



Membre de UNIVERSITÉ CÔTE D'AZUR 

UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA ANTIPOLIS
PROJET TUTEURÉ DE LICENCE DE PHYSIQUE

ANNÉE 2016

Gouttes de Leidenfrost paramagnétiques

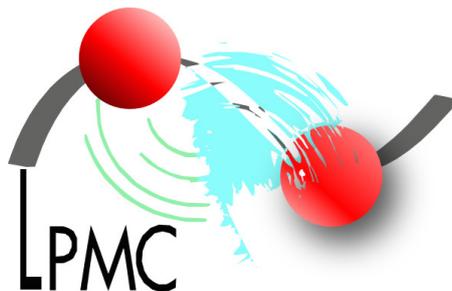
Auteurs :

Christophe D'ANGELO
Pierre MOULIN-TRAFFORT
Mathias RACCA

Encadrants :

Franck CELESTINI
Christophe RAUFASTE

Projet réalisé au *Laboratoire Physique de la Matière Condensée*



13 mai 2016

Sommaire

1	Introduction	1
1.1	Effet Leidenfrost	1
1.2	Contrôle avec un champ magnétique	1
1.3	Plan du rapport	2
2	Champ magnétique d'un aimant permanent cylindrique	3
2.1	Les équations de Maxwell	3
2.2	Analogie avec l'électrostatique	4
2.3	Calcul du champ B	5
3	Caractérisation du piégeage vertical :	
	Étude du seuil de décollage	6
3.1	Énergie potentielle totale de la goutte	6
3.2	Comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales	8
4	Caractérisation du piégeage horizontal :	
	Étude des oscillations de la goutte	9
4.1	Énergie du système et approximation parabolique du puits de potentiel	9
4.2	Pulsation et champ magnétique	10
4.3	Influence de la distance sur la valeur de B	11
5	Conclusion	12

Chapitre 1

Introduction

1.1 Effet Leidenfrost

L'effet Leidenfrost, ou phénomène de caléfaction, a été découvert en 1732 par Herman Boerhaave, un médecin allemand. Il déposa une goutte d'alcool sur du fer chaud et fut surpris que celle-ci ne prenne pas feu. Puis, en 1756, Johann Gottlob Leidenfrost réalisa une expérience, qui consistait à déposer une goutte d'eau dans une cuillère chauffée [1]. Il remarqua qu'au delà d'une température seuil, supérieure à la température d'ébullition de la goutte, celle-ci n'entre plus en ébullition mais lévite, en adoptant une forme sphéroïdale. Ce phénomène est plus courant que l'on ne le croit. Chacun peut observer cet effet chez soi, par exemple en versant de l'eau sur une poêle portée à haute température.

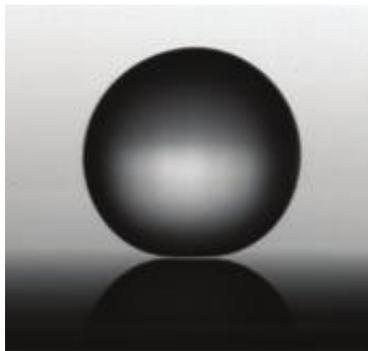


FIGURE 1.1 – Une goutte de Leidenfrost sur son film de vapeur

L'effet Leidenfrost décrit le comportement d'une goutte de liquide déposée sur une plaque portée à une température bien supérieure à la température d'ébullition du liquide. Une goutte soumise à cet effet n'est pas en contact direct avec son substrat car une couche de vapeur s'établit entre eux. La goutte lévite donc sur son propre film de vapeur ce qui va supprimer les frottements entre la goutte et la plaque. Ce film provient de l'évaporation de la goutte ce qui va avoir pour effet de réduire sa taille qui finira par causer sa disparition.

Cet effet présente de nombreuses applications. Il est principalement étudié car il représente un système super-hydrophobe parfait. Des chercheurs ont trouvé une manière de diriger la trajectoire d'une goutte dans une direction précise [2]. Ce sont des gouttes auto-propulsées. Ceci trouve son intérêt dans des systèmes milli et micro-fluidiques.

Mais l'effet de Leidenfrost peut être indésirable car il empêche drastiquement les échanges thermiques entre le substrat et le fluide. Il doit donc aussi être maîtrisé pour des raisons de sécurité dans les centrales nucléaires, en effet si les liquides de refroidissement des cœurs des réacteurs entrent en phénomène de caléfaction, c'est l'accident nucléaire. Et, pour des raisons pratiques, dans la métallurgie, si le refroidissement ne se fait pas correctement la structure du matériau travaillé peut changer et ne pas donner le résultat attendu[3].

1.2 Contrôle avec un champ magnétique

L'idée principale de notre stage est le contrôle d'une goutte de Leidenfrost sous l'effet d'un champ magnétique. Pour cela nous allons utiliser des gouttes paramagnétiques d'oxygène liquide, qui ont été soumises à l'action d'aimants permanents. Le détail des dispositifs expérimentaux est donné sur notre site internet [4], ainsi que les divers résultats et situations étudiées.

L'effet paramagnétique, désigne le comportement d'un milieu matériel qui ne possède pas d'aimantation spontanée mais qui, sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, acquiert une aimantation dirigée dans le même sens que ce champ d'excitation.

