LIVRE VI

ACOUSTIQUE

CHAPITRE PREMIER

PRODUCTION, PROPAGATION ET RÉFLEXION DU SON.

330. **Objet de l'acoustique.** — L'*acoustique*[1] a pour objet l'étude des sons au double point de vue de leur production et de leur transmission.

La musique considère les sons par rapport aux sentiments et aux passions qu'ils peuvent exciter en nous; l'acoustique ne traite que des propriétés physiques des sons, abstraction faite des sensations esthétiques qu'ils nous font éprouver.

331. **Son et bruit.** — Le *son* est une sensation excitée dans l'organe de l'ouïe par le mouvement vibratoire des corps, lorsque ce mouvement se transmet à l'oreille par l'intermédiaire d'un milieu élastique.

Tous les sons ne sont pas identiques : ils présentent des différences assez sensibles pour qu'on puisse les distinguer entre eux, les comparer et déterminer leurs rapports.

On distingue le son d'avec le *bruit*. Le son proprement dit, ou *son musical*, est celui qui produit une sensation continue et dont on peut apprécier la valeur musicale; tandis que le bruit est, ou bien, comme le bruit du canon, un son trop court pour qu'on puisse le classer dans l'échelle musicale, ou bien un mélange confus de plusieurs sons discordants, comme le roulement du tonnerre ou le bruit des vagues. Toutefois la différence entre le son et le bruit n'est pas nettement tranchée : on peut apprécier les hauteurs d'une suite de bruits produits successivement et en évaluer les rapports.

332. **Cause du son.** — Le son est le résultat d'oscillations rapides imprimées aux molécules des corps élastiques, lorsque, par

1. En grec, ἀκουστικός, de ἀκούειν, entendre.

le choc ou le frottement, l'état d'équilibre de ces molécules a été troublé. Elles tendent alors à reprendre leurs positions initiales; mais elles n'y reviennent qu'en exécutant, en deçà et au delà de ces positions, des mouvements vibratoires extrêmement rapides, dont l'amplitude décroît très vite.

On nomme *corps sonore* celui qui rend ou peut rendre un son, et *vibration simple* le mouvement qui ne comprend qu'un *aller* ou un *retour* des molécules vibrantes, *vibration double* ou *complète* le mouvement d'*aller* et de *retour*.

L'état vibratoire d'un corps qui résonne est facile à constater par des expériences très simples. Qu'on projette une poussière légère sur le corps sonore, elle prend un mouvement de trépidation rapide et visible à l'œil nu. De même, si l'on pince une corde tendue un peu longue, ses vibrations sont apparentes à l'œil. On n'a qu'à prendre une cloche de verre par le bouton supérieur (fig. 376) et, pendant qu'on la tient d'une main dans une position verticale, donner de l'autre main un coup sec sur les parois, de manière à les faire vibrer. Or, si l'on a placé au dedans un petit fragment de métal, il subit, de la part des parois vibrantes, de petits chocs rapides et réitérés, d'où résulte un mouvement de trépidation plus ou moins vif, accompagné d'un bruit sec particulier. En posant la main sur la cloche, on éteint les vibrations et ces chocs cessent aussitôt.

Fig. 376.

333. **Le son ne se propage pas dans le vide.** — Les vibrations des corps élastiques ne peuvent faire naître en nous la sensation du son que par l'intermédiaire d'un milieu pondérable, interposé entre l'oreille et le corps sonore et vibrant avec lui. Ce milieu est ordinairement l'air; mais les gaz, les vapeurs, les liquides, les solides, transmettent aussi le son.

Pour démontrer qu'un milieu est nécessaire à la propagation du son, on place sous la cloche d'une machine pneumatique un timbre métallique qui résonne automatiquement à l'aide d'un mouvement d'horlogerie (fig. 377). Tant que la cloche est pleine d'air à la pression ordinaire, on entend le son du timbre; mais à mesure qu'on raréfie l'air, l'intensité du son diminue et il cesse d'être perceptible lorsque le vide est poussé à un degré suffisant.

