



HAL
open science

Etude sur les suspensions gazeuses

Maurice de Broglie

► **To cite this version:**

Maurice de Broglie. Etude sur les suspensions gazeuses. Radium (Paris), 1909, 6 (7), pp.203-209.
10.1051/radium:0190900607020301 . jpa-00242361

HAL Id: jpa-00242361

<https://hal.science/jpa-00242361>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Étude sur les suspensions gazeuses

Par Maurice de BROGLIE.

Regarder danser les poussières dans un rayon de soleil, ce n'est pas faire autre chose qu'appliquer aux particules en suspension dans l'air la méthode ultramicroscopique par éclairage latéral; on sait les progrès que ce procédé d'observation a fait faire à nos connaissances sur les solutions colloïdales depuis que Zsigmondy, Cotton et Mouton et d'autres auteurs ont imaginé des dispositifs commodes pour le réaliser.

L'ouvrage de MM. Cotton et Mouton, intitulé « les ultramicroscopes », contient de nombreux détails sur les observations dans les milieux liquides; rappelons simplement ici que, dans ce dernier cas, on a été conduit pour l'évaluation, au moyen de pesées, des grosseurs de grains à des chiffres allant de 5 à 100 μ pour ne parler que des suspensions ultramicroscopiques.

C'est le cas où le milieu ambiant est un gaz que

1. RUTHERFORD et GEIGER, *Le Radium*, 5 (1908) 257-264.

nous voulons envisager ici; nous verrons plus loin quelles différences il présente avec les milieux liquides au point de vue qui nous intéresse.

Puccianti et Vigezzi¹ puis Zsigmondy² ont observé certaines fumées; dans la fumée de tabac par exemple on obtient un cône lumineux qui se résout par un faible grossissement en un très grand nombre de points brillants dont ces auteurs ont décrit l'allure générale.

Modes d'observation. — L'existence même d'un faisceau visible indique la présence de particules en suspension et fournit peut-être le procédé le plus sensible pour la révéler. Dans le cas des liquides la méthode du faisceau diffusé est plus sensible que l'observation ultramicroscopique; elle révèle la struc-

1. PUCCIANTI et VIGEZZY, *Archiv. di Fisiologia*. 1904.

2. ZSIGMONDY, *Zur Erkenntnis der Kolloide*. 1905.

ture discontinue du milieu alors qu'il contient trop peu de granules pour qu'on puisse aisément les voir, ou lorsque ces granules ont un diamètre trop faible (inférieur à 10^{μ}) pour que leur ensemble soit résolu avec les plus forts éclairages employés. Dans cet ordre d'idées nous avons réalisé un appareil très simple pour observer le faisceau d'un arc dans un tube parcouru par le gaz à étudier; la figure 1 en montre la disposition; des diaphragmes et le vernis mat intérieur

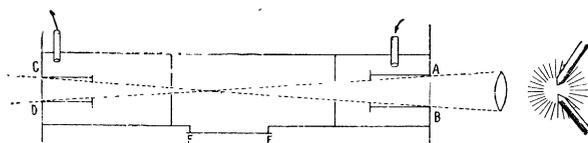


Fig. 1.

AB, CD, EF, parties vitrées.

permettent d'éviter autant que possible les réflexions diffusées sur les parois et d'observer sur fond noir. Ce procédé permet déjà, sans microscope, de suivre l'apparition du faisceau, de l'étudier et de se faire une idée de la grosseur des grains, d'après la teinte plus ou moins bleue qu'il prend; c'est ainsi, par exemple, que pour le gaz de barbotage on voit le faisceau, bleu et faible pour l'eau distillée, blanchit et devient intense pour des solutions plus concentrées.

Le dispositif ultramicroscopique consiste simplement dans l'adjonction d'un microscope qui, dirigé perpendiculairement au faisceau, est mis au

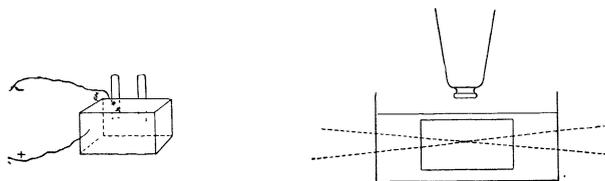


Fig. 2.

point sur lui (fig. 2); le gaz renfermant les fumées est alors contenu dans une petite boîte de verre à faces planes.

