Comparons ces deux quantités f et γ, qui caractérisent l'attraction terrestre au poids P du corps et à l'accélération g qui caractérisent la pesanteur.

I. *Direction des deux forces.* — La force f est dirigée vers le centre du sphéroïde terrestre. Or nous avons démontré que la direction de la pesanteur, autrement dit *la verticale*, étant normale à la surface des eaux tranquilles, va sensiblement passer au centre de la Terre : donc la direction de l'attraction est la même que celle du poids.

II. *Intensité des deux forces.* — L'intensité de l'*attraction terrestre* est représentée, comme pour la pesanteur, par l'accélération du mouvement qu'elle imprime aux corps attirés. On voit d'abord que cette accélération, donnée par la formule [2], est indépendante de la masse m du corps attiré. Or nous avons démontré qu'il en est de même pour l'accélération de la pesanteur, puisque *tous les corps tombent, dans le vide, avec la même rapidité.*

La formule [2] prouve en outre que l'intensité de l'attraction terrestre varie en raison inverse du carré de la distance du corps attiré au centre de la Terre. Or les altitudes dont on dispose à la surface du globe sont trop petites, par rapport au rayon terrestre, pour qu'on ait pu vérifier directement, même par

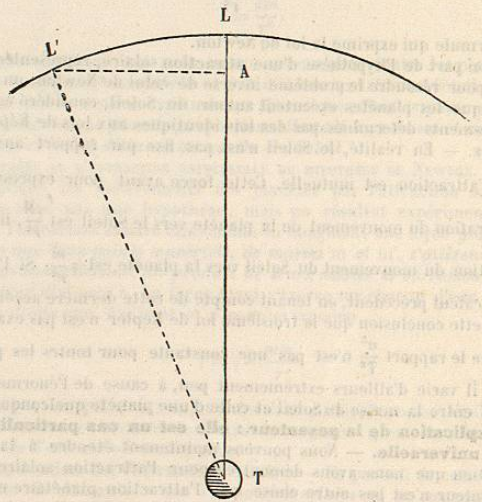

Fig. 101.

l'excellente méthode du pendule, si l'intensité de la pesanteur, c'est-à-dire g, varie d'après la même loi. Mais si, comme l'a fait Newton, on considère la révolution mensuelle de la Lune autour de la Terre comme le mouvement d'un corps pesant qui tombe vers la Terre par l'effet de la pesanteur, il sera possible de faire cette vérification.

Si L est la position de la Lune sur son orbite au temps t (fig. 101) et L' sa position au temps t', on peut admettre que le satellite est tombé vers la Terre de la hauteur LA pendant l'intervalle de temps $(t' - t)$. L'accélération γ de cette chute, c'est précisément la valeur que prend l'intensité g de la pesanteur à la distance où est la Lune. Si la loi de l'attraction s'applique à la pesanteur, on

doit avoir

$$\frac{\gamma}{g} = \frac{R^2}{(R+z)^2}.$$

Ici $R + z$ est égal à la distance des centres de la Lune et de la Terre, c'est-à-dire à 60 rayons terrestres. On a donc

$$\left(\frac{R}{R+z}\right)^2 = \left(\frac{1}{60}\right)^2 = \frac{1}{3600},$$

et par suite

$$\gamma = \frac{1}{3600}\, g = \frac{9^m,8}{3600} = 0^m,00272.$$

Or on peut calculer directement γ en fonction des éléments du mouvement de la Lune sur son orbite. En effet, si nous supposons, comme l'a fait Newton, que ce mouvement est circulaire et uniforme, l'accélération γ n'est pas autre chose que l'accélération centripète (39) définie par la formule $\frac{V^2}{\rho}$, V étant la vitesse du mouvement circulaire et ρ le rayon de l'orbite. Or, d'une part, ρ est égal à la distance de la Lune à la Terre, c'est-à-dire à 60 R ou $60 \times 6\,360\,000$ mètres. D'autre part, on peut calculer aisément V en divisant la circonférence que décrit le centre de la Lune par la durée d'une révolution : on a

$$V = \frac{2\pi\rho}{T} = \frac{2\pi . 6\,360\,000^m \times 60}{27^j\, 7^h\, 43^m\, 4^s}.$$