Pour que l'expérience réussisse bien, il faut poser la sonnerie sur de la ouate : autrement les pièces métalliques de l'instrument transmettraient leurs vibrations à la platine de la machine pneumatique, et celle-ci à l'air extérieur.

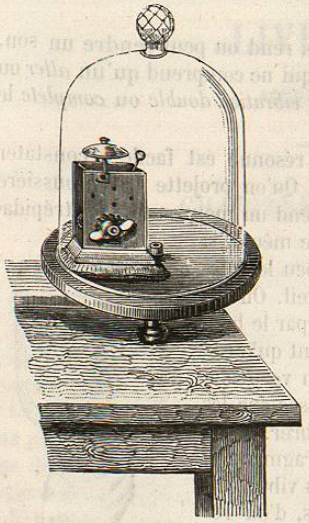

Fig. 377.

On fait aussi usage d'un ballon de verre à robinet, contenant une petite sonnette suspendue à un fil. Si l'on agite le ballon lorsqu'il est plein d'air, on entend distinctement la sonnette; mais après qu'on a suffisamment raréfié l'air qu'il renferme, on n'entend plus rien.

334. **Le son se propage dans tous les corps élastiques.** — Si, dans les expériences ci-dessus, après avoir fait le vide, on laisse rentrer dans le récipient un gaz ou une vapeur, on entend de nouveau le timbre ou la sonnette : cela démontre que le son se propage dans les gaz et dans les vapeurs comme dans l'air.

Le son se propage encore mieux dans les liquides. Lorsqu'on choque deux pierres sous l'eau, dans une rivière, on entend distinctement de la rive le bruit du choc. Inversement, un plongeur perçoit au fond de l'eau ce qu'on dit sur le rivage.

Quant aux solides, leur conductibilité est telle, qu'un bruit extrêmement léger, comme celui d'une barbe de plume qu'on frotte à l'extrémité d'une poutre en bois, est perçu à l'autre extrémité. Le sol conduit si bien le son, que, la nuit, en appliquant l'oreille contre terre, on peut entendre, à de grandes distances, des pas de chevaux ou tout autre bruit.

335. **Vitesse du son dans les gaz.** — La propagation du son dans les gaz, les liquides ou les solides, n'est pas instantanée; le son ne peut se transmettre d'un lieu à un autre que dans un intervalle de temps plus ou moins long. C'est ce que démontrent un grand nombre de phénomènes, et, entre autres, le tonnerre, qui ne se fait entendre qu'un certain temps après qu'on a vu l'éclair, bien que le bruit et l'éclair se soient produits simultanément dans la nue.

On appelle *vitesse du son* dans un milieu élastique qui le transmet, *l'espace qu'il y parcourt en une seconde.*

I. *Vitesse du son dans l'air. — Expériences de* 1822. — De nombreuses tentatives ont été faites pour déterminer la vitesse du son dans l'air atmosphérique. La dernière fut faite dans l'été de 1822, pendant la nuit, par les membres du Bureau des Longitudes. On avait choisi pour stations deux hauteurs situées, l'une à Villejuif, l'autre à Montlhéry, près Paris.

Méthode. — A chaque station, on tirait de dix en dix minutes un coup de canon. Les observateurs de Villejuif entendirent très distinctement les douze coups tirés à Montlhéry; mais ceux de Montlhéry n'entendirent que sept coups sur douze tirés à Villejuif, la direction du vent étant contraire. A chaque station, on notait, au moyen de chronomètres, le temps qui s'écoulait entre l'apparition de la lumière, au moment de l'explosion, et l'audition du son. Ce temps pouvait être considéré comme égal à celui qu'employait le son pour franchir la distance de deux stations, car celle-ci n'était que de 18 631^{m},52, et l'on verra, en optique, que la lumière parcourt cette distance en un temps inappréciable.

Résultats. — Valeur moyenne de la vitesse. — On constata ainsi que la durée moyenne de propagation entre les deux stations était de 54^{s},6; en divisant par ce nombre la distance de deux stations, on trouva que la vitesse du son est de 340^{m},19, à la température moyenne des expériences, laquelle était de 16°.

