sur la théorie des quanta. Les électrons qui circulent autour du noyau central d'un atome sont supposés ne pas pouvoir exécuter en réalité tous les mouvements qui seraient possibles d'après les lois de la mécanique ordinaire; bien au contraire, nous leur imposons certaines conditions et nous choisissons ainsi parmi tous les mouvements possibles quelques-uns qui sont considérés comme les seuls réellement existants. Ce sont les mouvements stationnaires, comme BOHR les appelle. Dans les conditions qui les déterminent, la constante de PLANCK apparaît toujours et elle est introduite une deuxième fois lorsque nous supposons que l'émission de la lumière est due à la transition brusque d'un état stationnaire à un autre de moindre énergie; la différence des deux énergies de l'atome, c'est-à-dire l'énergie rayonnée, est posée égale à un quantum d'énergie de la lumière émise, de sorte qu'on obtient la fréquence des rayons, en divisant par *h* la différence en question.

Tout cela est d'une grande beauté et d'une extrême importance, mais malheureusement nous ne le comprenons pas. Nous ne comprenons ni l'hypothèse de PLANCK sur les vibrateurs, ni l'exclusion des orbites non stationnaires et nous ne voyons pas, dans la théorie de Bohr, comment, en fin de compte, la lumière est produite. Car, il faut bien l'avouer, la mécanique des quanta, la mécanique des discontinuités, doit encore être faite.

On a souvent parlé de l'esprit imaginé par Laplace, qui connaîtrait les positions et les vitesses de toutes les particules qui constituent le monde matériel et qui, ensuite, calculerait par les équations de la mécanique les mouvements futurs. De nos jours, après tout ce que les expérimentateurs nous ont appris sur les atomes, les électrons et les quanta, on pourrait, dans un instant de présomption, croire s'être approché un peu de cette connaissance parfaite à laquelle Laplace pensait. Mais, même si nous l'avions atteinte, la mécanique nécessaire nous ferait défaut.

Pour terminer, je me permettrai d'appeler votre attention sur deux théories qui ont été développées par M. Ehrenfest et M. Bohr et qui, toutes les deux, tendent à préserver autant que possible la mécanique classique et à rattacher les nouvelles idées à celles qui nous étaient familières.

La théorie de M. Ehrenfest, celle des invariants adiabatiques, peut prendre pour point de départ une expérience très simple. Prenons un pendule consistant en une boule suspendue par un fil et supposons que la théorie des quanta s'applique à ce système, c'est-à-dire qu'il ne peut pas osciller avec une amplitude quelconque mais seulement avec des quantités d'énergie déterminées, égales à des multiples du quantum d'énergie correspondant à la fréquence des oscillations. Pour fixer les idées, imaginons que l'énergie de ce pendule est exactement un quantum. Prenons maintenant le fil entre le pouce et l'index et déplaçons, en descendant la main, le point que nous tenons ainsi immobile. Ce raccourcissement du pendule aura pour effet une diminution de la période d'oscillation, une augmentation de la fréquence. Or, on est tenté de dire à première vue que l'énergie reste la même, et s'il en était ainsi, le pendule serait évidemment amené à osciller avec une énergie inférieure au quantum qui correspond à sa période. On pourrait donc facilement violer la règle que l'énergie doit toujours être égale à un nombre entier de quanta tels qu'ils correspondent à la durée d'une oscillation.

Ce qui est intéressant ici et nous conduit au théorème de M. Ehrenfest, c'est que dans ce raisonnement il s'est glissé une erreur. En y regardant de plus près, on trouve que, lorsque nous descendons la main, nous effectuons un travail de grandeur telle que l'énergie du pendule augmente exactement dans la même proportion que sa fréquence, de sorte que la condition imposée par la théorie des quanta, une fois remplie, le sera toujours.

Passons maintenant à un autre cas, tel qu'il se présente dans la théorie de Bohr. Un électron se meut autour d'un noyau positif, sous l'influence de l'attraction de ce dernier, et, pour compliquer un peu les circonstances, nous assujettissons ce système à un champ électrique ou magnétique extérieur. Supposons que, dans des circonstances déterminées, par exemple pour une charge déterminée du noyau et pour une direction et une intensité déterminées du champ extérieur, nous sommes parvenus à quantifier le mouvement, c'est-à-dire à signaler, parmi tous les mouvements possibles, ceux qui sont censés seuls réalisables. Si alors, partant d'un de ces états de mouvement stationnaires, nous changeons lentement et graduellement les circonstances, par exemple la grandeur de la charge centrale, la direction du champ extérieur ou l'intensité de ce champ, nous pouvons calculer, en nous basant sur les règles de la mécanique ordinaire, le changement que cela produit dans le mouvement de l'électron ; c'est un problème analogue à celui des perturbations dans le système solaire. On trouvera, et c'est là le théorème de M. Ehrenfest, que le mouvement continuera à rester stationnaire ; il satisfera à chaque instant aux conditions imposées par la théorie des quanta, telles qu'elles sont devenues dans les nouvelles circonstances. L'hypothèse qu'un mouvement quantifié reste quantifié pendant des changements très lents qui ont lieu conformément aux anciennes lois peut ainsi être démontrée rigoureusement pour beaucoup de cas ; dans d'autres cas, elle peut être considérée comme très probable. Elle est parfois d'une grande utilité quand il s'agit de déterminer les états stationnaires pour des systèmes un peu compliqués.