Nous allons utiliser l'oxygène liquide car sa température d'ébullition est très basse ce qui nous permet d'étudier l'effet Leidenfrost sur des substrats à température ambiante.

Nous allons coupler ces 2 effets pour notre goutte ce qui va la rendre facilement contrôlable. Il n'y aura plus de contact direct entre le liquide et le substrat de par la caléfaction.

De plus le champ magnétique extérieur va attirer la goutte et modifier sa trajectoire. Nous allons donc étudier l'influence des aimants sur une goutte paramagnétique soumise à une force magnétique.

Trois montages expérimentaux ont été réalisés :

- l'un où la goutte arrive avec une certaine vitesse initiale et où l'aimant est placé sous la plaque. La goutte va être piégée et osciller.
- l'autre où la goutte est au repos et où l'aimant est placé au dessus d'elle, nous avons déterminé le seuil pour lequel la gravité ne prime plus sur la goutte et lui permet de décoller.
- le dernier, où l'on combine les deux effets précédents : une goutte arrivant avec une vitesse initiale et un aimant au dessus d'elle.

Ici nous nous intéresserons seulement aux mouvements de la goutte sur le plan de la plaque et à la verticale de celle-ci, c'est à dire lorsque la goutte est piégée par la force magnétique de l'aimant (montage 1 et 2).

1.3 Plan du rapport

Nous allons étudier l'influence du champs magnétique d'un aimant sur une goutte de Leidenfrost.

- Dans le chapitre 2, nous calculerons le champ magnétique B le long de l'axe d'un aimant permanent cylindrique. Le calcul est basé sur une analogie avec l'électrostatique et sera utile pour les chapitres suivants.
- Dans le chapitre 3, nous étudierons les conditions de décollage d'une goutte initialement au repos, lorsque l'on approche un aimant au dessus. Les expériences sont comparées à un modèle prenant en compte la force magnétique et la gravité.
- Dans le chapitre 4, nous calculerons le champs magnétique en approximant son comportement à celui d'un oscillateur harmonique. Nous étudierons aussi le piégeage d'une goutte posée sur un substrat horizontal par un aimant placé dessous, dans ce cas la goutte oscille autour de sa position de piégeage.
- Puis nous concluons de manière générale dans le chapitre 5

Chapitre 2

Champ magnétique d'un aimant permanent cylindrique

Il est nécessaire pour les chapitres suivants de connaître l'influence du champ magnétique de l'aimant sur la goutte. Notre système est composé d'un aimant permanent dont l'aimantation volumique \vec{M} est homogène. Cet aimant est cylindrique, ce qui nous permet d'utiliser la symétrie cylindrique pour la formule analytique du champ le long de l'axe. Pour cela nous allons faire l'analogie avec l'électrostatique en utilisant le calcul du champ électrique d'un disque uniformément chargé.

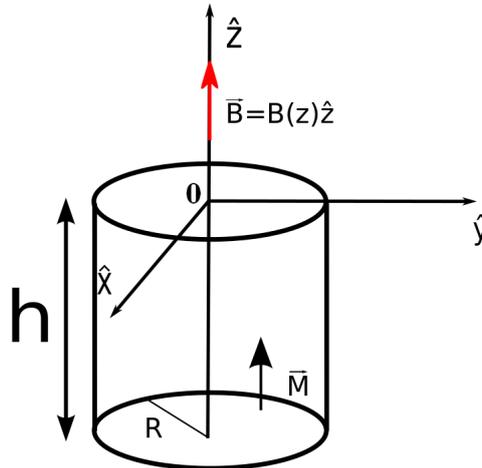


FIGURE 2.1 – Représentation d'un aimant cylindrique de hauteur h , de rayon R et d'aimantation M

2.1 Les équations de Maxwell

Commençons par poser les équations de Maxwell pour notre problème. Ici nous considérerons le cas magnéto-statique dans un milieu aimanté avec \vec{B} le champ magnétique et \vec{M} l'aimantation volumique.

$$\begin{cases} \text{div} \vec{B} = 0 \\ \text{rot} \vec{B} = \mu_0 \text{rot} \vec{M} \end{cases} \quad (2.1)$$

De plus l'excitation magnétique est définie par :

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (2.2)$$

Nous pouvons donc réécrire l'équation :

$$\begin{cases} \text{div} \vec{H} = -\text{div} \vec{M} \\ \text{rot} \vec{H} = \vec{0} \end{cases} \quad (2.3)$$

On remarque que ces équations sont semblables à celles de l'électrostatique :

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \operatorname{rot} \vec{E} = \vec{0} \end{cases} \quad (2.4)$$

en remplaçant \vec{E} par \vec{H} et $\frac{\rho}{\epsilon_0}$ par $-\operatorname{div} \vec{M}$.

