Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 43 (1917)

Artikel: Effet du bombardement moléculaire sur de très petites particules liquides suspendues dans un gaz

Autor: Targonski, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-743033

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 31.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

EFFET DU
BOMBARDEMENT MOLÉCULAIRE
SUR DE
TRÈS PETITES PARTICULES LIQUIDES SUSPENDUES DANS UN GAZ

PAR

A. TARGONSKI

---

§ 1. — Introduction

En observant de très petites gouttes de mercure (d'un rayon inférieur à 5×10^{-5} cm) tombant lentement dans une atmosphère d'air, MM. Schidlof et Karpowicz (1) avaient remarqué que les vitesses de chute de ces gouttes diminuaient constamment ; ce phénomène fut également observé par M. Silvey (2). En nous basant sur l'étude du mouvement brownien (3) nous avons pu prouver qu'il s'agissait, conformément à l'opinion de MM. Schidlof et Karpowicz (4) d'une diminution constante de la masse des particules (5) ; nous avons de même mis en évidence quelques-uns des facteurs qui influent sur le phénomène, dû, comme nous l'avons démontré, à l'action des forces extérieures. On avait essayé d'expliquer cette diminution de la masse, soit par une évaporation des vapeurs d'eau condensées sur les gouttelettes (6), soit par l'influence de la lumière dont on se servait pour éclairer les particules, soit enfin par l'effet du frottement

1) A. Schidlof et A. Karpowicz, *Archives*, février 1916.
2) O. W. Silvey, *Phys. Rev.*, 1916, *7* ,p. 87 ; *Phys. Zs.* 1916, *17*, p. 42.
3) A. Targonski, *Archives*, 1916, *41*, pp. 189, 269, 357.
4) A. Schidlof et A. Karpowicz, *C. R.* 1914, *158*, p. 1992.
5) Nous employons indifféremment les mots « gouttelette » et « particule ».
6) F. Ehrenhaft, *Phys. Zs.* 1915, *16*, p. 227.

du gaz ambiant [1]. On trouvera dans une note de M. Schidlof [2] des arguments tout-à-fait décisifs contre la première de ces suppositions émise par M. Ehrenhaft ; de même, la seconde hypothèse n'a pu être maintenue, nos expériences ayant démontré que la lumière éclairante n'exerçait qu'une influence très limitée sur le phénomène en question. En partant de la troisième hypothèse (frottement du gaz) nous sommes arrivés à la conclusion que l'évaporation apparente des gouttelettes tenait à l'effet du bombardement moléculaire du gaz ambiant, les particules se désagrégeant sous l'action des innombrables chocs avec les molécules gazeuses (l. c. § 4). Enfin, M. Schidlof [3] a présenté dernièrement une théorie de la diminution de la masse des gouttelettes de mercure en partant de la supposition que, grâce au bombardement moléculaire, les molécules de la gouttelette sont graduellement remplacées par des molécules du gaz ambiant ; il se formerait ainsi à la surface de la particule une couche de gaz comprimé.

On trouvera dans la suite une discussion de ces deux hypothèses ainsi que la description de quelques expériences qui fourniront la preuve que la masse des particules diminue grâce au bombardement moléculaire.

§ 2. Méthode

Le dispositif expérimental dont nous nous sommes servi a été déjà décrit en détail ailleurs [4], nous nous bornerons donc au principe de la méthode.

Un jet de mercure, pulvérisé mécaniquement au moyen d'un pulvérisateur en verre, pénétrait dans une grande bouteille, et de là dans le condensateur relié au fond de la bouteille par un tube vertical. Le condensateur consistait en deux plateaux isolés en acier, entre lesquels on pouvait établir une certaine différence de potentiel. Les plateaux étaient enfermés dans une boîte métallique étanche munie de trois fenêtres : l'une pour

[1]) A. Schidlof u. A. Karpowicz, *Phys. Zs.* 1915, *16*, p. 42.
[2]) A. Schidlof, *Phys. Zs.* 1915, *16*, p. 372.
[3]) A. Schidlof, *Archives*, Mars 1917, *43* p. 217.
[4]) A. Targonski, *Archives* l. c. § 1.