J'ai complété l'appareil en ajoutant à cette cuve deux faces métalliques opposées entre lesquelles on peut établir un champ électrostatique (*C. R.*, 1908, p. 1010). Le tout est immergé dans un bain d'huile de vaseline qui évite d'une façon satisfaisante le trouble dû aux mouvements thermiques de convection¹.

La cuve à gaz peut avoir comme dimensions quelques centimètres de longueur et un carré de 1 à 2 centimètres de côté comme section.

Pour les expériences sur les ions de faibles mobilités un champ de 100 volts/cm convient, ainsi qu'un

1. Cette précaution n'est du reste pas indispensable.

grossissement de 20 à 50 diamètres; le faisceau lumineux doit être à la fois intense et étroit. La cuve étant remplie par exemple de fumée de tabac, on observe nettement les phénomènes suivants :

Les particules sont visibles sous la forme de petits points blancs brillants animés de vifs mouvements browniens et l'ensemble reste immobile, si les conditions d'équilibre thermique sont réalisées; ce à quoi on parvient assez facilement.

On établit le champ et l'on voit une partie des granules aller dans le sens du champ, une autre en sens contraire, tandis qu'une troisième fraction ne se transporte pas; ce sont les gros ions positifs, négatifs, et les centres neutres.

L'application du champ a pour effet d'amener au bout de peu de temps la disparition des centres chargés qui atteignent les parois des électrodes et y restent fixés; on voit, en effet, qu'après quelques minutes les particules restantes sont celles qui n'obéissent pas au champ.

Toute une série de considérations intéressantes découle de ce mode d'observation: ainsi la mobilité peut se mesurer directement, en déterminant le temps que les ions mettent à parcourir un espace linéaire connu dans le champ du microscope; l'ordre de grandeur des phénomènes se prête très bien à cette mesure.

On peut suivre la répartition des centres au voisinage des électrodes, ainsi que les fronts d'ions s'avancant dans le même sens; on peut balancer le champ et suivre les trajectoires et l'oscillation des centres; on peut enfin étudier directement les causes susceptibles de charger des particules en suspension (radium, lumière ultra-violette, frottement, etc.).

Nous verrons plus loin les applications que nous avons pu en faire pour la mesure de la charge individuelle des granules ainsi que pour les actions du radium; disons seulement ici que, si l'on songe que les propriétés électriques des gaz contenant des particules visibles chargées peuvent se déduire de celles des gaz soumis aux rayons de Röntgen en supposant simplement une mobilité plus faible aux porteurs de la charge, on ne peut s'empêcher de voir là un argument indirect, mais frappant, en faveur de la théorie même qui attribue la conductibilité des gaz, en général, à des ions des deux signes, chargés individuellement et obéissant dans leur ensemble aux lois de l'électrostatique.

Actions exercées sur les particules.

Nous allons étudier maintenant les différentes forces auxquelles peuvent être soumises les particules en suspension dans un gaz.

1° **Pesanteur.** — Tout d'abord il y a la *pesanteur*;

la force qui agit alors sur une particule supposée sphérique et de rayon a peut être représentée par

$$f = \frac{4}{3} \pi a^3 g (d - d')$$

où d et d' sont les densités des granules et du milieu; la formule de Stokes, dont la validité paraît aujourd'hui bien établie même pour les rayons très petits¹ relie la force F appliquée à de telles petites sphères suspendues dans un gaz de viscosité σ à la vitesse constante v qui en résulte, par l'expression :

$$F = 6 \pi \sigma a v$$

qui dans le cas présent, s'écrira :

$$v = \frac{2}{9} \frac{a^2 dg}{\sigma} \text{ en négligeant la densité du gaz.}$$

L'erreur commise en considérant les particules comme sphériques est atténuée par le fait que les mouvements browniens, en changeant sans cesse leur orientation, tendent à éliminer les dissymétries.

Voici pour fixer les idées un tableau donnant les valeurs de v pour quelques valeurs de a en prenant $d = 1$ et $\sigma = 2 \cdot 10^{-4}$.

a.	v cm/sec.	temps pour tomber de 1 cm.
10 μ - 10^{-5} cm.	1,09	0 ^s ,9
μ - 10^{-4} »	1,09. 10^{-2}	90 ^{sec} .
100 μ - 10^{-3} »	1,09. 10^{-4}	2 ^h 50 ^m
10 μ - 10^{-6} »	1,09. 10^{-6}	plus de 10 jours.