En convertissant T en secondes, on trouve environ $V = 1020$ mètres. On a donc enfin

$$\gamma = \frac{1020^2}{60 \times 6\,360\,000} = 0,00272.$$

On voit qu'on trouve pour γ le même nombre que précédemment, jusqu'à la cinquième décimale. La pesanteur suit donc la même loi de variation avec la distance que l'attraction terrestre : d'où il résulte que ces deux forces sont identiques en intensité comme en direction, et, par suite, que la pesanteur n'est pas autre chose que l'*attraction planétaire* de la Terre, c'est-à-dire un cas particulier de l'*attraction universelle.*

116. **Causes des variations de g à la surface du globe.** — Il nous est facile maintenant de nous rendre compte des variations que subit la pesanteur dans les différents lieux du globe terrestre.

1° *Variation avec l'altitude.* — Cette variation est une conséquence directe de la loi de Newton ; c'est de cette dernière loi que nous avions déduit par le calcul la loi de cette variation : nous venons de justifier cette méthode *à priori* en démontrant l'identité de la pesanteur et de l'attraction newtonienne.

2° *Variation avec la latitude.* — Cette variation, dont nous avons déterminé la loi empiriquement, est due à deux causes d'inégale importance. La cause principale est le mouvement de rotation diurne de la Terre, d'où résulte une diminution du poids des corps, variable elle-même avec la latitude ; l'autre cause est la forme même du globe terrestre, lequel n'est pas une sphère, mais un ellipsoïde aplati aux pôles de rotation. Nous allons en examiner successivement les effets sur l'intensité de la pesanteur.

I. *Conséquences immédiates du mouvement de rotation de la Terre : force centripète et force centrifuge.* — On sait que la Terre, indépendamment de son mouvement planétaire autour du Soleil, est animée d'un mouvement de rotation sur elle-même, parfaitement uniforme et s'accomplissant en *un jour si-*

déral, ou bien en 86 104 *secondes de temps moyen*. L'axe de rotation est déterminé par deux points fixes, les pôles terrestres, dont la fixité est démontrée par l'invariabilité des latitudes géographiques.

Force centripète. — Soit un point quelconque A de la surface terrestre : il décrit, en vertu du mouvement diurne, autour de la ligne des pôles PP′ (fig. 102), une circonférence de rayon r qui est un *cercle parallèle* du globe. Nous avons vu (40) que le point A est animé d'une vitesse tangentielle V, constante en grandeur, mais continuellement modifiée en direction par une accélération centripète N, qui est toujours dirigée vers le centre C du cercle (de là son nom), et qui est constamment égale à $\frac{V^2}{r}$. Quelle que soit l'origine de la force F qui produit le mouvement du point A, elle peut être exprimée en fonction de son accélération N et de la masse du point (d'après la formule générale $F = m\gamma$) ; elle est donc égale à $m\frac{V^2}{r}$, et elle est dirigée à chaque instant dans le même sens que l'accélération N : on l'appelle, pour cette raison, *force centripète*. Pour le point A que nous avons considéré en particulier, cette force centripète résulte évidemment des liaisons matérielles qui rattachent ce point à la croûte terrestre.

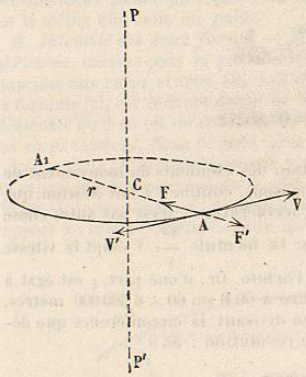

Fig. 102.

Force centrifuge. — Supposons maintenant qu'on pose en A, à un instant donné, un point matériel de masse m, parfaitement libre, et nullement lié à la croûte terrestre. Ce point matériel ne restera évidemment pas superposé au point mobile A : en vertu de son inertie, il *résistera* au mouvement de A, et restera en arrière, sur la tangente au cercle en A, dans le sens AV′. *Tout se passera*, pour un observateur placé en A, *comme si le point matériel était lancé* dans le sens AV′ avec une vitesse tangentielle égale à (— V), et, par conséquent, comme si le point matériel était soumis à l'action d'une force F′ (fig. 102), égale et contraire à celle qui produit la vitesse V. Or, cette dernière étant appelée *force centripète*, on a appelé l'autre *force centrifuge*. Mais, tout en acceptant ce nom, *parce qu'il est consacré par l'usage*, il faut bien remarquer :

1° Que la force centrifuge n'est pas une force physique, ayant une existence propre, mais simplement une force *fictive*, servant à désigner commodément un effet de l'inertie des corps ;

2° Que cet effet d'inertie n'est même pas *centrifuge*, puisqu'il consiste en un mouvement tangentiel.