éclairer les particules avec la lumière d'un arc voltaïque, la seconde pour l'observation des gouttelettes au moyen d'une lunette ; la troisième pour faire pénétrer dans le condensateur les rayons X au moyen desquels on ionisait le gaz. Les particules étaient généralement chargées par le frottement pendant la pulvérisation; on pouvait les faire monter entre les plateaux en y excitant un champ électrique approprié. (Méthode Millikan-Ehrenhaft.)

Pour la durée de chute t_1 (sous l'influence de la pesanteur seule) et pour la durée d'ascension t_2 (sous l'action de la pesanteur et d'un champ électrique contraire) on a les formules bien connues :

$$mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \sigma g = \frac{6\pi a\eta}{\varkappa}\frac{L}{t_1} \tag{1}$$

$$eF - mg = \frac{6\pi a\eta}{\varkappa}\frac{L}{t_2} \tag{2}$$

$\varkappa$ étant le facteur de correction de Cunningham $\varkappa = 1 + A\,l/a$.

Voici la signification des lettres ainsi que les constantes employées pour les calculs : m — masse de la particule ; $g = 981$ accélération de la pesanteur ; a — rayon de la particule ; $\sigma = 13{,}5$ sa densité ; η — coefficient de viscosité du gaz ambiant : *air* $\eta = 1{,}84 \times 10^{-4}$, *hydrogène* $\eta = 8{,}939 \times 10^{-5}$; $L = 0{,}07322$ parcours de la particule ; e — charge de la particule ; $F = V/300d$ intensité du champ électrique, $V = 98$ différence de potentiel entre les plateaux du condensateur ; $d = 0{,}5$ distance des plateaux ; $A = 0{,}87$ constante de correction de Cunningham ; l — libre parcours moyen des molécules : *air* $l = 9{,}5 \times 10^{-6}$; *hydrogène* $l = 1{,}94 \times 10^{-5}$.

On trouvera une discussion de ces formules, soit dans un des mémoires de M. Millikan [1], soit dans celui de M. Schidlof et Mlle Murzynowska [2].

Des formules (1) et (2) on tire aisément les expressions pour la charge e de la particule

$$e = \frac{2700\sqrt{2}\,\pi d\,\eta^{3/2}\,L^{3/2}}{V\sqrt{\sigma g}\,\varkappa^{3/2}}\;\frac{t_1 + t_2}{t_1^{3/2}\,t_2} \tag{3}$$

[1]) R. A. Millikan, *Phys. Zs.* 1913, *14*, p 796.
[2]) A. Schidlof et J. Murzynowska, *Archives*, 1915, novembre, décembre.

et pour son rayon :

$$a = 3\sqrt{\frac{\eta L}{2\sigma g \kappa} \cdot \frac{1}{t_1}} \tag{4}$$

Nous déduirons maintenant une formule permettant le calcul de la diminution de la masse des particules. On a, en vertu des formules (1) et (4) pour la masse de la particule

$$m = \frac{18}{\sqrt{2}} \frac{\pi}{\sqrt{\sigma}} \left(\frac{\eta L}{g \kappa}\right)^{3/2} \frac{1}{t_1^{3/2}} .$$

La variation de la masse sera donc :

$$dm = -\frac{27}{\sqrt{2}} \frac{\pi}{\sqrt{\sigma}} \left(\frac{\eta L}{g \kappa}\right)^{3/2} \frac{1}{t_1^{5/2}} dt_1$$

La surface de la particule étant égale à

$$S = 4\pi a^2 = \frac{18\, \eta L \pi}{\sigma g \kappa t_1}$$

on trouve pour la variation de la masse, par unité de surface :

$$\frac{dm}{S} = d\mathfrak{m} = -\frac{3}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma \eta L}{g \kappa}\right)^{1/2} \frac{dt_1}{t_1^{3/2}} = -N \frac{1}{\kappa^{1/2}} \frac{dt_1}{t_1^{3/2}} \tag{5}$$

ou

$$N = \frac{3}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma \eta L}{g}\right)^{1/2}$$

est une constante pour toutes les observations faites avec le même liquide dans le même gaz et au moyen du même dispositif.