Influence de la température. — La vitesse du son dans l'air décroît lorsque la température baisse : à 10°, elle n'est que de 337 mètres; à zéro, de 333 mètres. Mais, pour une même température, elle est indépendante de la densité de l'air, et, par conséquent, de la pression atmosphérique.

Influence de la hauteur du son. — A température égale, la vitesse dans l'air est la même pour tous les sons, qu'ils soient forts ou faibles, graves ou aigus. Ce fait résulte d'autres expériences, exécutées par Biot, sur la propagation du son dans des tuyaux de conduite. Il constata que, lorsqu'on jouait de la flûte à l'extrémité d'un tuyau en fonte de 951 mètres de longueur, on percevait l'air à l'autre extrémité sans la moindre altération de rythme ni de mélodie : cela prouvait que les différents sons se propagent avec des vitesses égales.

Influence de la nature du gaz. — Enfin la vitesse du son varie d'un gaz à un autre, à température égale. Ainsi Dulong a trouvé pour la vitesse du son dans différents gaz, à la température de zéro, les nombres suivants [1] :

1. Ces nombres ont été calculés à l'aide des formules des *tuyaux sonores.*

Acide carbonique	261 mètres.
Oxygène	317
Air	333
Oxyde de carbone	337
Hydrogène	1269

336. **Formules pour calculer la vitesse du son dans les gaz.** — Newton le premier a donné pour calculer la vitesse du son dans les gaz, à la température de zéro, la formule $V = \sqrt{\frac{e}{d}}$, dans laquelle v représente la vitesse du son, c'est-à-dire l'espace qu'il parcourt en une seconde, e l'*élasticité* du gaz à zéro, et d sa densité aussi à zéro.

On conclut de cette formule que *la vitesse de propagation du son dans un gaz est directement proportionnelle à la racine carrée de l'élasticité du gaz, et inversement proportionnelle à la racine carrée de sa densité.* Par conséquent, pour un même gaz, cette vitesse reste constante quelle que soit la pression ; car, l'élasticité augmentant, la densité augmente dans le même rapport, d'après la loi de Mariotte.

Soient g l'intensité de la pesanteur, H la hauteur du baromètre, et δ le poids spécifique du mercure à zéro, pour un gaz soumis à la pression atmosphérique ; l'élasticité e étant mesurée par le poids d'une colonne mercurielle de hauteur H et de section égale à 1, on peut poser $e = gH\delta$. La formule de Newton devient donc, pour la température de zéro, $V = \sqrt{\frac{gH\delta}{d}}$.

Or, lorsque la température d'un gaz monte de 0° à t degrés, son volume croît, et sa densité varie en raison inverse du volume ; par conséquent, si l'on représente par 1 le volume du gaz à zéro, et par α l'accroissement que prend l'unité de volume en s'échauffant de 1°, le volume à t degrés sera $1 + \alpha t$. Par suite, la densité, qui est d à zéro, sera $\frac{d}{1 + \alpha t}$ à t degrés. La formule de Newton, pour une température t, doit donc s'écrire

$$V' = \sqrt{\frac{gH\delta}{d}(1 + \alpha t)} \quad \text{ou} \quad V' = \sqrt{\frac{gH\delta}{d}} \cdot \sqrt{1 + \alpha t} = V\sqrt{1 + \alpha t}$$

(V' étant la vitesse à t degrés, et V la vitesse à zéro).

Les valeurs de V, calculées par cette formule, ont toujours été plus petites que les valeurs mesurées par l'expérience. Laplace expliqua cette divergence par une circonstance dont Newton n'avait pas tenu compte : c'est le dégagement de chaleur qui s'effectue, par l'effet de la pression, dans les ondes condensées.