A partir de 100 μ la chute est minime et n'est plus qu'une cause très accessoire du déplacement vertical des centres.

2° **Champ électrique.** — Les particules peuvent porter une charge électrique ϵ ; dans ce cas elles sont soumises de la part d'un champ H à une force d'intensité $H\epsilon$; la vitesse que prennent alors les ions n'est autre chose que leur mobilité K multipliée par la valeur numérique du champ H , elle sera encore donnée par la formule de Stokes qui devient ici :

$$v = \frac{H\epsilon}{6 \pi a \sigma} = K H \quad K = \frac{\epsilon}{6 \pi a \sigma}$$

Voici les mobilités ainsi calculées pour quelques valeurs de a :

$a \mu$	$H = 1$ unité cas. électrostatique par cm.	$H = 1$ volt par cm.
μ	$K = 1,06 \times 10^{-4}$	$K = 5,5 v. 10^{-4}$
100 μ	$= 1,06 \times 10^{-5}$	$= 5,5 \cdot 10^{-6}$
1000 μ	$= 1,06 \times 10^{-6}$	$= 5,5 \cdot 10^{-7}$
10 μ	$= 1,06 \times 10^{-3}$	$= 4,5 \cdot 10^{-5}$

Il est clair que la formule de Stokes doit cesser d'être applicable, quand les particules s'approchent

1. PERRIN. C. R.. 1901.

trop des dimensions moléculaires et qu'il ne faut pas chercher à prolonger le calcul jusqu'aux petits ions dont la mobilité atteint comme on le sait la valeur de $1 \text{ cm}^2,5$ par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre.

Si le champ est alternatif son action se réduit à un balancement de même période.

Nous verrons plus loin comment on reconnaît qu'une particule possède une ou plusieurs fois la charge atomique.

5° **Agitation moléculaire, mouvement brownien et diffusion.** — Les particules en suspension ne sont pas seulement soumises à la pesanteur et à l'action éventuelle d'un champ électrique, elles reçoivent aussi constamment des molécules du gaz des chocs désordonnés qui se neutralisent lorsque leur nombre par seconde est assez grand, c'est-à-dire quand la grosseur de la particule est assez considérable.

Lorsque cette condition commence à ne plus être remplie, la compensation ne peut plus s'établir entre les impulsions reçues, et on observe un mouvement d'agitation incessant; on sait que ce phénomène, découvert par Brown dans les suspensions liquides, a été étudié par M. Gouy, qui en a signalé toute l'importance, en montrant qu'on ne pouvait en rapporter l'origine à des causes mécaniques ou thermiques externes, et en suggérant qu'il fallait y voir l'effet des mouvements mêmes des molécules.

Les récents progrès des théories moléculaires ont ravivé l'intérêt de ces observations. On peut, par des considérations cinétiques prévoir l'amplitude des déplacements browniens; une vérification quantitative de la théorie a, en effet, été rendue possible par M. Einstein, qui a donné une formule permettant de prévoir quel est, au bout d'un temps donné t , le carré moyen $\overline{\Delta x^2}$ du déplacement Δx d'une particule sphérique dans une direction donnée x par suite du mouvement brownien en fonction du rayon a de la particule, du coefficient σ de viscosité du milieu et de la température absolue T , cette formule est :

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{RT}{N} \frac{1}{3 \pi \sigma a} \times t$$

où R est la constante des gaz parfaits relative à une molécule-gramme et N le nombre de molécules correspondant.

La méthode employée par M. Einstein pour établir sa formule étant indirecte, M. V. Smoluchowski a obtenu par un autre raisonnement une expression qui diffère de la première par le facteur $\frac{64}{27}$, M. Langevin

a récemment établi par une démonstration simple (C. R., 1908, p. 550) une formule identique à celle d'Einstein, en s'appuyant seulement sur deux

bases, aujourd'hui presque hors de doute, la formule de Stokes et le théorème de l'équipartition de l'énergie cinétique entre les degrés de liberté d'un système en équilibre thermique.