Remarque. — En résumé, on peut définir *au point de vue physique* la force centrifuge de la manière suivante : C'est une force égale et opposée à la *force centripète* qu'il faudrait appliquer à un point matériel libre, pour qu'il restât en repos relatif par rapport à un système animé d'un mouvement de rotation. On peut dire aussi que c'est la force qu'il faudrait imaginer pour définir le mouvement relatif qu'un point matériel libre prendrait, en vertu de son inertie, par rapport au système tournant. A ce dernier point de vue, la force centrifuge peut être envisagée comme la *réaction* de la force centripète. Car si un point matériel est entraîné dans le mouvement de rotation du système, en vertu de liaisons matérielles qui réalisent la force centripète, on peut dire que, inversement, le point matériel réagit sur ces liaisons, pendant toute la durée du mouvement, en vertu de son inertie propre : c'est cette réaction qui réalise la *force centrifuge*.

La force centripète provenant des liaisons est appliquée au point matériel, et la force centrifuge, provenant de l'inertie du point matériel, est appliquée aux liaisons. Cela est évident pour une fronde, qu'on fait tourner avec la main. La force centripète, nécessaire au mouvement de rotation, émane de la main et est transmise à la fronde par la corde tendue ; la force centrifuge, réaction de la fronde, est appliquée à la main, par l'intermédiaire du cordon.

II. *Calcul des effets de la rotation terrestre sur les corps pesants.* — Ainsi, un corps de masse m, placé en un point A de la surface terrestre, tend à s'en échapper, par suite de son inertie : et l'effet de cette inertie est identique à celui que produirait une force dite centrifuge, appliquée au corps, et égale et contraire à la force centripète qui produit la rotation du point A. Si donc les corps n'étaient pas *pesants*, ils seraient tous lancés dans l'espace, par suite de leur inertie ; aucun d'eux ne resterait à la surface de la terre. C'est la pesanteur qui les y retient. Inversement, tous les corps réagissent sur la pesanteur, avec une force précisément égale à la force centrifuge. Il résulte nécessairement de cette réaction, non seulement une diminution dans l'intensité de la pesanteur, mais encore un changement dans sa direction : on peut en calculer les effets.

Points situés sur l'équateur terrestre. — Le cas le plus simple est celui d'un corps pesant, de masse m, situé sur l'équateur (fig. 103), en un lieu figuré par le point A_0. La masse, posée en A_0, est soumise à deux forces : son poids p qui résulte de l'action de la pesanteur, et la force centrifuge F_0 qui représente l'effet de la rotation ; celle-ci est toujours perpendiculaire à l'axe PP′, elle est donc dirigée suivant A_0F_0 ; le poids p, étant toujours dirigé vers le centre C de la terre, se trouve ici perpendiculaire à l'axe PP′ : donc, à l'équateur, *la force centrifuge est directement opposée au poids du corps*. Ce n'est donc pas le poids p qu'on observera à l'équateur, mais un poids apparent p_0 donné par l'équation

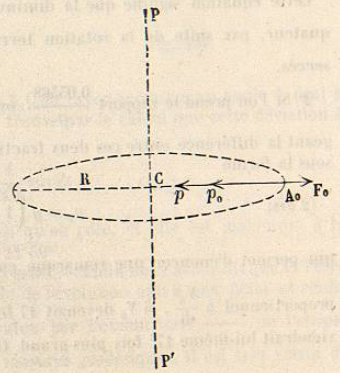

Fig. 103.

$$[1] \qquad p_0 = p - F_0.$$

Ce n'est pas davantage l'accélération vraie g qu'on mesurera à l'équateur, mais une accélération apparente g_0, donnée par l'équation

$$[2] \qquad g_0 = g - \frac{V_0^2}{R},$$

qu'on déduit de la précédente en remplaçant p_0, p et F_0 par leurs valeurs respectives mg_0, mg et $m\frac{V_0^2}{R}$.