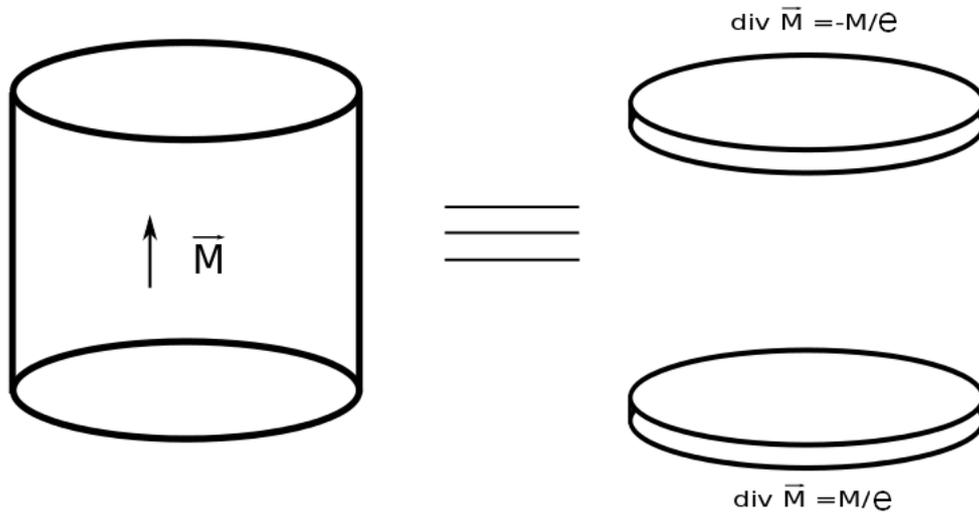


FIGURE 2.2 – Assimilation de l'aimant avec 2 disques en regards

Notre aimant, cylindre de hauteur h , d'aimantation M homogène est équivalent à deux disques aux aimantations linéaires et opposées. Nous pouvons nous permettre de faire cette équivalence car $\operatorname{div} M = 0$ sauf sur les bords.

2.2 Analogie avec l'électrostatique

Avant de calculer le champ B , nous faisons une analogie entre un disque aimanté linéairement et un disque chargé uniformément pour pouvoir utiliser, dans notre problème, un résultat connu d'électrostatique. En effet comme nous aurons les mêmes conditions limites, nous aurons les mêmes solutions.

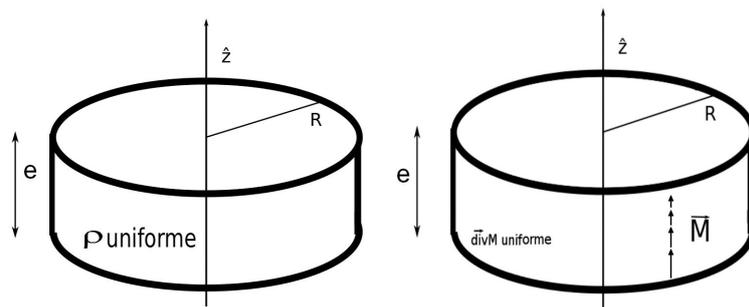


FIGURE 2.3 – Représentation d'un disque chargé, la charge totale vaut $\iiint \rho dV = \sigma \pi R^2$; et son problème magnétostatique équivalent où $\iiint_V \operatorname{div}(\vec{M}) dV = \iint_S \vec{M} \cdot d\vec{S} = -\pi R^2 M$

– On va calculer la charge totale d'un cylindre uniformément chargé de rayon R et de hauteur e :

$$\frac{Q}{\epsilon_0} = \iiint_{\text{cylindre}} \frac{\rho}{\epsilon_0} dV = \pi R^2 \frac{\rho e}{\epsilon_0} = \pi R^2 \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

car $\rho = \sigma/e$; avec ρ la densité volumique de charge et σ la densité surfacique de charge.

Maintenant on va considérer que e tend vers 0, de cette manière la charge devient :

$$\frac{Q}{\epsilon_0} = \iint_{\text{disque}} \frac{\sigma}{\epsilon_0} dS = \pi R^2 \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

On peut donc bien faire l'équivalence entre ρ et σ lorsque l'on passe de la charge d'un problème en volume à un problème en surface.

- On va considérer maintenant un disque aimanté linéairement. Nous savons que l'aimantation évolue de 0 à e de façon linéaire, nous pouvons donc en déduire que $\text{div} \vec{M} = \frac{M}{e}$, constante sur une hauteur e . Soit :

$$\iiint_{\text{cylindre}} -\text{div}(\vec{M}) dV = \pi R^2 M$$

Nous pouvons donc faire l'équivalence entre M et $\frac{\sigma}{\epsilon_0}$. On peut maintenant calculer le champ \vec{B} grâce à ce travail préalable.

2.3 Calcul du champ B

Le calcul pour un disque uniformément chargé est équivalent au calcul pour un disque linéairement aimanté. Pour ces 2 cas nous avons respectivement :

$$\begin{cases} E(z) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} f(z) \\ H(z) = M f(z) \end{cases} \quad (2.5)$$

Nous allons maintenant chercher à déterminer la fonction $f(z)$. En effet les équations sont linéaires cela signifie qu'il existe une unique solution $f(z)$ pour notre problème.

L'aimant, cylindre de rayon R et de hauteur h , est donc assimilable, pour le calcul du champ, à 2 disques parallèles chargés distant d'une longueur h .