M. Ehrenhaft¹, par des évaluations faites à l'oculaire micrométrique, a obtenu des chiffres qu'il a rapprochés de la formule de Smoluchowski. J'ai tenté, pour avoir une base de mesure plus tangible, de photographier les particules en mouvement; on sait que M. V. Henri est parvenu à cinématographier les mouvements de certains colloïdes assez gros pour être vus en lumière directe. Dans le cas des gaz, la méthode ne peut plus être appliquée à cause de la nécessité de l'éclairage latéral et du défaut de lumière qui en résulte. Il nous a été heureusement possible², après d'assez longs tâtonnements, d'obtenir l'enregistrement direct des trajectoires browniennes sur une plaque photographique; il suffit, pour cela, de remplacer l'oculaire du microscope de la figure 2 par une chambre noire portant une plaque très sensible (Lumière étiquette violette). Ce procédé a l'avantage de fournir d'un seul coup, sur le même cliché, la trajectoire tout entière avec une pose de 3 à 4 secondes. Ces trajectoires se présentent sous la forme de lignes déliées et sinueuses, montrant une impression plus intense, là où le mouvement s'est ralenti ou a changé de sens. La figure 3 est la reproduction agrandie d'un cliché relatif à des particules dont le rayon moyen vaut 5×10^{-6} centimètre. On voit que les trajectoires sont généralement formées d'un trait ininterrompu; ce qui montre, étant donné que l'on est à la limite de sensibilité de la plaque que la vitesse ne dépasse jamais beaucoup sa valeur moyenne.

Si, comme dans la figure ci-contre, il existe un mouvement d'ensemble, la moyenne des projections des trajectoires sur un axe quelconque, fournit sa composante suivant cet axe, et l'on peut, en la retranchant de chaque projection particulière, obtenir la composante due au mouvement brownien seul.

Diffusion. — Si la répartition des centres en suspension dans le gaz n'est pas homogène, on pourra les considérer comme de grosses molécules d'un gaz étranger, et leur appliquer la notion de diffusion de deux gaz l'un dans l'autre; on sait que la théorie de la diffusion conduit à définir un coefficient dont l'expression théorique est

$$D = \frac{RT}{N} \frac{1}{6\pi\sigma a};$$

la ressemblance entre cette formule et celle d'Einstein s'explique si l'on considère que c'est précisément le choc des molécules qui produit la diffusion comme le

mouvement brownien, l'un étant la conséquence même de l'autre.

Par suite de l'adhérence qui retient les particules au voisinage des surfaces solides, le gaz s'appauvrit en particules au voisinage des parois, la diffusion tend à produire l'homogénéité et, par ce mécanisme, toutes les particules sont peu à peu déposées. Avec quelle vitesse aura lieu cette disparition? Le calcul fait pour une suspension limitée par une surface sphérique de rayon r et contenant au début N_0 centres uniformément répartis par unité de volume, conduit à la formule:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{6}{\pi^2} e^{-\frac{\pi^2 D t}{r^2}}$$

où N est le nombre total des centres en suspension au bout du temps t , D est le coefficient de diffusion;

c'est par son intermédiaire que $\frac{N}{N_0}$ est fonction de a .

Le tableau suivant donne le temps au bout duquel le nombre des centres serait réduit au quart de sa valeur initiale en fonction du rayon a des particules renfermées dans une sphère de 1 centimètre de rayon.

a	t secondes.
μ	10^6 (dix jours).
100 $\mu\mu$	10^5 (un jour).
10 $\mu\mu$	10^4 (1 heure trois quarts).

Ces temps sont trop longs pour qu'on puisse admettre l'immobilité absolue du gaz pendant leur durée; le dépôt sur les parois, facilité par tous les mouvements du gaz, la pesanteur et les actions électriques sera *beaucoup plus rapide*.

Nous avons tenté d'évaluer le coefficient de diffusion qu'une méthode, dérivée de celle que Townsend a appliquée aux petits ions, permet d'atteindre. On compare les conductibilités avant et après le passage à travers un diffuseur formé de 250 tubes capillaires de 50 centimètres de longueur; les valeurs numériques auxquelles on est conduit ne peuvent pas être considérées comme de véritables mesures à cause du peu de sensibilité de la méthode quand le nombre à mesurer est petit (D est plus petit que $1/100.000$). On peut néanmoins vérifier que le coefficient de diffusion est à peu près proportionnel à la mobilité.

