

# MP50 – INSTABILITÉS

30/03/2022

Jean-Maxime Schlachter & Léa Bessonart

## Commentaires du jury

Jusqu'en 2021, le titre était *Instabilités et phénomènes non linéaires*.

## Bibliographie

- ↗ *Fruchartidon* → VI.1.3 Pendule double-puits, pp487-489.
- ↗ *Électronique expérimentale*, **Krob** → Oscillateur de Van der Pol p170.
- ↗ *Thermodynamique*, **Diu** → Supplément G : états métastables et nucléation. Voir la nucléation homogène.
- ↗ *Composition de physique (A) Agrégation 2019* → Partie C Surfusion. Partie B Pendule anharmonique pour la culture ou proposer un nouveau montage.
- ↗ *Jolidon* → VI.3 Instabilité de Rayleigh-Plateau, pp451-471.
- ↗ *Une introduction à la dynamique des fluides*, **Rieutord** → Pour en savoir plus sur les instabilités hydro.
- ↗ *Hydrodynamique physique*, **GHP** → Idem. Et Rayleigh-Plateau.
- ↗ *Problème de physique (C) Agrégation 2012* → Capillarité. Partie III Instabilité de Saffman-Taylor (digitation visqueuse). Partie V Instabilité MHS de ferrofluides (compétition magnétisme / tension de surface).
- ↗ *Physique hors de l'équilibre : instabilité et régulation*, **Fauve** → [https://www.academie-sciences.fr/pdf/membre/s111011\\_1](https://www.academie-sciences.fr/pdf/membre/s111011_1)  
Notes sur les instabilités en général, même en bio!

## Expériences

- ☛ Oscillateur de Van der Pol
- ☛ Instabilité de Rayleigh-Plateau
- ☛ Pendule double puits
- ☛ Surfusion de l'étain

## Introduction

Nous allons étudier quelques phénomènes d'instabilité, qui se produisent lorsque le système devient extrêmement sensible à une perturbation extérieure. Le système peut transiter vers une nouvelle position d'équilibre, ou bien vers un état dynamique permanent.

Les instabilités peuvent avoir des effets négatifs, tels que la génération de bruit ou de vibrations à cause de la turbulence d'un écoulement. Dans certains cas cependant, les instabilités peuvent être mises à profit ; par exemple pour créer des oscillations dont la fréquence sert de base de temps, la production champ magnétique terrestre qu'on suppose provenir d'une instabilité dynamo, l'instabilité paramétrique pour l'encensoir de la cathédrale de Saint-Jacques-de-Compostelle... Ce sera également le cas de notre seconde expérience.

Lancer l'acquisition de la température pour la surfusion de l'étain.

## I Changement de position statique stable

On s'intéresse ici à un pendule pesant double puits. Il est composé d'un pendule pesant dont la masse à une extrémité est ferromagnétique ; on place deux aimants en U identiques de façon symétrique par rapport à la position verticale du pendule, à la distance  $d$ . Le potentiel ressenti par la masse du pendule est

$$V(\theta) = -f(d)\theta^2 + \frac{\theta^4}{4} ; f(d) \in \mathbb{R} \quad (1)$$

$f(d)$  est une fonction positive difficile à obtenir de façon analytique car dépend du champ magnétique créé par les aimants. On va supposer que  $f$  est une fonction décroissante de  $d$ , de sorte que la force magnétique ressentie augmente lorsqu'on rapproche les aimants de la masse (aimants à l'infini soit  $r = 0$  : la position d'équilibre du pendule est verticale). Ce potentiel est utilisé pour modéliser la transition fourche supercritique qu'on va observer (un point stable

devient instable et deux points stables apparaissent), voir le Frucharlidon pp488-489.

Représenter le potentiel par une contribution du poids qui est quadratique pour les petits angles ( $\cos \theta$ ) + une contribution magnétique qui engendre deux puits.

L'expérience nécessite d'abord l'étalonnage du capteur de position angulaire. Sa sortie est une tension qu'on mesure grâce à un voltmètre. Pour le capteur utilisé, on règle le zéro à la position d'équilibre aimants à l'infini, soit  $\theta = 0$ . On relève ensuite la tension pour différents angles  $\pm\theta$  puis on fait la moyenne des tensions mesurées. Ceci a pour effet de diminuer l'incertitude sur l'angle lors de l'étalonnage.