Un dernier exemple peut vous faire voir la grande généralité de cette théorie. Vous connaissez la déviation des rayons de lumière qui passent près de la surface du Soleil, phénomène qui fut prédit par M. Einstein dans sa théorie de la gravitation et qui a été observé à l'occasion des dernières éclipses solaires. Nous pouvons suivre par la pensée la propagation d'un tronçon de faisceau lumineux, comme celui dont j'ai déjà parlé, les dimensions de ce tronçon étant très petites par rapport à celles du champ gravifique et l'énergie ε étant égale au quantum d'énergie $h\nu$ qui correspond à la fréquence ν de la lumière; ou bien, si vous le préférez, nous pouvons concevoir un quantum de lumière dans lequel cette énergie $h\nu$ est concentrée. Si le champ gravifique est stationnaire, l'énergie ε et la fréquence ν restent constantes toutes les deux; on aura continuellement $\varepsilon = h\nu$. En cela il n'y a rien de surprenant, mais il est curieux, que, dans le cas où les grandeurs qui déterminent le champ varient dans le cours du temps, la relation $\varepsilon = h\nu$ subsiste à tout instant. L'énergie ε et la fréquence ν varient alors d'un moment à l'autre, mais leur rapport reste constant, nouvelle vérification de l'hypothèse de M. Ehrenfest.

Le principe de correspondance de M. Bohr n'est pas moins important. Ce qui est surtout remarquable, et à première vue bien étrange, dans sa théorie des lignes spectrales, c'est que les vibrations lumineuses ne sont pas produites d'une manière directe par les mouvements périodiques qui ont lieu à l'intérieur des atomes. En effet, les périodes des mouvements stationnaires sont tout à fait différentes de celles de la lumière émise, qui est due, comme je l'ai déjà rappelé, à la transition brusque d'un état stationnaire à un autre. Malgré ces différences, il est possible d'établir entre les mouvements stationnaires et les radiations émises quelque chose comme une correspondance. Pour en avoir une idée, nous nous représentons d'une part la série des états stationnaires; après avoir numéroté ces états nous parlerons de transitions du premier, du deuxième, du troisième ordre, etc., si le numéro d'ordre change de 1, de 2, de 3, etc. D'autre part, nous décomposons à l'aide du théorème de Fourier le mouvement qui existe dans un état stationnaire. Nous obtenons ainsi des mouvements simplement harmoniques, qu'on pourra calculer dès que l'état stationnaire dont il s'agit est connu; nous les nommerons le premier, le second, le troisième mouvement partiel, etc. Cela posé, voici la correspondance qui existe entre un de ces mouvements partiels et la lumière due à la transition du même ordre. Bohr nous apprend que la transition d'ordre 2, par exemple, n'aura pas lieu et que, par conséquent, la ligne que cette transition produirait manque dans le spectre, chaque fois que dans la décomposition du mouvement stationnaire le second mouvement partiel fait défaut, que l'intensité de la ligne spectrale qui provient d'une transition augmente à mesure que l'amplitude du mouvement partiel de même ordre est plus grande, et que même l'état de polarisation de la lumière émise à la suite d'une transition d'un certain ordre est le même qu'on observerait si la lumière était produite directement, conformément aux lois classiques, par le mouvement partiel d'ordre correspondant.

En termes brefs, l'intensité et l'état de polarisation dépendent du mouvement partiel, tandis que la fréquence est déterminée par la diminution d'énergie qui est en jeu dans le changement d'état stationnaire.

Ces règles sont d'une grande valeur et ont été nettement confirmées par les observations, mais on sent immédiatement combien il sera difficile d'en pénétrer le sens et d'imaginer quelque chose comme un mécanisme qui puisse en rendre compte.

En somme, nous restons entourés de profonds mystères. On parviendra sans doute à les éclaircir, mais il est fort possible que cela exige de longues années. Disons que ce sera pour le centenaire de la Société française de physique.