Cette formule que nous avions employée dans notre travail précédent n'est manifestement valable que pour de très petites variations de t_1. Supposons maintenant que la durée de chute η ait varié de t_{pr} à t_{fin} ; on trouvera alors la variation de la masse à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta\mathfrak{m} = -\frac{N}{\kappa^{1/2}} \int_{t_{pr}}^{t_{fin}} \frac{dt_1}{t_1^{3/2}} = -\frac{2N}{\kappa^{1/2}} \left(\frac{1}{t_{pr}^{1/2}} - \frac{1}{t_{fin}^{1/2}}\right) \tag{6}$$

Le calcul d'après la formule (6) conduit à des chiffres d'autant plus petits, comparativement à celui d'après la formule (5), que la variation de t_1 est plus grande. Il en résulte que toutes les données numériques concernant la diminution de masse des

particules de mercure publiées précédemment par nous, sont de quelques $^0/_0$ trop fortes.

En déduisant la formule (6) nous avons supposé que la correction de Cunningham $\varkappa$ restait constante pendant toute la durée de l'expérience. En réalité, elle varie quelque peu, mais il suffit de prendre pour le calcul la valeur moyenne $\varkappa_m$ correspondant à la durée de chute moyenne

$$\frac{t_{pr} + t_{fin}}{2}.$$

Si enfin la durée de l'expérience était $\Delta\tau$, on trouve définitivement, pour la variation de la masse par unité de surface et par unité de temps (nous la désignerons par μ) l'expression :

$$(7)\quad \mu = \frac{\Delta \mathrm{m}}{\Delta\tau} = -\frac{3}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma\eta \mathrm{L}}{g}\right)^{1/2} \frac{1}{\varkappa_m^{1/2}} \cdot \frac{1}{\Delta\tau}\left(\frac{1}{t_{pr}^{\ 1/2}} - \frac{1}{t_{fin}^{\ 1/2}}\right) \frac{gr}{\mathrm{cm}^2 . \mathrm{sec.}}$$

Tous les calculs du travail présent ont été effectués au moyen de cette formule.

Nous décrirons maintenant la marche d'une expérience :

Après avoir pulvérisé le mercure, on faisait entrer les particules dans le condensateur et l'on fermait le robinet du tube vertical, de façon à isoler le condensateur du reste de l'appareil. Après avoir choisi la particule à observer, on l'obligeait à monter plusieurs fois, sous l'influence du champ électrique, pour obtenir la durée d'ascension moyenne t_2, ensuite on la faisait tomber 6 ou 8 fois sous l'action de la pesanteur seule, afin de déterminer la durée de chute primitive t_{pr}. Ceci fait on la suspendait pendant 10 ou 15 minutes, c'est-à-dire on établissait un champ électrique tel que sa force était égale et contraire à la force de pesanteur ($e\mathrm{F}=mg$). L'expérience se terminait par une détermination pareille de la durée de chute finale t_{fin} et de la durée d'ascension t_2. Cette dernière détermination était indispensable non seulement pour le calcul de la charge, mais principalement comme moyen de contrôle de la constance de la pression (expériences sous pression réduite) ou de la pureté du gaz (expériences dans l'hydrogène). Il résulte, en effet, des formules (1) et (2) qu'une variation de la masse modifie les t_1 et les t_2 en sens contraire, tandis qu'une variation de la pression

(variation de $\varkappa$) ou de la composition du gaz (variation de η) produit un changement de même sens des t_1 et des t_2. Pour cette raison, on n'a tenu compte que des observations où les t_1 et les t_2 subissent des variations de sens contraire.