On rapproche ensuite les aimants, on mesure leur position vis-à-vis de la verticale du pendule, puis on lâche le pendule à partir d'une position telle que le pendule passe par un des aimants dès sa première oscillation<sup>1</sup>. Les nouveaux points fixes correspondent aux angles  $\pm\theta$  tels que la masse soit entre l'axe du pendule et l'aimant, ou même dans l'aimant. Dans nos essais, on a vu qu'une position du pendule est privilégiée : quelle que soit la condition initiale  $\theta(t = 0)$ , le pendule rejoignait l'aimant du côté droit. Inverser les aimants n'a pas eu d'effet. On conclut un mauvais équilibrage du pendule. En tous cas,  $\theta = 0$  n'est plus la position que prend le système. En approchant les aimants très près du pendule lorsqu'il est immobile à  $\theta = 0$ , celui-ci est attiré naturellement vers un des aimants. La position  $\theta = 0$  est devenue instable.

Même si on passe par une phase d'oscillations, le pendule adopte une certaine position après un temps infini. On passe donc d'une position statique stable à une nouvelle position statique stable. On a en plus montré que l'ancienne position est devenue instable.

On a vu qu'une position stable d'un système pouvait évoluer vers une autre position stable. On va maintenant s'intéresser au cas où l'instabilité conduit pas à une nouvelle position d'équilibre. Le système va évoluer dans le temps de façon permanente.

## II Oscillations auto-entretenues

### II.A Caractérisation de l'élément non linéaire

Le but ici est d'illustrer expérimentalement les instabilités dans un circuit électronique décrit par l'équation de Van der Pol. Cette équation décrit des oscillations auto-entretenues pour un certain jeu de paramètres.

L'équation de Van der Pol est non-linéaire ; pour apporter une non-linéarité on utilise un élément non-linéaire<sup>2</sup> dont la sortie est un polynôme de degré 3 de l'entrée. Le montage se trouve p167 du Krob ; comme il nécessite une ALI, deux multiplieurs, 4 résistances et qu'on a une place limitée sur la table, on peut utiliser le boîtier P42.46 où il est déjà monté. L'entrée de l'élément non-linéaire est une tension  $e_{NL}$  qu'on choisit sinusoïdale de même fréquence que celle de l'oscillateur étudié plus loin, la résistance reliée à l'entrée non inverseuse de l'ALI et pas reliée à la masse est mise à un potentiel  $V_0 \neq 0$  par rapport à la masse, grâce à une alimentation stabilisée.

Ne pas oublier l'alimentation à  $V_0$  sinon le terme linéaire est nul.

Avec  $K$  la constante de multiplication des multiplieurs, la sortie de l'élément non-linéaire est alors

$$s_{NL} = \left[ -\frac{R_{4n}}{R_{3n} + R_{4n}} \frac{R_{1n} + R_{2n}}{R_{1n}} K V_0 \right] e_{NL} + \left[ \frac{R_{2n}}{R_{1n} K^2} \right] e_{NL}^3 \equiv \alpha e_{NL} + \beta e_{NL}^3 \quad (2)$$

Les paramètres du circuit sont :

- $R_{1n} = R_{3n} = 5 \text{ k}\Omega$
- $R_{2n} = 75 \text{ k}\Omega$

1. Les frottement risquent d'empêcher l'évolution spontanée vers les aimants si ces derniers ne sont pas extrêmement proches de la masse.

2. Le mot a le mérite d'être explicite.

- $R_{4n} = 2.25 \text{ k}\Omega$
- $V_0 = 0.5 \text{ V}$   $K = 0.1 \text{ V}^{-1}$

On s’attend donc à

$$\alpha = -0.248 \quad ; \quad \beta = 0.150 \text{ V}^{-2}$$

On observe l’entrée et la sortie en mode XY sur un oscilloscope. On pourrait déterminer expérimentalement  $\alpha$  et  $\beta$  à partir de cette figure (voir Krob p169), mais l’étude des non-linéarités n’est pas l’objet de ce montage.