En admettant ce fait, Poisson et Biot ont trouvé que la formule de Newton doit être ramenée à la forme

$$V = \sqrt{\frac{gH\delta}{d}(1 + \alpha t)\frac{C}{C'}},$$

C étant la chaleur spécifique, à pression constante, du gaz dans lequel le son se propage, et C′ sa chaleur spécifique à volume constant[1]. Toutefois cette formule n'est pas, dans tous les cas, rigoureusement d'accord avec l'expérience.

1. Voir la définition de ces coefficients dans le livre VIII, consacré à l'étude de la Chaleur.

337. **Vitesse du son dans les liquides et les solides.** — La vitesse du son dans les liquides est beaucoup plus grande que dans l'air. Colladon et Sturm ont trouvé, par des expériences faites en 1827 sur le lac de Genève, que la vitesse du son dans l'eau est de 1435 mètres à la température de 8°,1. C'est plus que *le quadruple* de la vitesse dans l'air.

Dans les solides, la vitesse du son est encore plus grande. Biot a trouvé que, dans la fonte, le son se propage 10 *fois* 1/2 *plus vite* que dans l'air. La vitesse du son dans les autres solides a été calculée par Chladni, Savart, Masson et Wertheim, qui l'ont déduite, soit des vibrations longitudinales ou transversales de ces corps, soit de leur coefficient d'élasticité. Chladni a trouvé que dans les différentes espèces de bois la vitesse est de 10 *à* 16 *fois plus grande* que dans l'air. Dans les métaux elle est plus variable : elle égale de 4 *à* 16 *fois* la vitesse dans l'air.

338. **Mode de propagation du son dans l'air : Idée synthétique du phénomène.** — On peut se faire une idée synthétique très nette du mécanisme de la propagation du son dans un milieu élastique, en observant un autre phénomène bien ordinaire, la chute d'une pierre dans une nappe d'eau tranquille. Considérons les diverses phases successives de ce phénomène. La pierre tombe, elle frappe l'eau et la déprime d'abord au lieu de la chute ; mais, presque immédiatement, l'eau se relève tout autour du centre de dépression, et il se forme un bourrelet circulaire, qui s'étend lentement en s'agrandissant à la surface de l'eau et qui perd en épaisseur à mesure qu'il gagne en étendue : c'est ce qu'on appelle une *onde condensée*. Pendant que cette onde se propage ainsi à la surface de la nappe d'eau, le liquide s'est relevé au centre et a formé, au lieu de la dépression initiale, une éminence de même volume. Cette petite montagne ne peut se produire qu'autant qu'il se creuse autour d'elle une petite vallée ; d'où il résulte un nouveau bourrelet circulaire qui est en *creux* au lieu d'être en *relief*, et qui se propage, comme le précédent, par cercles concentriques au centre d'ébranlement. De même que l'on a appelé *onde condensée* celle qui résultait d'une compression, on appelle *onde dilatée* cette dernière, qui résulte d'une sorte de dilatation, sur place, du milieu élastique. L'ensemble de ces deux ondes contraires constitue une *onde complète*.

Et il faut bien remarquer, dans l'une ou l'autre de ces ondes, que *ce n'est pas l'eau qui se déplace* en fuyant le centre, c'est *le mouvement d'oscillation* qui se propage seul dans les couches d'eau concentriques. En effet, on voit un corps léger, tel qu'un morceau de papier, posé en un point de la nappe d'eau, osciller

sur place et suivre le mouvement des ondes qui viennent le soulever ou l'enfoncer alternativement, et ne pas s'éloigner du centre en même temps que celles-ci.

Voilà ce qui se passe lorsqu'un seul choc a été produit au centre d'ébranlement : une seule *onde condensée* a pris naissance, suivie d'une seule *onde dilatée;* et le centre des ondes sera déjà redevenu tranquille, l'eau y sera déjà redevenue immobile comme un miroir, que le mouvement continuera encore longtemps à la circonférence, toujours constitué par des ondes, alternativement de sens contraire, qui s'étendent en s'affaiblissant de plus en plus. Mais si le premier choc a été suffisamment intense, ce qui est le cas ordinaire, l'eau du centre ne rentrera pas immédiatement en repos; elle accomplira une série d'oscillations isochrones, comme celles d'un pendule, et qui iront en s'affaiblissant. Toutes ces oscillations donnent naissance à des couples d'ondes, condensées et dilatées, que l'on voit courir les unes à la suite des autres sur la surface de l'eau.