Nous terminons ce § par une remarque sur le degré de précision des observations présentes. On calcule facilement d'après les formules établies par M. Schrödinger [1] que l'erreur probable dans les observations des durées de chute était, dans nos conditions, de 2 % environ, ce qui correspond à 5 % d'erreur probable sur la valeur des μ (en moyenne). On en conclura que la grande diversité des chiffres qu'on obtient (voir tables I et II, § 4) ne tient pas aux erreurs d'observation, mais à d'autres causes, auxquelles nous reviendrons dans les §§ suivants.

§ 3. Influence de la pression de pulvérisation sur la diminution de la masse des gouttelettes de mercure

Au début des expériences présentes nous avons exécuté plusieurs séries d'observations conduisant à des résultats difficiles à interprêter, voire même contradictoires. Ce fait a pu être expliqué par l'influence énorme qu'exerce la pression de pulvérisation sur la rapidité avec laquelle les particules perdent leur masse.

Nous avions trouvé précédemment (*l. c.* § 4) que la variation de masse μ dépend de l'état de mouvement ou de repos des particules. Celles qu'on obligeait, au moyen d'un champ électrique approprié à se mouvoir plus rapidement à l'intérieur du condensateur, avaient en moyenne un μ 1,7 fois plus grand que les particules immobiles (suspendues). M. Schidlof a attiré notre attention sur le fait que, si des faibles vitesses ($0{,}3\,\frac{cm}{sec}$ au maximum) produisent déjà un effet marqué sur les μ, la vitesse avec laquelle les gouttelettes sortent du pulvérisateur doit avoir d'autant plus d'importance, cette vitesse pouvant atteindre plusieurs dizaines de *cm* par seconde. Les expériences ont pleinement confirmé cette supposition. On peut, de deux façons différentes, mettre en évidence l'influence de la vitesse avec la-

[1]) E. Schrödinger, *Phys. Zs.* 1915, *16*, p. 289.

quelle les particules sortent du pulvérisateur, c'est-à-dire l'influence de la pression de pulvérisation.

En premier lieu nous voulons citer trois séries d'observations effectuées avec des particules de mercure dans l'air à la pression ordinaire :

1° 15 particules produites au moyen d'une poire de caoutchouc à une faible pression ; on a trouvé en moyenne :

$$\mu = -1{,}073 \times 10^{-8} \frac{gr}{cm^2 . sec} :$$

2° 13 particules obtenues par pulvérisation au moyen d'une pompe Leyboldt (pression forte mais de très courte durée), en moyenne :

$$\mu = -8{,}572 \times 10^{-8} ;$$

3° 20 particules produites avec la même poire, mais avec une pression plus forte et plus prolongée ; en moyenne :

$$\mu = -12{,}485 \times 10^{-8}.$$

De même, pour les gouttelettes observées dans un mélange d'air et d'hydrogène (voir § 5) on trouve en moyenne : *faible* pression de pulvérisation, $\mu = -3{,}086 \times 10^{-8}$; *plus forte* pression $\mu = -4{,}950 \times 10^{-8}$. Ces chiffres n'ont qu'une signification qualitative, les pressions de pulvérisation correspondantes n'ayant pas pu être mesurées. En admettant même que de telles mesures soient possibles, on arriverait difficilement à des résultats bien précis, parce que au cours d'une pulvérisation, la pression ne reste pas constante, mais atteint d'abord un certain maximum puis retombe à zéro. Quoique le plus grand nombre de particules se forment au moment où la pression est la plus forte, on ne peut jamais être certain que la gouttelette qu'on observe n'ait pas été produite à un moment où la pression était faible. En tout cas les résultats des différentes séries que nous venons de citer, indiquent clairement que plus la pression de pulvérisation est forte, c'est-à-dire *plus la vitesse initiale des particules est grande, d'autant plus forte devient leur perte de masse.* En d'autres termes, l'état de mouvement des particules diminue l'action des facteurs qui préservent les gouttelettes du bombardement moléculaire.