Pour vérifier la forme de la non-linéarité, on peut procéder en plus à l’analyse de la transformée de Fourier (voir Krob). Pour une entrée sinusoïdale de pulsation  $\omega$ , le spectre de l’élément non-linéaire ne devrait comporter que 2 raies, en  $\omega/2\pi$  et  $3\omega/2\pi$ <sup>3</sup>. Nous avons observé plusieurs composantes, celles de plus grande amplitude étant de fréquence 0,  $\omega/2\pi$  et  $3\omega/2\pi$ .

Par cette procédure, l’élément NL est caractérisé à vide. Rien ne garantit que sa caractéristique reste la même une fois dans le montage. Il est plus pertinent de faire l’étude de cet élément avec la résistance  $R_{NL}$  en série avec l’élément non-linéaire et une résistance en parallèle comme dans le montage de l’oscillateur de Van der Pol pour montrer qu’on obtient une résistance négative sous certaines conditions. Dans ce rapport, ce dipôle est appelé dipôle d’amplification<sup>a b</sup>.

- a. Pas de nom officiel, pas traité dans le Krob.  
 b. Merci à Hervé Gayvallet pour cette remarque et la modélisation du dipôle!

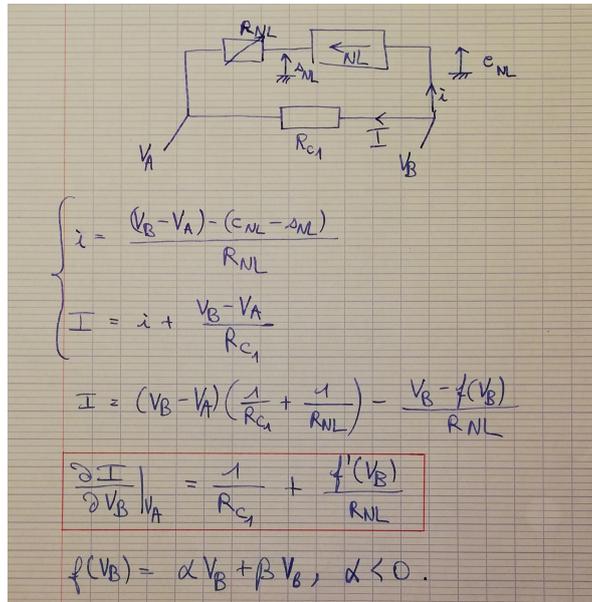


FIGURE 1 – Étude de la résistance du dipôle d’amplification.

Pour étudier le dipôle d’amplification, on lui impose une entrée  $V_B - V_B$ . Le calcul de l’intensité circulant dans chaque maille donne accès à la résistance du dipôle d’amplification :

$$\left. \frac{\partial I}{\partial V_B} \right|_{V_A} = \frac{1}{R_{C1}} + \frac{\alpha + 2\beta V_B^2}{R_{NL}}$$

Ceci donne la condition sur  $R_{NL}$  et  $V_B$  pour que la résistance du dipôle soit négative :

$$R_{NL} < -R_{C1} (\alpha + 2\beta V_B^2)$$

Cette relation peut se voir comme une condition sur le potentiel  $V_B$ . Pour que la résistance soit négative :

$$V_B^2 < -\frac{\alpha R_{C1} + R_{NL}}{2\beta R_{C1}}$$

Cette équation n’admet pas de solution physique si  $R_{NL} \geq -\alpha R_{C1}$  : la résistance du dipôle d’amplification est donc positive et ce dipôle va amortir la tension une fois ajouté au circuit de l’oscillateur harmonique.

3. On observe une composante continue si l’entrée présente un offset.

$R_{NL} < -\alpha R_{C1}$  est en fait la condition dans le régime linéaire du dipôle d'amplification. Cette condition n'a donc rien à voir avec le caractère non-linéaire de l'élément utilisé. La non-linéarité est à l'origine du changement de signe de la résistance du dipôle d'amplification lorsque  $V_B$  passe en-dessous d'un certain seuil donné par la condition précédente. En conclusion, la linéarité de l'oscillateur de Van der Pol fait croître le signal (initié par le bruit), donnant lieu à l'instabilité alors que la non-linéarité stabilise l'amplitude du signal.