Longueur d'onde. — Si l'on examine ces ondes avec attention, par exemple les ondes renflées, qui sont les plus apparentes, on remarque aisément qu'elles sont *équidistantes*. Et il doit en être ainsi, car la distance de deux ondes consécutives est précisément égale à l'espace que le mouvement a parcouru pendant la durée d'une oscillation complète du centre d'ébranlement. Si l'on appelle λ cette distance, T la durée d'une oscillation complète et V la vitesse de propagation dans l'eau, on doit avoir $\lambda = VT$: λ est constant, à la condition que V et T soient constants. C'est ce qu'on appelle une *longueur d'onde*.

Entre deux ondes renflées consécutives, et à égale distance de l'une et de l'autre, se trouve une onde déprimée, où les molécules liquides sont animées de vitesses contraires à celles que possèdent, au même instant, les molécules des ondes voisines. La distance comprise entre une onde renflée et une onde déprimée consécutive est égale à la moitié d'une longueur d'onde $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ et s'appelle une *demi-longueur d'onde*.

Remarque. — On voit, en outre que, sur un même rayon, à partir du centre d'ébranlement, deux points distants de $\frac{\lambda}{2}$ seront toujours animés de vitesses de sens contraire ; il en sera de même s'ils sont distants de $3\frac{\lambda}{2}$, $5\frac{\lambda}{2}\cdots$ et en général d'un *nombre impair* $(2n+1)$ de $\frac{\lambda}{2}$. Au contraire, deux points distants de

$\lambda\left(\text{ou } 2\frac{\lambda}{2}\right)$, de 2λ ou $\left(4\frac{\lambda}{2}\right)\ldots$ et en général d'un nombre pair de $\frac{\lambda}{2}$, seront animés de vitesses de même sens.

Ondes sonores. — On peut considérer ce phénomène si simple comme le type des mouvements vibratoires. Celui des corps sonores, qui constitue le son, se propage dans l'air, comme le précédent se propage dans l'eau; mais, comme les vibrations du corps sonore se transmettent tout autour de lui dans l'atmosphère ambiante, les *ondes sonores* sont sphériques, au lieu d'être circulaires comme les *ondes aqueuses*. De plus, la vibration n'est plus *transversale*, c'est-à-dire perpendiculaire au rayon de l'onde, comme dans l'eau : elle est *longitudinale*, c'est-à-dire dirigée suivant le rayon sonore. Mais les caractères essentiels du mouvement que nous avons étudié, à savoir la *périodicité de la vibration* et la *constance de la vitesse de propagation*, se retrouvent dans l'air comme dans l'eau.

339. **Propagation du son dans l'air : Analyse du phénomène.** — 1° *Cas d'un tuyau sonore.* — Pour analyser plus facilement le phénomène de la propagation du son dans l'air ou dans les gaz, considérons le cas d'un milieu gazeux limité. Soit un tube ou tuyau MN prismatique (fig. 378) rempli d'air à

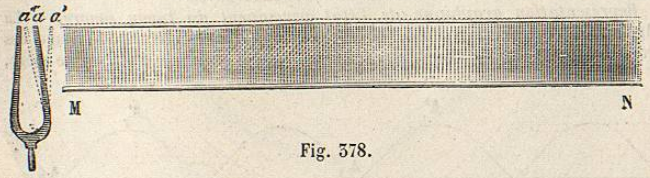

Fig. 378.

une pression et à une température constantes, et supposons un corps sonore, par exemple un diapason, qui vibre à l'orifice du tuyau. La branche *a* vibre comme un pendule entre les deux positions extrêmes *a'* et *a''*, et ses vibrations se propagent dans la colonne d'air du tuyau. La vitesse de la lame vibrante est alternativement croissante ou décroissante, suivant qu'elle se rapproche ou qu'elle s'éloigne de sa position initiale d'équilibre *a*. Analysons ce qui se passe dans la colonne d'air pendant la période T d'une vibration complète du diapason.