Or V_0 est la vitesse de rotation à l'équateur, elle est égale à $\frac{2\pi R}{T}$ (T étant la durée du jour sidéral) ; par conséquent

$$\frac{V_0^2}{R} = \frac{4\pi^2 R}{T^2}.$$

En remplaçant $2\pi R$ par sa valeur en mètres (40 000 000^m) et T par sa valeur en secondes de temps moyen (86 464^s), il vient

$$\frac{V_0^2}{R} = 0{,}03368.$$

D'un autre côté, on a mesuré g_0 à l'équateur à l'aide du pendule, et l'on a trouvé

$$g_0 = 9^m{,}7807.$$

En substituant ces valeurs numériques dans l'équation [2], et en la résolvant par rapport à g, on a

[3] $$g = 9^m{,}7807 + 0^m{,}03368.$$

Remarques. — 1° Si l'on prend le rapport $\frac{0{,}03368}{9{,}7807}$, on le trouve sensiblement égal à $\frac{1}{289}$. On peut donc écrire l'équation [3] sous la forme suivante :

[3 *bis*] $$g = g_0\left(1 + \frac{1}{289}\right).$$

Cette équation signifie que la diminution subie par l'accélération g à l'équateur, par suite de la rotation terrestre, est égale à $\frac{1}{289}$ de la valeur *observée*.

2° Si l'on prend le rapport $\frac{0{,}03368}{g}$, on trouve $\frac{1}{290}$ au lieu de $\frac{1}{289}$. En négligeant la différence entre ces deux fractions, on peut aussi écrire l'équation [2] sous la forme

[2 *bis*] $$g_0 = g\left(1 - \frac{1}{289}\right).$$

qui permet d'énoncer une remarque curieuse. Le terme correctif $\frac{1}{289}$ étant proportionnel à $\frac{V_0^2}{R}$, si V_0 devenait 17 fois plus grand, le terme correctif deviendrait lui-même 17^2 fois plus grand. Or $17^2 = 289$; on aurait donc

$$\frac{1}{289} \times 17^2 = 1 \qquad \text{et} \qquad g_0 = \text{zéro}.$$

Donc, si la Terre tournait 17 fois plus vite, la pesanteur serait complètement annulée à l'équateur : les corps n'y seraient plus *pesants*, et, pour une vitesse tant soit peu plus grande, ils seraient lancés dans l'espace.

Points situés sur un parallèle quelconque. — Considérons maintenant un point A_1 situé sur un parallèle $A_1A'_1$, déterminé en position par l'angle λ que fait le rayon CA_1 avec l'équateur : cet angle λ est la *latitude géographique*, commune à tous les points du parallèle (fig. 104). Prenons pour plan de la figure le plan passant par le point A_1 et par la ligne des pôles PP' : c'est ce qu'on appelle un *méridien;* ce méridien coupe la Terre suivant un grand cercle PAP', en admettant que la Terre soit sphérique (mais nous n'avons pas besoin de cette hypothèse pour le moment).

La masse m posée au point A_1 est soumise à deux forces : son poids p, dirigé suivant A_1C, et la force centrifuge F_1, dirigée suivant AF_1, perpendiculairement

à PP'. Ces deux forces ont une résultante, qui est déterminée par la diagonale A_1B_1 du parallélogramme des forces. C'est cette diagonale, $A_1B_1 = p_1$, qui représente le *poids sensible*, c'est-à-dire le poids de la masse m, *observé* sous la latitude λ.

On voit tout d'abord que ce poids sensible p_1 est plus petit que le poids réel p donc la pesanteur est diminuée par l'effet de la rotation; mais ici la diminution est plus faible que sous l'équateur, pour deux raisons : la première, c'est que la force centrifuge, étant proportionnelle au carré de la vitesse de rotation, diminue en même temps que celle-ci, à mesure que l'on s'éloigne de l'équateur; la deuxième raison, c'est que cette force centrifuge n'est plus directement opposée au poids, mais fait avec lui un angle précisément égal à l'angle λ; par suite, au lieu d'agir tout entière, comme sous l'équateur, elle n'agit que par sa composante F cos λ, laquelle diminue aussi à mesure que λ augmente, c'est-à-dire qu'on s'éloigne de l'équateur.