Le calcul du champ électrique le long de l'axe d'un disque de charge surfacique σ est connu [5] :

$$E(z) = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right) \quad (2.6)$$

Si on ajoute en $z = -h$, un deuxième disque de densité de charge surfacique $-\sigma$ le champ résultant vaudra alors :

$$\begin{aligned} E_T(z) &= \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right) - \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{h+z}{\sqrt{(h+z)^2 + R^2}} \right) \\ E_T(z) &= \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \left(\frac{h+z}{\sqrt{(h+z)^2 + R^2}} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right) \end{aligned}$$

On en déduit donc $f(z)$:

$$f(z) = \frac{1}{2} \left(\frac{h+z}{\sqrt{(h+z)^2 + R^2}} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right)$$

Par l'analogie discutée précédemment on en déduit l'expression du champ H créée par un aimant cylindrique uniformément chargé :

$$H(z) = \frac{M}{2} \left(\frac{h+z}{\sqrt{(h+z)^2 + R^2}} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right)$$

À partir de cette équation nous allons pouvoir calculer de manière théorique le champ B en fonction de la hauteur :

$$B(z) = \frac{\mu_0 M}{2} \left(\frac{h+z}{\sqrt{(h+z)^2 + R^2}} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right) \quad (2.7)$$

Chapitre 3

Caractérisation du piégeage vertical : Étude du seuil de décollage

Dans cette partie nous allons placer la goutte sans vitesse initiale sur la plaque puis amener un aimant au dessus d'elle. Nous allons nous intéresser à la hauteur critique pour laquelle la force magnétique prend le dessus sur la gravité. Cela permet de voir la goutte se décoller de la plaque pour être piégée par l'aimant. Pour cela nous allons étudier l'énergie potentielle totale de la goutte qui prend en compte à la fois les effets magnétiques et la gravité.

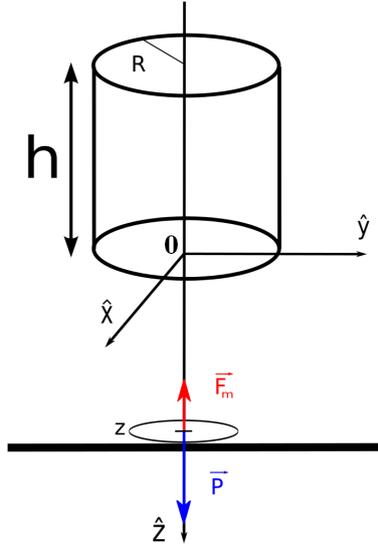


FIGURE 3.1 – Aimant de rayon R et de hauteur h , placé à une distance z au dessus d'une goutte de Leidenfrost

3.1 Énergie potentielle totale de la goutte

On note z la distance aimant-goutte, telle que définie sur la figure 3.1. L'énergie potentielle de pesanteur volumique est donnée par :

$$E_{pp} = -\rho g z$$

Tandis que l'énergie magnétique volumique [6] est :

$$E_M = -\frac{\chi}{2\mu_0} B^2(z)$$

où $B(z)$ est le champ créé à la distance z de l'aimant (figure 3.1). Celui-ci a été calculé au chapitre 2 prenant en compte le rayon R et la hauteur h de l'aimant. Nous pouvons donc en déduire la formule de l'énergie potentielle totale par unité de volume :

$$E_{pT} = -\rho g z - \frac{\chi\mu_0 M^2}{8} \left(\frac{H+z}{\sqrt{(H+z)^2 + R^2}} - \frac{z}{\sqrt{(z^2 + R^2)}} \right)^2$$

À partir de cette formule nous traçons l'énergie potentielle totale de la goutte en fonction de la distance entre l'aimant et la goutte. Nous avons fait cela pour chaque aimant à notre disposition (figure 3.2).