Il y a deux phases bien distinctes à considérer : celle de l'aller, entre la position *a''* et la position *a'* de la branche, et celle du retour, entre la position finale *a'* et la position initiale *a''*. Pendant la première phase, la branche vibrante communique à l'air du tuyau une série d'impulsions, dont la vitesse, et par suite l'intensité, va d'abord en croissant (depuis *a''* jusqu'à *a*), puis en décroissant (depuis *a* jusqu'à *a'*). Chacune de ces impulsions successives se propage à travers la colonne d'air, en vertu de l'élasticité de ce gaz, de la même manière que les impulsions se propageaient à travers l'eau dans l'expérience précédente (338). Au moment où la branche arrive en *a'*, et communique sa dernière impulsion, la première impulsion s'est propagée à une dis-

tance égale à $\frac{1}{2}$ VT (V étant la vitesse de propagation du son) ; la région antérieure de la colonne d'air se trouve donc dans un état de condensation particulier sur une longueur égale à $\frac{1}{2}$ VT : c'est ce qu'on appelle l'*onde condensée*. Pendant la deuxième phase de la vibration, la lame vibrante, fuyant devant la couche d'air juxtaposée, lui communique, non plus une série d'impulsions, mais une série d'aspirations ou de dilatations, dont la vitesse va d'abord en croissant (entre les positions a' et a), puis en décroissant (entre a et a''). Pendant le même temps, la portion de la colonne d'air qui était précédemment le siège de l'*onde condensée*, est rentrée dans le repos, par suite de la propagation de celle-ci, et elle devient le siège d'une *onde dilatée*, par suite des dilatations qu'elle reçoit successivement pendant la durée $\frac{T}{2}$ de cette deuxième phase de la vibration. Donc, au bout du temps T, c'est-à-dire au bout de la première vibration complète, l'état de la colonne d'air est le suivant : la portion antérieure est le siège d'une onde dilatée, sur une longueur $\frac{1}{2}$ VT, et la portion voisine, sur une longueur égale, est le siège de la première onde condensée, laquelle s'y est transportée ; de sorte que, sur une longueur VT = λ, la colonne d'air est le siège d'une onde sonore complète. Pendant les périodes suivantes, de nouvelles ondes prennent naissance dans la portion antérieure du tuyau, tandis que les ondes précédentes se prolongent dans toute sa longueur avec la vitesse constante V. Au bout d'un certain temps, la colonne d'air est partagée en tranches de longueurs $\frac{\lambda}{2}$, qui sont alternativement le siège d'ondes condensées et dilatées successives.

Représentation graphique de l'état permanent du tuyau sonore. — La figure 379 représente à l'œil, par une sorte de perspective, une image des condensations et dilatations successives dont la colonne d'air est le siège,

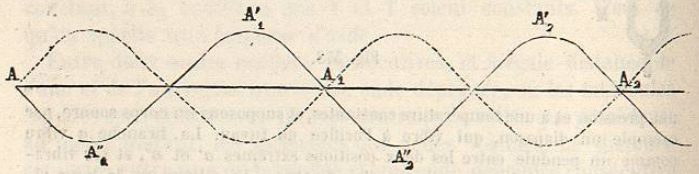

Fig. 379.

quand elle a acquis son état permanent. On peut en outre représenter geométriquement et mécaniquement cet état, en élevant sur l'axe même du tuyau une série de perpendiculaires proportionnelles à la vitesse de condensation ou de dilatation de la tranche d'air correspondante.