↓ *Le dipôle d'amplification étant caractérisé, on va l'intégrer dans un oscillateur harmonique amorti pour entretenir ses oscillations.*

## II.B Oscillateur de Van der Pol

L'oscillateur de Van der Pol est obtenu en insérant le dipôle d'amplification dans un système bouclé constituant un oscillateur harmonique. Ceci donne un oscillateur harmonique amorti. Le dipôle d'amplification va, sous une certaine condition, amplifier les oscillations lorsqu'elles sont de faible amplitude.

Le montage est donné p171 du Krob. Les valeurs des composants sont :

- $R = 1 \text{ k}\Omega$
- $R_{C1} = 100 \text{ k}\Omega$
- $R_1 = R_2 = 10 \text{ k}\Omega$
- $C_1 = C_2 = 0.1 \text{ }\mu\text{F}$

Maintenant, on note  $s$  la tension de sortie du premier ALI (hors élément NL) et  $u$  la tension de sortie du dernier ALI. Le second ALI est un amplificateur inverseur permettant de changer le signe de la tension  $s$ , de sorte que la tension  $u$  s'écrive (il y a un signe  $-$  sans l'inverseur)

$$u = \frac{1}{R_2 C_2} \int_{t_0}^t s(u) du \quad (3)$$

L'étude de  $(u, s)$  revient donc à tracer le portrait de phase et observer facilement si on a des oscillations ou non, avec l'apparition d'un cycle limite.

Il est préférable pour ce montage d'observer en mode *Normal* pour voir la forme des oscillations naissantes.

L'équation de Van der Pol écrite pour ce système est <sup>4</sup>

$$\frac{d^2 s}{dt^2} - \varepsilon \omega_0 \left[ 1 - \left( \frac{s}{s_0} \right)^2 \right] \frac{ds}{dt} + \omega_0^2 s = 0 \quad (4)$$

avec

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}} ; s_0 = \sqrt{-\frac{\alpha R_{C1} + R_{NL}}{3\beta R_{C1}}} ; \varepsilon = -\sqrt{\frac{R_1 R_2 C_2}{C_1}} \frac{\alpha R_{C1} + R_{NL}}{R_{NL} R_{C1}} \quad (5)$$

Cette équation explique l'entretien d'oscillations grâce à son terme non-linéaire (le signe devant la dérivée première peut être opposé à celui de la dérivée nullième).

- $0 < \varepsilon \ll 1$ ,  $s(t) < s_0$  : l'amortissement est négatif et  $s(t)$  croît. Le système étant en fonctionnement autonome, les bruits sont amplifiés. Seulement, cette amplification sera faible dans ce cas et les oscillations sont quasi-sinusoidales (l'équation décrit à peu près un oscillateur harmonique).
- $1 < \varepsilon$  : le taux de croissance devient plus important. On obtient des oscillations de relaxation de période proportionnelle à  $\varepsilon/\omega_0$  quand  $\varepsilon \gg 1$ .
- $\varepsilon < 0$  : la trajectoire dépend des conditions initiales. Le point  $(0;0)$  de l'espace des phases est stable, donc l'oscillateur ne démarre pas sur du bruit uniquement.

4. Krob l'obtient sans grande démonstration en reconnaissant un oscillateur harmonique formé par le circuit sans  $R_{C1}$ ,  $R_{NL}$  et l'élément non-linéaire;  $R_{C1}$  introduit un terme de frottements.

On souhaite observer une instabilité donnant naissance à des oscillations initiées à partir de bruit. Ce bruit est d’amplitude très faible; il correspond au point (0;0) de l’espace des phases. Son amplification et l’apparition des oscillations se fait au changement de signe de  $\varepsilon$  pour une résistance

$$R_{NL} \leq -\alpha R_{C1} (= 24.8 \text{ k}\Omega) \tag{6}$$

On va donc diminuer  $R_{NL}$  de sorte que  $\varepsilon$  devienne positif et vérifie  $0 < \varepsilon \ll 1$ . On observe le portrait de phase en mode (X, Y) sur un oscilloscope. On voit le point fixe qui se déstabilise.