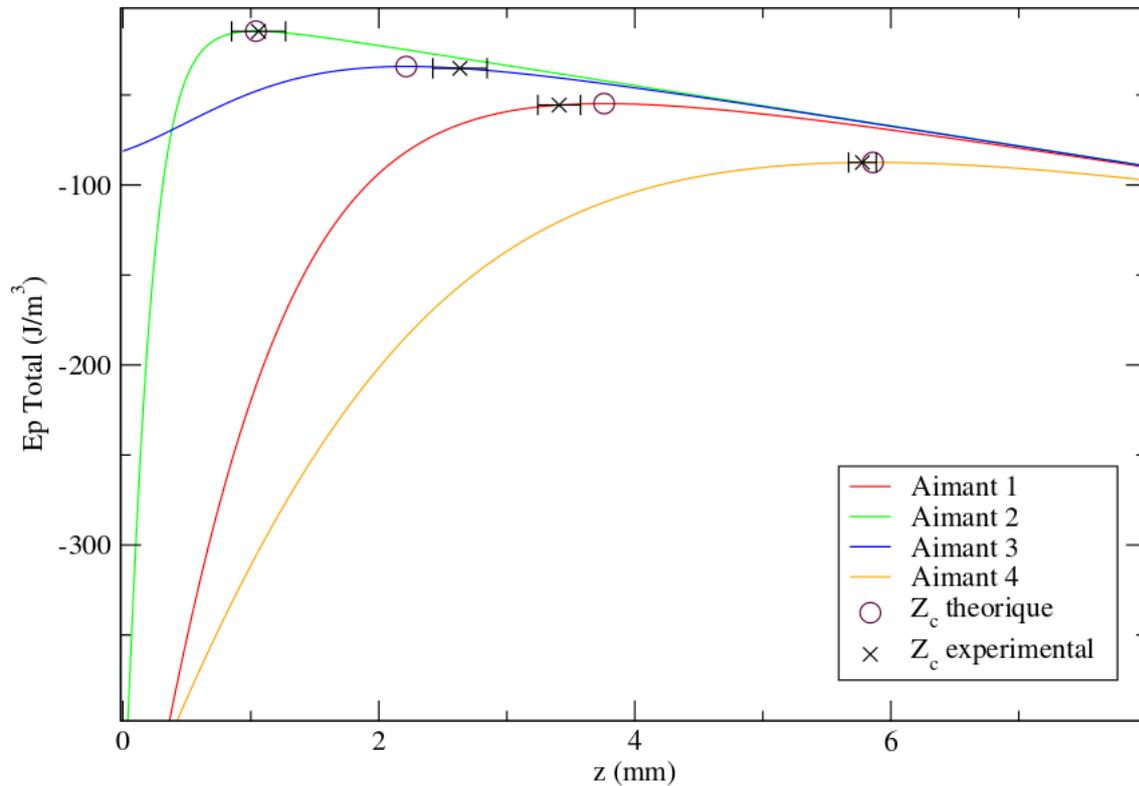


FIGURE 3.2 – Variation de l'énergie potentielle induite par différents aimants en fonction de la hauteur. Les aimants 1 à 4 ont des hauteurs et diamètres, en millimètre, respectifs de 8.47-5, 1-1, 1-5 et 10-10.

On constate que pour chaque géométrie d'aimant l'énergie potentielle présente un maximum. On note z_c la distance correspondante, qu'on a pu déterminer graphiquement :

- Pour $z = z_c$, la force magnétique est égale à la force de gravité.
- Pour $z > z_c$, c'est la gravité qui domine.
- Pour $z < z_c$, c'est la force magnétique qui prend le dessus, on s'attend donc au décollage de la goutte.

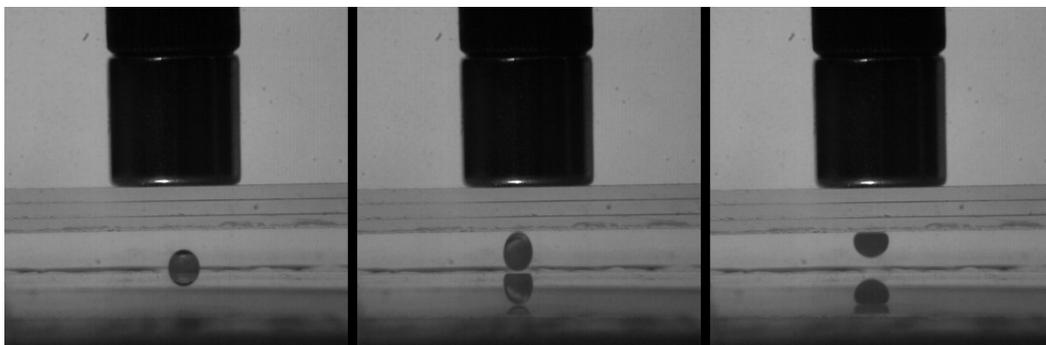


FIGURE 3.3 – Décollage de la goutte lors de l'approche de l'aimant

3.2 Comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales

Nous allons chercher à tester les prédictions pour le piégeage vertical et donc déterminer expérimentalement z_c pour chaque aimant. Pour ce faire nous avons utilisé un dispositif expérimental détaillé sur le site internet [4]. Dans un premier temps, l'aimant est éloigné pour que la gravité de la goutte domine sur le champ magnétique. Puis on approche l'aimant jusqu'à observer le décollage de la goutte : ce qui nous permet de mesurer expérimentalement z_c . Nous avons réalisé plusieurs mesures ce qui nous permet de trouver une valeur moyenne ainsi que son incertitude. Ces valeurs sont représentées dans le graphique 3.2 où nous les comparerons avec les valeurs théoriques.

Nous pouvons observer que pour tous les aimants nos résultats expérimentaux coïncident avec les résultats attendus. Il existe donc une distance critique pour laquelle l'énergie magnétique est plus grande que l'énergie potentielle de pesanteur. On peut remarquer que cette distance va dépendre de la géométrie de l'aimant. Nous avons donc un modèle qui permet de prévoir la hauteur critique pour tout aimant cylindrique avec comme paramètre la hauteur et le rayon.

Chapitre 4

Caractérisation du piégeage horizontal : Étude des oscillations de la goutte

Dans cette partie, la goutte reste au contact d'une plaque horizontale et est piégée par la présence d'un aimant sous la plaque. Initialement la goutte a une énergie cinétique et va donc osciller autour de sa position d'équilibre. Nous avons mesuré ces oscillations sur la plaque pour le même aimant (voir le site pour plus de détails [4]) et avons mesuré l'énergie de notre système pour établir un modèle.