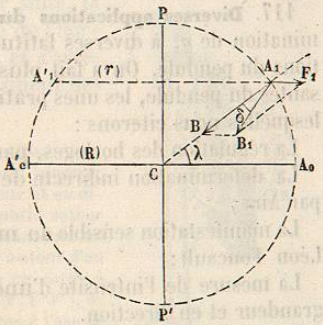

Fig. 104.

Déviation de la verticale. — On voit en outre que la direction du *poids sensible*, c'est-à-dire la *verticale du lieu*, ne va pas passer par le centre de la Terre, car elle fait avec la direction A_1C du rayon terrestre un angle δ, égal à CA_1B_1, qui dépend de la latitude λ. On trouve par le calcul que cette déviation δ est représentée par la formule

$$\delta = \frac{1}{578}\sin 2\lambda$$

elle est donc *nulle* à l'équateur ainsi qu'au pôle, et elle est maximum à la latitude 45° : elle est alors égale à 0°11'50".

III. *Influence de l'aplatissement terrestre.* — Enfin nous avons dit que la Terre n'est pas sphérique : c'est un ellipsoïde de révolution aplati aux pôles et renflé à l'équateur. Cet aplatissement s'évalue par l'excentricité $\frac{a-b}{a}$ de l'ellipse méridienne; d'après l'ensemble des mesures géodésiques, il est très voisin de $\frac{1}{300}$. Il paraît dû précisément à la force centrifuge qui a transporté vers l'équateur une partie de la masse terrestre avant que celle-ci se fût solifiée. Par suite de cet aplatissement, les points voisins des pôles sont plus rapprochés du centre terrestre que les points voisins de l'équateur. Il est donc naturel, d'après la loi générale de la gravitation, que l'attraction terrestre soit plus forte sur les premiers que sur les derniers.

IV. *Conclusion générale.* — Ainsi, pour ces deux motifs, parce que la force centrifuge décroît et parce que l'attraction augmente, g doit croître quand on s'éloigne de l'équateur pour marcher vers l'un ou l'autre pôle terrestre. C'est précisément ce qui résultait de la formule empirique

$$g = a + b\sin^2\lambda.$$

Remarque. — En résumé, il résulte de la variation de latitude trois causes de diminution pour g : la diminution de la force centrifuge, l'inclinaison de la

force centrifuge et l'aplatissement de la surface terrestre. Or, si l'on calcule les trois effets correspondants à ces trois causes, on trouve que chacun d'eux est représenté par un terme en $\sin^2\lambda$. Par suite, l'effet total, dû à la variation de latitude, peut s'exprimer par un terme en $\sin^2\lambda$. C'est pourquoi l'on a essayé la forme $a + b \sin^2\lambda$ quand on a cherché à représenter par une formule empirique les variations de g, mesurées à l'aide du pendule.

117. **Diverses applications du pendule composé.** — La détermination de g, à diverses latitudes, est la principale des applications du pendule. On a fait plusieurs autres applications intéressantes du pendule, les unes pratiques, les autres théoriques, parmi lesquelles nous citerons :

La régulation des horloges, par Huygens;

La détermination indirecte de la densité moyenne de la Terre, par Airy;

La manifestation sensible du mouvement diurne de la Terre, par Léon Foucault;

La mesure de l'intensité d'une force quelconque, constante en grandeur et en direction.

Nous nous contenterons de parler de la première et de la dernière de ces applications [1].

1° *Régulation des horloges.* — C'est Huygens qui eut le premier l'idée d'appliquer l'isochronisme des petites oscillations du pendule à la régulation du mouvement des horloges [2].

La figure 105 montre le mécanisme de cette application.

La tige du pendule régulateur s'engage dans une fourchette *a* destinée à transmettre le mouvement à une seconde tige *b*, laquelle est liée à un axe horizontal O. A cet axe est fixée une pièce *mn*, qu'on nomme *échappement à ancre* à cause de sa forme, et qui se termine à ses extrémités par deux palettes alternativement en prise avec les dents d'une roue R, qui est dite la *roue de rencontre*, ou encore *roue à rochet*, ou *roue d'échappement*. Cette roue, sollicitée par le moteur qui fait marcher l'horloge, tend à prendre un mouvement de rotation continu dans le sens marqué par la flèche. Si le pendule est au repos, la roue est arrêtée par la palette *m*, et, avec elle, tout le mouvement d'horlogerie. Au contraire, si le pendule oscille et prend la position indiquée en ligne ponctuée, la dent qui butait contre la palette *échappe*, et la roue tourne, mais d'une demi-dent seulement, parce que, l'arc *mn* inclinant en sens contraire, la palette *n* vient à son tour arrêter une

1. Voir les autres applications du pendule dans le *Cours de physique* de M. Violle, t. I^er^, et dans le grand Traité de MM. Jamin et Bouty.