D'après ce qui précède on devrait obtenir des gouttelettes de

mercure invariables ou très peu variables à condition que les particules soient relativement grandes (la vitesse du mouvement brownien de très petites particules est tellement grande, qu'elle peut influencer sensiblement la marche du phénomène) et que la pression de pulvérisation soit extrêmement faible. On peut démontrer d'une façon très simple la diminution graduelle des μ qui résulte d'un affaiblissement progressif de la pression de pulvérisation.

Pour les expériences décrites dans notre mémoire précédent nous nous sommes servi d'un grand pulvérisateur en verre ; la hauteur du tube vertical à l'intérieur duquel on faisait monter le mercure, était de 15 cm. environ ; de plus, le réservoir du pulvérisateur étant grand, on pouvait faire un nombre considérable de pulvérisations sans augmenter sensiblement la hauteur à laquelle il fallait faire monter le mercure pour le pulvériser ; les conditions de la pulvérisation restaient donc constantes. Tout au contraire, dans les expériences présentes, nous avons employé un pulvérisateur à très petit réservoir muni d'un tube d'ascension vertical de faible hauteur, quand le pulvérisateur était plein de mercure, on ne devait faire monter le liquide qu'à la hauteur de 3,5 cm. ; mais déjà après quelques centaines de pulvérisations le réservoir devenait presque vide, de sorte qu'on devait faire monter le mercure à une hauteur double, soit 7 cm., pour en produire la pulvérisation. Evidemment, dans ce dernier cas, une beaucoup plus forte partie de l'énergie du gaz comprimé se dépensait pour faire monter le liquide ; en conséquence, plus le réservoir se vidait, plus la pression de pulvérisation proprement dite, c'est-à-dire la pression qui pulvérisait le mercure arrivé au bout du tube, devenait petite. Pour metre en évidence l'effet de cette diminution graduelle de la vitesse initiale des particules, nous avons calculé les moyennes des μ pour des groupes de cinq particules consécutives. Pour des raisons auxquelles nous reviendrons encore, on ne peut pas comparer les chiffres qui se rapportent à des séries différentes, par contre, les groupes divers d'une même série sont comparables.

Premier remplissage du pulvérisateur. 1re série : $\mu \times 10^8 =$ $-1,336$; $-0,745$; $-1,138$ (pas de changement systématique

des μ) ; 2me *série :* $\mu \times 10^8 = -0,734$; $-1,612$; $-0,904$ (même remarque) ; 3me *série :* $\mu \times 10^8 = -1,017$; $-0,918$; $-0,652$ (les μ commencent à diminuer) ; 4me *série :* $\mu \times 10^8 = -2,965$; $-1,217$; $-0,075$ (vers la fin de cette série le réservoir était presque vide ; les μ diminuent très rapidement).

Deuxième remplissage. 5me *série :* $\mu \times 10^8 = -5,701$; $-11,442$ (pas de diminution des μ) ; 6me *série :* $\mu \times 10^8 = -12,76$; $-11,18$; $-11,10$; $-16,90$ (même remarque) ; 7me *série :* $\mu \times 10^8 = -5,92$; $-3,37$; $-2,78$; $-0,91$ (le réservoir se vidait rapidement, brusque diminution des μ).

Troisième remplissage. 8me *série :* $\mu \times 10^8 = -5,894$; $-8,784$; $-2,654$; $-2,460$ (les μ commencent à diminuer vers la fin de la série).