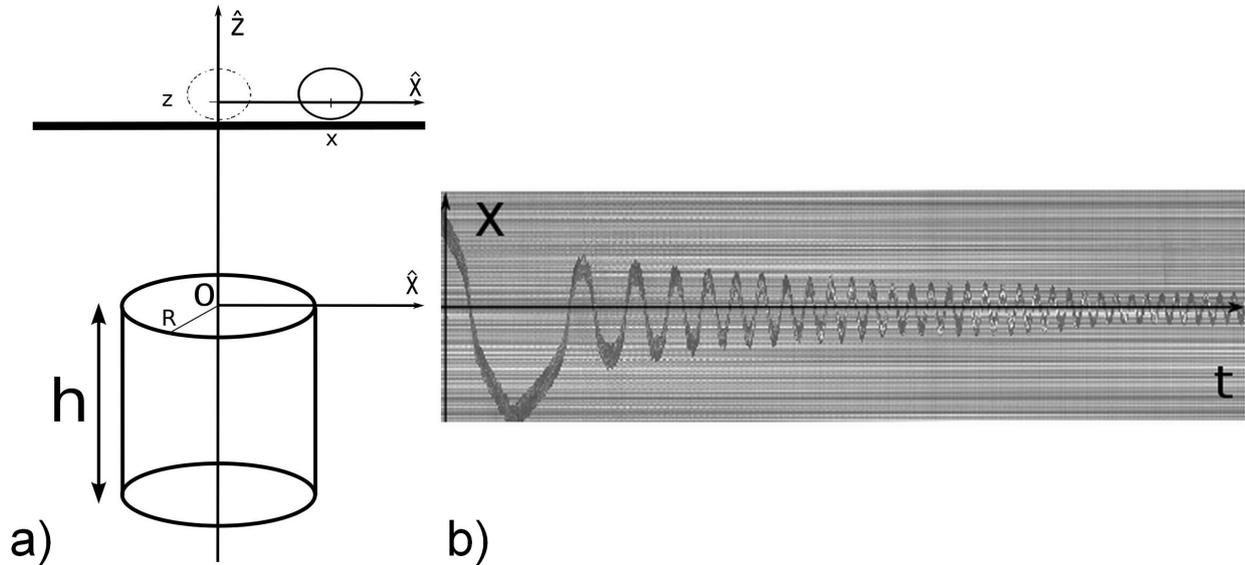


FIGURE 4.1 – a) Schéma du montage expérimental à z fixé, les traits en pointillés sont pour la position d'équilibre de la goutte.

b) Position de la goutte selon x , en fonction du temps, pour une expérience type.

4.1 Énergie du système et approximation parabolique du puits de potentiel

Dans cette partie, on se place dans un système constitué d'une goutte dont le comportement décrit des oscillations lorsque celle-ci est soumise à un champ magnétique. Nous supposons que la goutte va décrire une trajectoire horizontale rectiligne selon x . Nous pouvons donc approximer le comportement de la goutte à un système masse-ressort. Ici la goutte est piégée par le champ magnétique de l'aimant (c'est la force magnétique qui fait office de force de rappel). Nous avons donc besoin de calculer le champ magnétique d'un aimant sur la goutte pour trouver l'énergie potentielle magnétique du système.

Nous avons déjà vu que l'énergie magnétique volumique est [6] : $E_M = -\frac{\chi}{2\mu_0} B(x)^2$. Ici on va se placer à z fixé et s'intéresser au champ selon l'axe de la plaque.

Le champ magnétique est maximal au centre de l'aimant, on le note B_0 , il est calculé au chapitre 2 et il va décroître en s'éloignant du centre. On fait une approximation parabolique de l'énergie potentielle magnétique

en écrivant :

$$B^2(x) = B_0^2 \left(1 - \left(\frac{x}{l_m} \right)^2 \right)$$

où l_m est une longueur caractéristique de la décroissance du champ suivant x . Pour la suite on prendra l_m de l'ordre de $2R$ avec R le rayon de l'aimant. En notant V le volume de la goutte, nous avons :

$$E_m(x) = -\frac{\chi}{2\mu_0} B_0^2(z) V + \frac{\chi}{2\mu_0} B_0^2(z) V \left(\frac{x}{l_m} \right)^2$$

On constate par analogie avec un système masse-ressort que l'on peut définir une constante de raideur effective k :

$$k = \frac{\chi B_0^2(z) V}{\mu_0 l_m^2}$$

Avec la même analogie, et en prenant la masse de la goutte $m = \rho V$, ρ étant la masse volumique du liquide, la pulsation de l'oscillation s'écrit :

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{B_0(z)}{l_m} \sqrt{\frac{\chi}{\mu_0 \rho}} \quad (4.1)$$

Pour la suite on prendra $\sqrt{\frac{\rho \mu_0}{\chi}} = 0,63975$ S.I., calculée pour l'oxygène liquide.

4.2 Pulsation et champ magnétique

Les expériences ont été effectuées avec un aimant de diamètre 5 mm et de hauteur 8,47 mm.