Quant aux recombinaisons entre les centres chargés de signes contraires, il est facile de voir que même en supposant une charge très supérieure à la charge atomique elles ne peuvent guère être que le résultat du hasard, comme les chocs des particules neutres entre elles, car les forces attractives mises en jeu aux distances moyennes des granules sont extrêmement faibles.

Rayon et charge des particules.

Mesure du rayon des particules. — Le rayon des particules pourrait se mesurer au micromètre

1. *Wiener Sitzungsberichte*, 1907.

2. *C. R.*, 1909, p. 1163 et 1315.

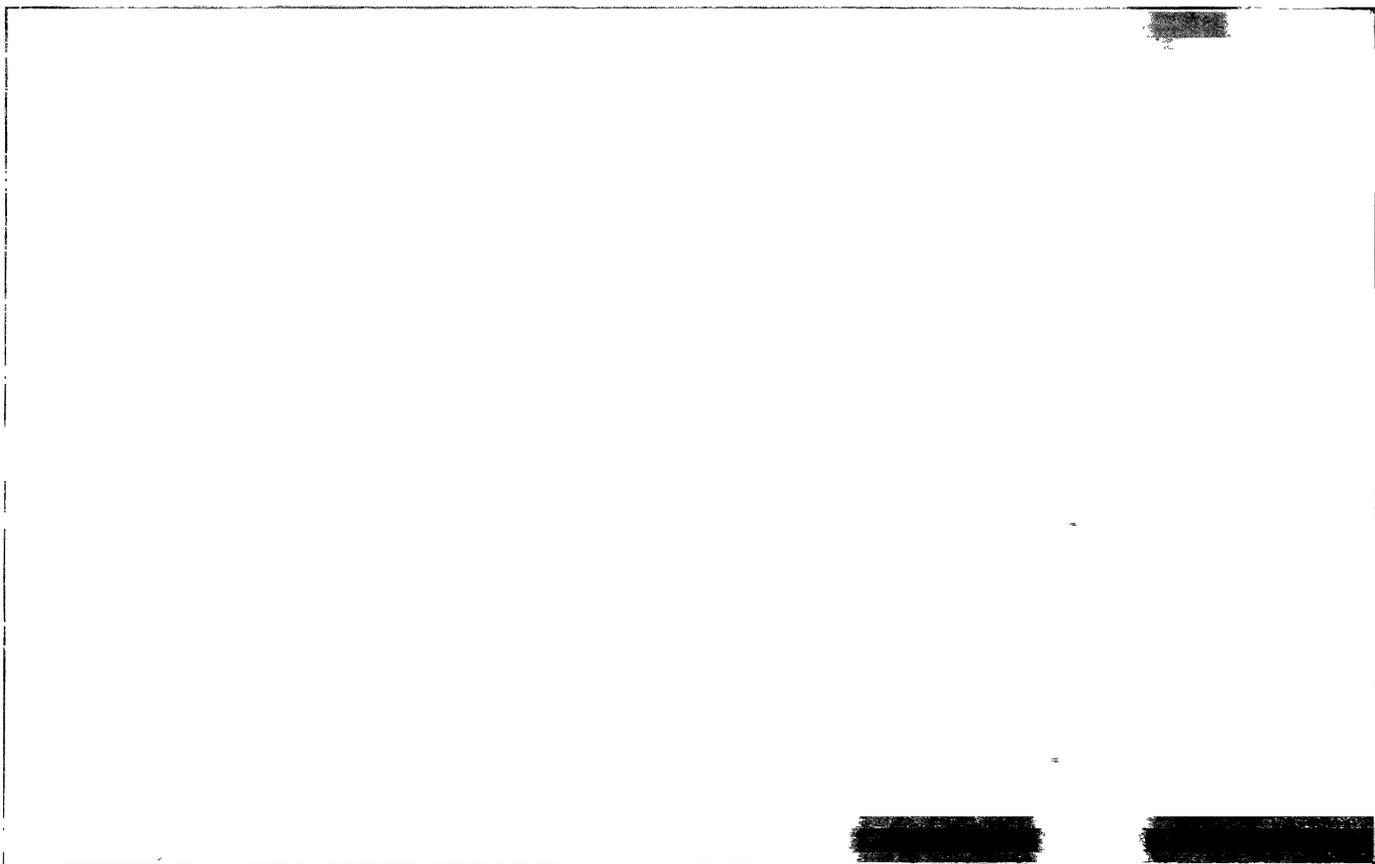
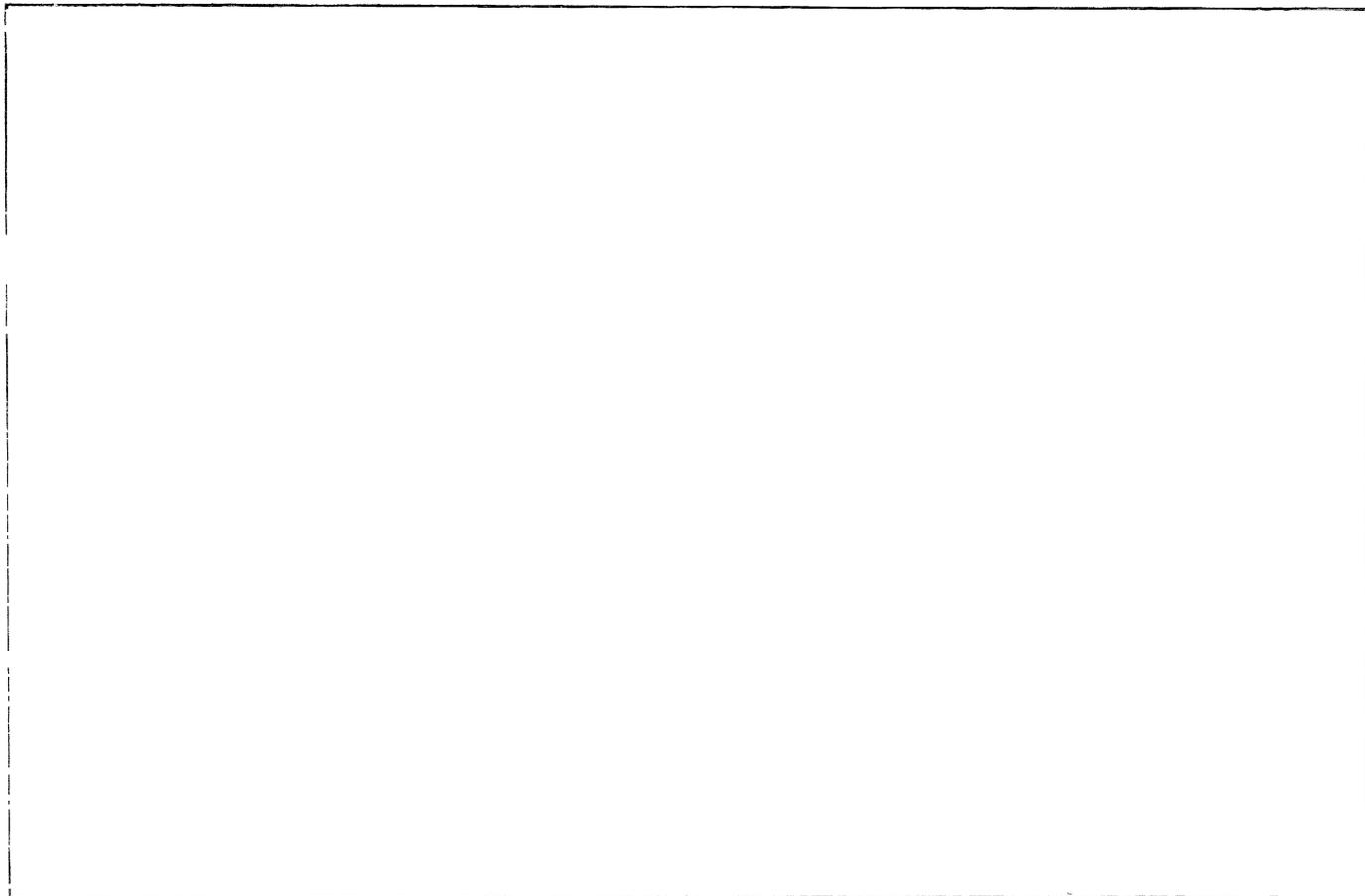


Fig. 5 et 4.

quand elles ne sont pas trop petites; mais quand elles approchent de la valeur des longueurs d'onde lumineuses, les phénomènes de diffraction, étudiés par Abbe, rendent tout à fait incertaines les mesures micrométriques. Il reste deux moyens à notre disposition.