On peut résumer ces données de la façon suivante : Quand le pulvérisateur est à peu près plein, les μ moyens ne varient pas. A mesure que le réservoir se vide, ce qui équivaut à une diminution de la pression de pulvérisation, les μ commencent à décroître, d'abord lentement, puis avec une rapidité croissante et tendent vers zéro. On trouve ainsi encore *une preuve de la grande influence de la pression de pulvérisationsur le phénomène de perte de masse.*

Quelques-unes des séries mentionnées précédemment étant effectuées avec des pressions de pulvérisation différentes, on a obtenu des résultats évidemment non comparables. Pour remédier à cet inconvénient, nous avons mis le pulvérisateur en communication avec un manomètre ouvert (tube en U) rempli de mercure réglant automatiquement la pression de pulvérisation. Un dispositif très simple permettait d'employer le manomètre non seulement à la pression ordinaire, mais aussi quand la pression à l'intérieur de l'appareil était réduite. La quantité de mercure introduite dans le manomètre était telle, que si la pression de pulvérisation surpassait une certaine mesure, l'excès de gaz comprimé sortait par le tube du manomètre. Si par contre le manomètre indiquait une pression trop faible, on n'utilisait pas les particules produites par cette pulvérisation, mais on recommençait l'opération. Les pressions de pulvérisation ne variant donc qu'entre des limites restreintes, les différentes séries pouvaient se comparer.

§ 4. Expériences dans l'air sous différentes pressions

Sous la pression ordinaire on pulvérisait le mercure au moyen d'une simple poire en caoutchouc actionnée à la main. Pour les observations sous pression réduite, la poire fut remplacée par un robinet à ouverture très étroite. On évacuait tout l'appareil jusqu'à ce que la pression devînt un peu plus faible que celle à laquelle on voulait effectuer les observations ; on ouvrait alors pour un temps très court le robinet, l'air extérieur rentrait avec force dans le pulvérisateur et pulvérisait le mercure. Le robinet n'étant ouvert chaque fois que pour un temps très court, et le volume de l'appareil étant relativement grand la pression du gaz n'augmentait que de quelques millimètres pendant la pulvérisation.

Il est clair que la pression de pulvérisation était la plus faible dans les expériences à pression ordinaire, plus forte à la pression d'une demi atmosphère dans l'appareil, et encore plus forte dans le cas d'un quart d'atmosphère, la pression de pulvérisation étant égale à la différence entre la pression à l'intérieur de l'appareil et la pression atmosphérique. Il en résulte que les résultats des trois premières séries ne sont pas aisément comparables, puisque les pulvérisations ont été effectuées dans des conditions différentes. Voilà les résultats moyens de ces trois séries d'observations, portant chacune sur 15 gouttelettes (la durée de chaque observation était 15 minutes). *1re série*, air à la pression ordinaire : $p = 720$ mm. ; $\mu = -1{,}073 \times 10^{-8}$; *2me série*, air sous pression réduite : $p = 357$ mm., $\mu = -1{,}050 \times 10^{-8}$; *3me série*, air sous pression réduite : $p = 177{,}3$ mm., $\mu = -0{,}761 \times 10^{-8}$. Les chiffres accusent une diminution tout à fait nette ; si l'on songe encore que les μ devaient être augmentés dans la 2me et surtout la 3me série, par suite de l'augmentation de la pression de pulvérisation, on arrive à la conclusion que *la diminution de la pression du gaz ambiant diminue la perte de masse des gouttelettes de mercure.*

Dans le but d'obtenir des résultats plus précis, nous avons eu recours au manomètre décrit au § précédent, qui permettait

de régulariser la pression de pulvérisation. Dans les expériences sous pression réduite, la pression à l'intérieur de l'appareil était choisie telle que la différence entre elle et la pression atmosphérique produisait la même pression de pulvérisation (contrôlée d'ailleurs chaque fois au manomètre) que dans les expériences où l'on pulvérisait au moyen de la poire de caoutchouc.