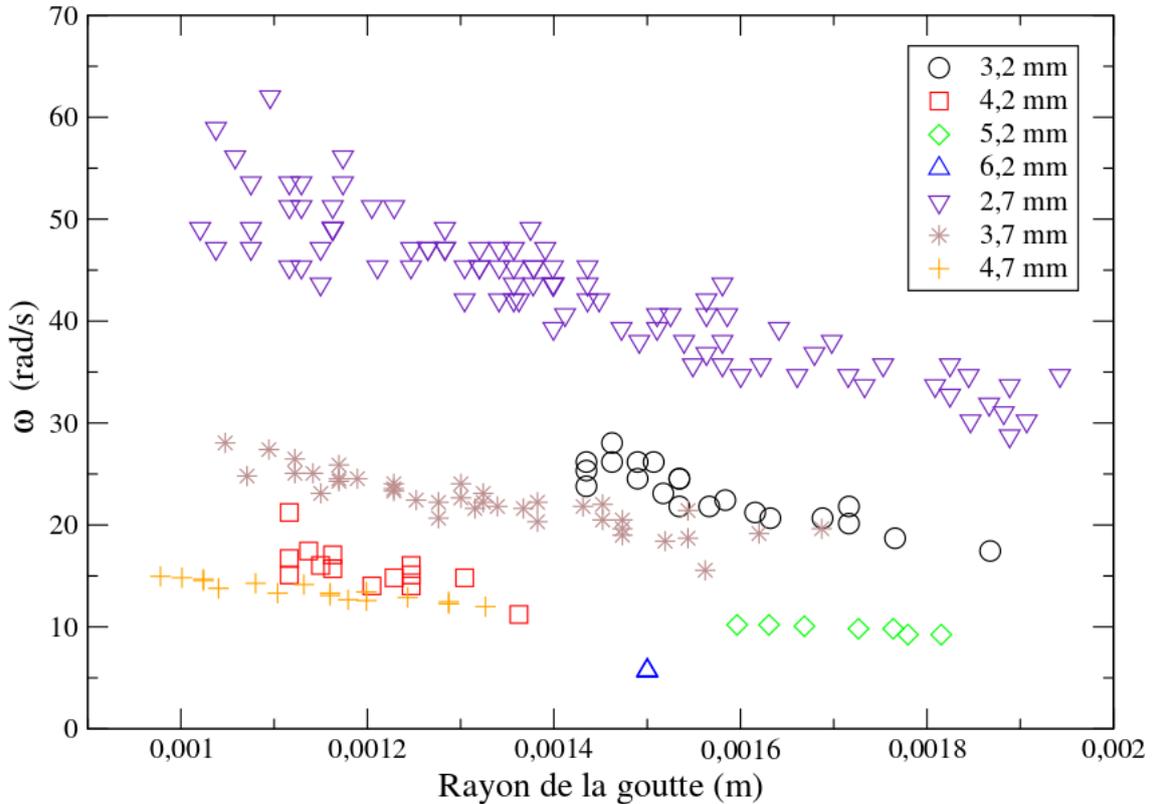


FIGURE 4.2 – Pulsation de la goutte en fonction de son rayon pour plusieurs distances goutte/aimant z

Pour une distance z donnée entre la goutte et l'aimant nous pouvons observer que la goutte s'évapore au cours du temps, donc le rayon diminue. Nous pouvons alors remarquer une augmentation de la pulsation.

Pour des distances différentes entre l'aimant et la goutte, on peut remarquer que lorsque z diminue la pulsation augmente.

Pour chaque distance z , nous avons mesuré une valeur moyenne de ω ainsi que l'écart-type de la série de la mesure ce qui va nous permettre de calculer le champ attendu par le modèle (équation 4.1) :

$$B_0(z) = \omega(z)l_m \sqrt{\frac{\rho\mu_0}{\chi}}$$

On prendra $l_m = 2R$.

Pour avoir ω_{moyen} nous avons recentré ces résultats sur une plage de rayon commune à l'ensemble de nos séries de mesures. Nous choisissons une valeur centrale pour le rayon qui est une bonne approximation du rayon moyen pour chaque distance z . De cette manière le rayon de la goutte n'est plus à prendre en compte.

En effet ω ne dépend pas du rayon dans notre équation mais c'est expérimentalement le cas puisque l'énergie magnétique dépend du volume.

4.3 Influence de la distance sur la valeur de B

À l'aide des ω_{moyen} déterminés expérimentalement, nous calculons la valeur du champ B associé. Sur la figure 4.3, nous faisons apparaître également la valeur théorique obtenue à l'aide de l'équation (2.7) du chapitre 2. Grâce à la figure 4.3, on peut se rendre compte que la distance a une influence sur la valeur de la pulsation du système. De plus à l'aide de l'équation (4.1) on sait que la pulsation est reliée au champ magnétique. Par conséquent c'est la distance z qui a une influence sur le champ magnétique.