1° Si les granules sont assez gros pour avoir une vitesse de chute sensible, la mesure de cette vitesse et l'application de la formule de Stokes permettront de calculer le rayon à condition de connaître la densité; une valeur exacte de cette dernière quantité est, il est vrai, difficilement accessible à cause de notre ignorance sur la constitution des granules;

2° Si les particules sont plus petites, elles ont un mouvement brownien plus accusé, on peut alors au moyen de l'enregistrement photographique et de la formule d'Einstein atteindre leur rayon a .

Cette relation qu'on peut écrire

$$a = \frac{RT}{N} \cdot \frac{t}{3\pi\sigma\Delta^2}$$

donne, en effet, a si l'on connaît Δ^2 , et cette dernière quantité est le carré du déplacement moyen d'une particule suivant une direction quelconque pendant le temps t . Elle est mesurable directement sur une projection agrandie des clichés obtenus. Les nombres que nous allons donner se rapportent à des particules de fumée de tabac susceptibles d'impressionner une plaque photographique par la lumière qu'elles diffusent latéralement.

La moyenne d'un grand nombre de mesures a donné pour Δ pendant 1 seconde la valeur

$$\Delta = 2 \times 10^{-5} \text{ cm.}$$

En prenant pour $\frac{RT}{N}$ la valeur $3,4 \times 10^{-14}$ qui résulte des dernières déterminations (J. Perrin) et pour σ le nombre $1,8 \times 10^{-4}$ la formule d'Einstein donne

$$a = 4,9 \times 10^{-6}.$$

C'est ce nombre que nous avons utilisé pour la mesure de la charge e .

Mesure de la charge individuelle des centres.

— Nous avons vu qu'une particule de rayon a portant la charge ϵ prenait dans un champ H la vitesse :

$$v = \frac{H\epsilon}{6\pi\sigma a}$$

a étant connu par les méthodes précédentes, la mesure de v donnera e .

M. Ebrehaft¹ a déterminé a par la vitesse de chute et des mesures micrométriques du diamètre; il a trouvé :

$$a = 3.10^{-5}$$

1. *Physikalische Zeitschrift*, 1^{er} mai 1909.

ce qui donne :

$$e = 4,6 \cdot 10^{-10}.$$

Nous avons trouvé, pour les particules dont nous avons plus haut donné le rayon ($a = 4,9 \cdot 10^{-6}$), la charge :

$$e = 4,5 \cdot 10^{10}.$$

Ces nombres montrent que les granules considérés portent la charge atomique et sont ainsi analogues aux ions produits par les rayons de Röntgen, sauf qu'ils ont une mobilité beaucoup plus faible. Ce fait, que l'on pouvait prévoir *a priori*, ainsi que nous le verrons tout à l'heure par le fait que le rayonnement du radium ne change pas la mobilité des centres considérés, doit être regardé comme une confirmation expérimentale des formules de Stokes et d'Einstein.

Une autre série de mesures sur des particules plus grosses nous a conduit (toujours par l'enregistrement photographique et la formule d'Einstein) à un rayon moyen $a = 40^{-5}$ centimètres et à une charge valant plusieurs fois e , résultat qui peut s'expliquer en admettant qu'une particule déjà chargée est capable d'attirer une nouvelle charge de même signe, malgré les répulsions mutuelles, lorsque la grosseur permet de la considérer comme subissant l'influence à la façon d'un petit conducteur.

Charges multiples. — Il est intéressant de mesurer la mobilité des particules en suspension dans un gaz en présence d'un rayonnement ionisant tel que celui du radium; on trouve, en effet, des résultats qui s'interprètent très simplement par le mécanisme suivant (v. *Radium*, 1907, p. 259); les petits ions des deux signes produits dans le gaz par la radiation tendent, par le jeu des recombinaisons, à charger et à décharger les gros centres présents jusqu'à un état d'équilibre.