2. En 1657; quelques années plus tard, en 1665, il appliqua le *ressort spiral* à la régulation des montres.

dent. Puis, à l'oscillation suivante, cette dent échappe, et c'est la palette *m* qui arrête alors la dent qui vient après celle qu'elle arrêtait d'abord, et ainsi de suite : en sorte qu'à chaque oscillation double du pendule, la roue de rencontre avance d'une dent. Or les oscillations du pendule ont une faible amplitude et sont isochrones : par suite, la roue de rencontre et le mécanisme de l'horloge, qui en est solidaire, marchent et s'arrêtent à des intervalles égaux, et marquent des divisions égales du temps.

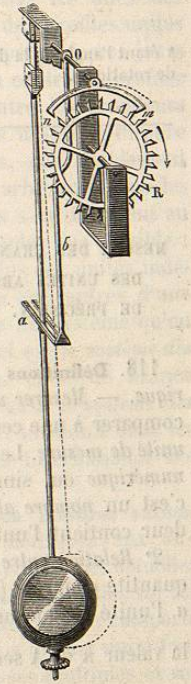

Fig. 105.

2° *Méthode des oscillations.* — On a utilisé, dans certains cas, la formule du pendule pour mesurer l'intensité des forces constantes en grandeur et en direction. Imaginons, en effet, un corps mobile autour d'un axe, mais soustrait à l'action de la pesanteur : tel serait un corps pesant assujetti à tourner autour d'un axe *vertical*. Supposons qu'on soumette ce corps à l'action d'un système de forces parallèles (F, F′ F″), de grandeur constante, toutes perpendiculaires à l'axe de rotation; par rapport à ces forces, le corps est dans la même situation qu'un pendule composé par rapport aux forces de la pesanteur; en un mot, le corps est un *pendule composé* par rapport au système de forces parallèles. Et, en effet, on pourrait répéter, dans ce cas, tout ce que nous avons dit précédemment au sujet du pendule composé. Le système (F, F′, F″, ...) a une résultante R égale à la somme (F + F′...) et appliquée au centre des forces parallèles; si le corps est orienté de manière que la résultante R aille rencontrer l'axe, le corps *restera en équilibre;* si le corps est écarté de cette position d'équilibre, il prendra immédiatement un mouvement pendulaire, identique à celui du pendule composé, et représenté par les mêmes équations. La durée des petites oscillations sera donnée par la même formule-limite

$$T = \pi\sqrt{\frac{I}{M\gamma a}},$$

dans laquelle I représentera le moment d'inertie du corps (calculé par rapport à l'axe de rotation), M la masse totale du corps, γ l'accélération due à la force constante et a la distance de son point d'application (centre des forces parallèles) à l'axe de rotation. En posant $M\gamma = R$, on a

$$T = \pi\sqrt{\frac{I}{Ra}}.$$

C'est la formule générale de la méthode des oscillations. Elle permet de déterminer l'intensité R d'une force constante, en grandeur et en direction, en faisant osciller, sous l'action de cette force, un pendule composé, *non pesant* (c'est-à-dire soustrait à l'action de la pesanteur), et dont l'axe de suspension est perpendiculaire à la direction de la force constante.

Remarque. — Si la force constante n'était pas perpendiculaire à l'axe de suspension, on pourrait la décomposer en deux autres forces R et R″, l'une perpendiculaire à l'axe, et l'autre parallèle à l'axe ; cette dernière n'ayant aucun effet sur le mouvement oscillatoire, c'est l'intensité R′ de l'autre composante qui entrerait seule dans la formule précédente. On aurait

$$T = \pi\sqrt{\frac{I}{R'a}} \qquad \text{et} \qquad R' = R\sin\beta,$$

β étant l'angle de la direction de la force constante avec la direction de l'axe de rotation.