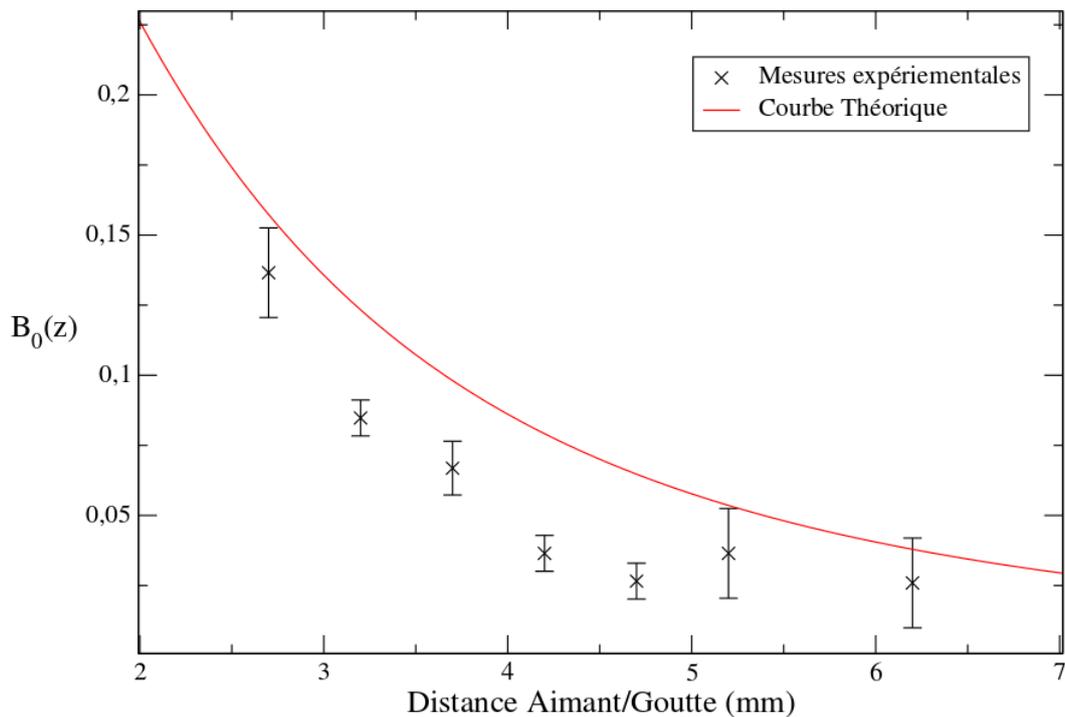


FIGURE 4.3 – Champ magnétique en fonction de la distance entre l'aimant et la goutte

Ici nous pouvons nous rendre compte que nos valeurs expérimentales sont en accord avec les valeurs théoriques attendues. Cependant un léger décalage existe entre elles. Ce décalage peut être expliqué par la valeur choisie pour l_m , notre longueur caractéristique, valeur que nous avons peut être légèrement sous-estimée.

Chapitre 5

Conclusion

Tout au long de notre projet, nous avons pu par la détermination du champ magnétique, le long de l'axe de l'aimant, proposer une étude du piégeage de notre goutte de Leidenfrost paramagnétique. Dans ce rapport nous avons insisté sur la modélisation théorique du piégeage que nous avons par la suite vérifié expérimentalement.

Afin d'étudier ce piégeage nous avons dans un premier temps calculé une expression du champ B dans la géométrie cylindrique. Pour se faire nous avons fait l'analogie avec un problème de l'électrostatique. Une fois le champ B calculé nous avons pu déterminer par deux approches énergétiques les distances de décollage et les pulsations des gouttes de Leidenfrost. Ces deux paramètres nous ont permis par la suite de définir les conditions de piégeage vertical et de piégeage horizontal que nous avons pu vérifier expérimentalement.

Une fois ces conditions limites obtenues nous avons proposé un modèle théorique de piégeage vertical et horizontal. En ce qui concerne l'étude verticale, nous nous sommes intéressés à la dualité force magnétique, force de pesanteur. Lorsque la force magnétique est supérieure à la force de pesanteur la goutte décolle. On peut alors définir une distance critique de décollage. Pour l'étude horizontale, cette fois-ci, c'est l'inertie qui s'oppose à l'énergie magnétique. Cette compétition entre ces deux énergies amène la goutte à osciller, mettant alors en évidence la pulsation qui confirme la concordance de nos résultats expérimentaux et théoriques.

On pourra combiner l'étude de ces deux paramètres en faisant arriver une goutte avec une énergie cinétique sous un aimant pour pouvoir observer le saut de celle-ci au dessus d'un obstacle. Grâce à notre étude, nous avons pu déterminer un modèle qui nous aurait permis de nous intéresser également à l'influence de la géométrie des aimants sur le piégeage des gouttes de Leidenfrost.

Remerciements

Nous tenons à remercier nos encadrants Christophe Raufaste et Franck Celestini de nous avoir guidé tout au long de ce projet ainsi que pour leurs soutiens lors de la rédaction du rapport. Nous voulons aussi remercier les membres de l'atelier mécanique du LPMC, notamment Frédéric Lippi, pour leurs aides lors de la conception des composants des montages expérimentaux et Bernard Gay-Para, du service informatique, pour son aide lors de la création du site internet.

Références

- [1] K. Geoffroy, *Contrôle et dynamique d'objets capillaires : impact d'un jet sur un film liquide et effet d'un champ électrique sur une goutte en caléfaction*. PhD thesis, Université de Nice, LPMC, 2014.
- [2] P. Keyvan, D. T. Baptiste, C. Christophe, and Q. David, "Reshaping and capturing leidenfrost drops with a magnet," 2013.
- [3] C. Franck and K. Geoffroy, "Effect of an electric field on a leidenfrost droplet," 2012.
- [4] M.-T. Pierre, R. Matthias, and D. Christophe, "Gouttes de leidenfrost paramagnétiques." <http://physique.unice.fr/sem6/2015-2016/PagesWeb/PT/Leidenfrost/index.html>, 2016.
- [5] B. M, F. J.P, and R. J, *Cours de physique, Electromagnétisme 4, milieux diélectriques et milieux aimantés*. Dunod, 1984.
- [6] P. Keyvan, C. Christophe, and Q. David, "Magnetic control of leidenfrost drops," 2012.