TABLE I. — *6me série.*

N°	t_{pr}	t_{fin}	$-\mu \times 10^8$ gr	N°	t_{pr}	t_{fin}	$-\mu \times 10^8$ gr
424	4.94	9.58	16.85	436	23.42	29.28	4.395
425	8.27	11.87	7.45	437	10.12	12.13	5.79
426	5.92	12.50	16.60	438	3.08	3.55	5.41
427	9.42	16.42	9.85	439	8.92	19.97	13.28
428	9.55	20.97	13.05	440	4.08	11.72	26.64
429	9.78	12.20	4.28	441	8.20	14.32	10.79
430	10.58	23.53	12.41	442	9.17	39.50	18.81
433	4.18	8.10	18.50	443	4.57	7.10	12.48
434	11.07	18.70	8.61	444	11.40	26.58	12.22
435	5.80	9.87	12.08	445	3.48	10.43	30.20

Moyennes : *rayon* : $a = 1{,}854 \times 10^{-5}$ cm. ; *pression* : $p = 720$ mm. ; *perte de masse* : $\mu = -12{,}485 \times 10^{-8}$ gr.

TABLE II. — *7me série.*

N°	t_{pr}	t_{fin}	p	$-\mu \times 10^8$ gr	N°	t_{pr}	t_{fin}	p	$-\mu \times 10^8$ gr
446	2.30	2.61	211	4.58	459	5.07	5.60	223	2.21
448	5.67	7.12	201	4.26	460	7.53	7.93	223	0.83
449	5.02	7.88	210	8.15	461	3.58	4.52	203	5.94
450	6.48	12.02	210	9.06	462	7.33	9.72	225	4.39
452	5.45	7.10	215	3.54	463	5.42	5.56	220	0.50
453	5.13	5.98	215	1.58	464	2.06	2.15	223	1.47
454	5.97	7.98	190	3.98	465	2.32	2.42	225	1.46
455	5.50	7.83	210	6.35	466	2.10	2.12	240	0.34
456	7.15	9.63	220	4.78	467	2.08	2.13	200	0.80
458	2.55	2.57	240	0 24	468	2.67	2.70	220	0.47

Moyennes : *rayon* : $a = 2{,}295 \times 10^{-5}$ cm. ; *pression* $p = 216{,}2$ mm. ; *perte de masse* : $\mu = -3{,}242 \times 10^{-8}$.

La table I résume les données relatives aux expériences faites à la pression ordinaire. On y trouvera les N^os^ des protocoles les durées de chute primitives t_{pr} et finales t_{fin} des particules (chaque chiffre est la moyenne de huit observations) et les pertes de masse μ ; la durée de chaque expérience (temps écoulé entre la détermination de t_{pr} et t_{fin}) était de 10 minutes. La table II qui se rapporte aux mesures effectuées sous pression réduite, contient les mêmes données que la table I, ainsi que les pressions p de l'air à l'intérieur du condensateur.

La diminution des μ qui résulte d'une diminution de la pression est donc, d'après ces expériences, très grande. Mais si les premières observations sous pression réduite (2me et 3me séries) avaient conduit à des chiffres trop forts par suite de la pression de pulvérisation plus forte, la moyenne de la table II est certainement trop faible. En effet, pendant ces observations, le réservoir se vidait rapidement, la pression de pulvérisation diminuait constamment et les μ diminuaient graduellement (voir les données du § 3 pour les différents groupes de la 7me série). Il sera donc plus prudent de comparer avec la série sous pression ordinaire, non pas toute la 7me série, mais seulement le premier groupe de cinq particules de cette série, ces particules ayant été produites dans les mêmes conditions à peu près que celles de la 6me série. On arrive ainsi au résultat définitif (table III) qui

TABLE III

Pression p	Perte de masse $\mu \times 10^8$
720.0	— 12.485
209.4	— 5.92

prouve *que la perte de masse est proportionnelle* (en première approximation) *au nombre des chocs que la gouttelette subit de la part des molécules gazeuses*, en d'autres termes : *la variation de la masse des particules est due à l'action du bombardement moléculaire. En effet, une diminution de la pression équivaut à une diminution du nombre de molécules qui heurtent la gouttelette.*

(A suivre).