Ces perpendiculaires ont une longueur nulle aux points A, A_1, A_2... où la variation de densité est nulle ; elles ont une longueur maximum aux points A'_1, A'_2..., et A''_1, A''_2..., où cette variation est la plus grande. Les ordonnées correspondantes aux condensations sont toutes du même côté de l'axe horizontal, les ordonnées correspondantes aux dilatations sont toutes de l'autre côté. Cela constitue une courbe, en forme de sinusoïde, composée de boucles égales, alternativement positives et négatives. La longueur totale de deux boucles

consécutives est égale à λ, c'est-à-dire à une *longueur d'onde*, et celle d'une seule boucle est égale à $\frac{\lambda}{2}$. Enfin, chaque portion du tuyau étant successivement le siège d'ondes condensées et d'ondes dilatées, on a indiqué ce fait à l'aide d'une sinusoïde ponctuée qui est placée symétriquement à la sinusoïde pleine.

2° *Cas d'une atmosphère illimitée.* — On passe aisément du cas précédent à celui d'une atmosphère gazeuse illimitée. La propagation ne se faisant plus

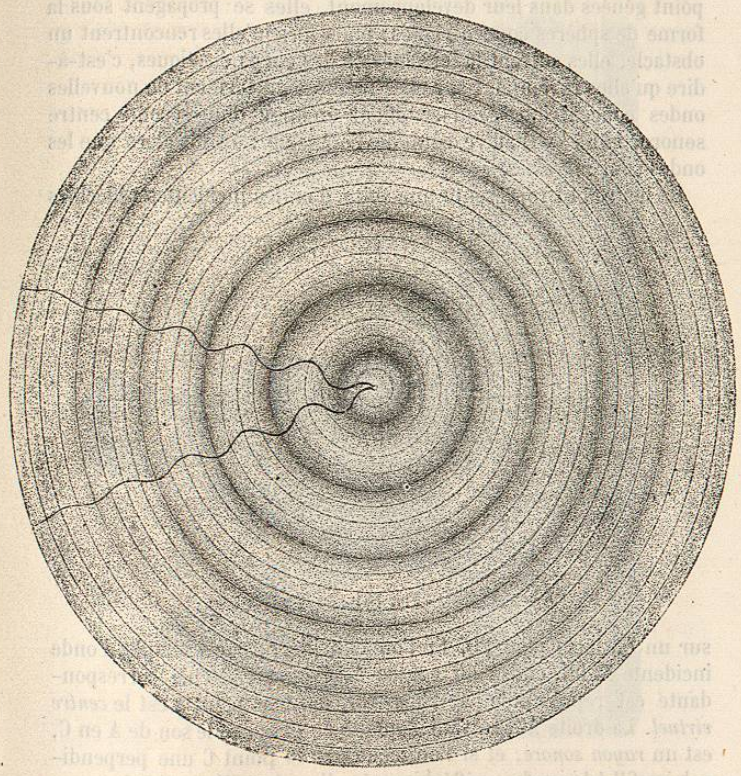

Fig. 380.

simplement dans un sens unique, mais dans tous les sens à la fois, les condensations et les dilatations successives se transmettent non plus à des tranches planes, mais à des surfaces sphériques, concentriques au corps sonore. Les ondes sonores deviennent des sphères ; mais leur *longueur d'onde* et leur *vitesse de propagation* sont les mêmes que précédemment. La seule différence, c'est que l'intensité du mouvement vibratoire, se transmettant à une masse d'air de plus en plus grande, diminuera rapidement à mesure que l'onde s'a-

grandira : d'où il résultera un affaiblissement rapide du son avec la distance au centre sonore. La figure 380 donne une idée assez nette de la distribution des ondes sonores dans ce cas. La série des ondes contraires est représentée par les teintes, alternativement claires et obscures; l'affaiblissement progressif de l'intensité du son est indiqué à la fois par la dégradation des teintes et par la diminution d'amplitude des deux courbes ondulées issues du centre.

340. **Réflexion du son.** — Tant que les ondes sonores ne sont point gênées dans leur développement, elles se propagent sous la forme de sphères concentriques; mais lorsqu'elles rencontrent un obstacle, elles suivent la loi générale des corps élastiques, c'est-à-dire qu'elles reviennent sur elles-mêmes, en formant de nouvelles ondes concentriques qui semblent émaner d'un second centre sonore, situé de l'autre côté de l'obstacle : on dit alors que les ondes sont *réfléchies*.