Si les centres étaient primitivement neutres (il est très facile d'en obtenir de tels en chauffant un corps très légèrement humide), l'exposition au radium en charge un certain nombre de chaque signe, la valeur de la charge ϵ étant la charge atomique e , ainsi qu'on le voit expérimentalement et qu'on pourrait d'ailleurs le prévoir par le mécanisme du phénomène. Si des centres sont chargés des deux signes et ne possèdent qu'une fois la charge atomique, l'action du radium en ramène un certain nombre à l'état neutre et ne modifie pas la charge des autres. Enfin si les centres possèdent des *charges multiples*, l'effet du radium est de les ramener à la charge d'équilibre, ce qui se traduit immédiatement par une diminution proportionnelle des mobilités. Il faut donc, pour que la mesure de ces dernières quantités ait une signification précise, savoir si l'on a ou non affaire à des charges multiples.

Comme exemple de poussières très fines et neutres,

nous citerons celles qu'on obtient en chauffant un peu un corps légèrement humide; on peut ainsi obtenir des centres diffusant peu de lumière et animés de mouvements browniens très vifs; en les chargeant par le radium et en mesurant leur mobilité on en déduit, par la formule de Stokes, un rayon qui ne dépasserait pas 3 à 5 μ .

La fumée de cigarette contient des centres positifs, négatifs et neutres dont les rayons peuvent aller de 30 à 300 μ ; les fumées de papier salpêtré sont également chargées et souvent très fines et très homogènes; il en est de même des poussières dont se chargent les gaz qui passent au voisinage d'une petite étincelle électrique.

Les fumées de chlorhydrate d'ammoniaque sont neutres et relativement grosses; les poussières qu'on obtient en faisant *décrapêter des cristaux* (sel marin) ou qui se trouvent en suspension dans les gaz ayant barboté dans des solutions concentrées sont toutes chargées et portent des *charges multiples* qui peuvent aller jusqu'à 30 ou 50 fois e ; elles sont produites par des *arrachements de surfaces*.

Le nombre des centres présents dans les fumées peut être très considérable; dans la fumée de tabac moyennement épaisse on peut l'évaluer à plusieurs dizaines de millions par centimètre cube, ce qui donne une distance moyenne de l'ordre de 50 μ .

Il y a une cause d'erreur à éviter dans le maniement des fumées: il faut naturellement les faire passer de l'endroit où on les a produites dans la cuve où on les examinera; quand les grains sont gros et qu'on refoule trop vivement le gaz qui les contient à travers un tube de verre ou de caoutchouc, ils peuvent se charger par frottement contre les parois, par le mécanisme utilisé dans les figures de Lichtenberg; le même inconvénient est moins à craindre avec les poussières fines, sans doute parce que les grains qui touchent les parois ne s'en séparent plus et sortent de la suspension; il sera toujours prudent de faire douce-

ment les transvasements; l'obtention de fumées complètement neutres montre du reste qu'on arrive assez facilement à éliminer l'effet du frottement.

Conclusions.

En résumé, les fumées qui peuvent se trouver en suspension dans un gaz et que la pesanteur n'entraîne pas trop rapidement, se composent de grains visibles à l'ultramicroscope et dont le rayon va de quelques μ à quelques centaines de μ ; les particules sont animées de mouvements browniens qu'on peut enregistrer par la photographie; l'amplitude de ces mouvements est reliée à la grosseur des centres par une relation que l'expérience montre être conforme à la formule d'Einstein.

Sous l'action d'un champ électrique, les particules se montrent neutres ou chargées de chaque signe et se comportent en tous points comme des ions de faible mobilité. La charge, égale dans un grand nombre de cas à la charge atomique, peut atteindre plusieurs fois cette valeur; on peut alors la ramener à l'unité en produisant de petits ions au sein du gaz.

Les suspensions gazeuses se rapprochent des suspensions liquides en ce que, dans les deux cas, le mouvement brownien des granules suit la formule d'Einstein malgré la différence des chemins moyens qui, petits devant la grosseur des particules dans le cas des liquides, peuvent dépasser cette valeur pour les gaz; les deux principes sur lesquels repose l'établissement de la formule d'Einstein paraissent du reste valables dans les deux cas.

Mais, outre les différences que font naître la faiblesse de la densité et de la viscosité des gaz, les suspensions dans ces milieux se séparent des solutions colloïdales par le fait qu'elles peuvent contenir à la fois des charges positives, négatives et nulles.

[Reçu le 29 juin 1909.]