CHAPITRE V

MESURE DES GRANDEURS MÉCANIQUES ET PHYSIQUES. — SYSTÈME DES UNITÉS ABSOLUES OU SYSTÈME C. G. S. — INSTRUMENTS DE PRÉCISION.

118. **Définitions générales.** — 1° *Unités de mesure, valeur numérique.* — *Mesurer une grandeur* ou une *quantité concrète*, c'est la comparer à une certaine grandeur de même espèce, qu'on appelle *unité de mesure*. Le résultat de cette opération se nomme la *valeur numérique* ou, simplement, la *valeur* de la grandeur mesurée : c'est un *nombre abstrait* qui exprime combien de fois cette grandeur contient l'unité ou une partie aliquote de l'unité.

2° *Relation entre la valeur numérique et l'unité.* — Soit A une quantité concrète (longueur, superficie, volume ou poids) et soit a l'unité de mesure adoptée (mètre, are, litre ou kilogramme) : la valeur n de A sera, par définition, le quotient $\frac{A}{a}$. On a donc

$$n = \frac{A}{a}.$$

Il résulte de cette formule que la valeur d'une grandeur varie *en raison directe* de cette grandeur elle-même et *en raison inverse* de l'unité de mesure. Ainsi la distance de Paris à Vierzon (sur la voie ferrée), mesurée en kilomètres, a pour valeur le nombre 200 ; la distance de Paris à Limoges, qui est exactement double de la précédente, a pour valeur le nombre 400. Et si l'on évaluait ces deux distances à l'aide de la lieue (unité itinéraire *quadruple* du kilomètre), leurs valeurs numériques seraient représentées par 50 et par 100, nombres *quatre fois plus petits*.

3° *Unités arbitraires, système de mesures rationnelles : unités fondamentales et unités dérivées.* — Dans le choix des unités de mesure, on peut ne tenir aucun compte des relations physiques qui existent, ou des relations mathématiques qu'on peut établir, entre les diverses grandeurs à mesurer. On a alors un ensemble d'unités de mesure complètement indépendantes les unes des autres : ce sont des *unités arbitraires*. L'usage de pareilles unités a prévalu en France jusqu'en 1795, et il se perpétue de nos jours dans la plupart des pays étrangers. On peut, au contraire, profiter de ces relations, naturelles ou artificielles, entre les grandeurs d'espèces différentes, pour exprimer toutes les unités de mesure en fonction d'un petit nombre d'entre elles, convenablement choisies. Celles-ci restent seules des unités arbitraires : on les appelle *unités fondamentales ;* toutes les autres s'en déduisent au moyen de *relations* ou de *définitions* aussi simples que possible : on les appelle *unités dérivées*. Ce ne sont donc plus des unités indépendantes, puisqu'elles se rattachent les unes aux autres d'une manière rationnelle. Leur ensemble constitue un système qu'on peut appeler *système de mesures rationnelles*. Tel est le *système des poids et mesures métriques* ou *système métrique* établi en France par la Convention nationale en 1795[1]. Tel est aussi le *système des mesures absolues* ou *système des unités C. G. S.*, introduit dans les sciences physiques, en 1881, par le Congrès international des électriciens.

119. **Avantages généraux d'un système de mesures rationnelles.** — Il suffit de comparer les unités métriques aux anciennes unités françaises ou bien aux unités étrangères actuelles pour faire ressortir la supériorité des mesures rationnelles sur les mesures arbitraires. Dans le système métrique, qui ne comporte que les mesures d'étendue et de forces, il n'y a qu'une unité fondamentale, le *mètre*. Cette seule unité, avec ses multiples et ses sous-multiples décimaux (décamètre, hectomètre, etc. ; décimètre, centimètre, etc.), permet d'évaluer toute espèce de longueurs, depuis les distances microscopiques des cellules jusqu'aux énormes distances des planètes. Toutes les autres unités sont des *unités dérivées*. Leurs valeurs, et leurs noms mêmes, se déduisent du mètre, soit par des définitions géométriques (mètre carré, mètre cube), soit par des définitions arbitraires, mais très simples (gramme). Et, comme celles-ci comportent les mêmes multiples et sous-multiples décimaux que l'unité fondamentale, elles suffisent amplement pour toutes les mesures d'étendue à deux dimensions

1. Loi du 18 germinal an III.