La figure 381 représente une suite d'ondes incidentes réfléchies

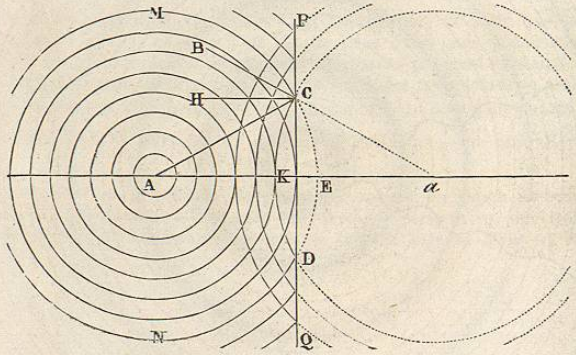

Fig. 381

sur un obstacle plan PQ. Si l'on considère, par exemple, l'onde incidente MCDN, émise du centre A, l'onde réfléchie correspondante est représentée par l'arc CKD, dont le point *a* est le *centre virtuel*. La droite AC, suivant laquelle se propage le son de A en C, est un *rayon sonore;* et si l'on mène par le point C une perpendiculaire CH à la surface réfléchissante, l'angle ACH que fait le rayon sonore avec cette perpendiculaire se nomme *angle d'incidence;* enfin, l'angle BCH, que fait le rayon sonore réfléchi BC avec la même perpendiculaire, est l'*angle de réflexion*.

La réflexion du son est soumise aux deux lois suivantes, que nous retrouverons les mêmes pour la chaleur et pour la lumière :

1° *Le rayon sonore incident et le rayon réfléchi sont dans un même plan, perpendiculaire à la surface réfléchissante.*

2° *L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.*

On verra plus loin comment ces deux lois se vérifient pour la chaleur au moyen de deux miroirs concaves placés en regard l'un de l'autre à plusieurs mètres de distance. On peut les vérifier de la même manière pour le son, en suspendant une montre au foyer de l'un des miroirs, et en plaçant l'oreille au foyer de

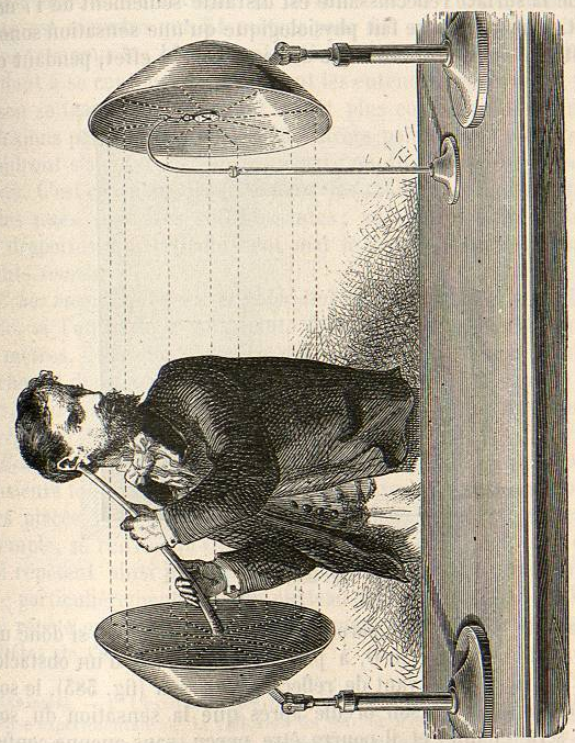

Fig. 382.

l'autre (fig. 382). Les tic-tacs de la montre, renvoyés par réflexion du premier miroir au foyer du second, sont entendus distinctement par un observateur qui place en ce point soit son oreille, soit l'orifice d'un petit tube acoustique.

341. **Échos et résonnances.** — D'après les lois de la réflexion, le son qui se propage d'abord à partir du point A (fig. 381) dans toutes les directions telles que AC, se propage, en outre, après sa