Le dipôle d’amplification amplifie donc le bruit : pour une valeur  $R_{NL} > -\alpha R_{C1}$ , le bruit n’est pas amplifié; au contraire si  $R_{NL} \leq -\alpha R_{C1}$ , le bruit est amplifié et les oscillations démarrent. L’instabilité est due au fait que la résistance du dipôle d’amplification peut être négative pour un signal d’amplitude très faible (régime linéaire du dipôle); l’amplitude du signal est contrôlée par la caractéristique non-linéaire du circuit <sup>a</sup>.

a. Alors que pour un pont de Wien la limite vient de la NL de l’ALI utilisé.

On compare la valeur expérimentale de  $R_{NL,c}^{exp}$  à la valeur théorique; on peut en déduire  $\alpha^{exp}$ .

On peut vérifier que l’amplitude des oscillations quasi-sinusoïdales vaut

$$s_0 = 4 \sqrt{-\frac{\alpha}{3\beta} - \frac{R_{NL}}{3\beta R_{C1}}} \tag{7}$$

On trace donc  $s_0^2/16 = f(R_{NL})$ , ce qui donne accès à  $\alpha$  et  $\beta$  par une régression linéaire.

↓ *Nous avons abordé des instabilités qui ont nécessité des systèmes expérimentaux sophistiqués. On va voir que des instabilités peuvent apparaître dans la vie de tous les jours.*

### III Instabilités par effets de tension de surface

#### III.A Instabilité de Rayleigh-Plateau

Il s’agit d’une instabilité qu’on peut observer tous les jours et qui est liée au coût énergétique de la formation d’une interface. Cette instabilité se manifeste par la fragmentation d’une colonne d’eau en gouttes <sup>5</sup>.

L’expliquer avec les mains : minimisation de la surface en considérant une perturbation sinusoïdale. Calcul fait dans le Jolidon.

Comment naît l’instabilité? Les mouvements de l’air ambiant, les interactions du jet avec l’orifice de sortie... perturbent le rayon du jet; on considère que cette perturbation est un bruit aléatoire qui excite une certaine gamme de fréquences spatiales. Le calcul montre que certains modes axisymétriques sont instables alors que les modes non axisymétriques sont stables. En particulier, il faut que le bruit excite une longueur d’onde telle que le système soit instable instable pour qu’il y ait apparition de l’instabilité.

L’instabilité qui se développe le plus vite correspond à la longueur d’onde <sup>6</sup>

$$\lambda_{max} \simeq 9.02 r_0 \tag{8}$$

Elle s’établit au bout d’un temps

$$\tau_{max} \simeq 2.91 \sqrt{\frac{\rho r_0^3}{\gamma}} \tag{9}$$

Si  $v_0 \tau < L$  où  $L$  est la hauteur de la colonne non déstabilisée, les perturbations au niveau de l’orifice ne sont pas suffisantes pour exciter le mode le plus instable.

Les effets qui ne sont pas pris en considération dans le modèle de l’instabilité de Rayleigh-Plateau sont :

5. Elles n’ont pas toutes la même taille ni le même espacement car il y a d’une part l’instabilité mise en valeur par le développement linéaire qu’on présente ici et d’autre part, les gouttes satellites qui sont plus petites et correspondant à des instabilités non linéaires.

6. 1) Hypothèses : colonne non perturbée de rayon  $r_0$ ; masse volumique uniforme  $\rho$ ; pas d’effets de viscosité ni de pesanteur; écoulement incompressible. 2) Etude de NS dans le réf du jet qui est à vitesse uniforme dans le cas non perturbé. Résolution : la divergence de NS donne  $\Delta p = 0$  puis on considère  $p$  perturbée, puis on utilise la loi de Laplace pour la pression en surface comme conditions aux limites. On en déduit l’accélération locale puis le rayon à partir de la vitesse radiale. On obtient le relation de dispersion des instabilités axisymétriques.

- la viscosité. On introduit le nombre d'Ohnesorge  $Oh = \nu \sqrt{\rho/\gamma r_0}$  qui compare les effets de la viscosité et de l'accélération locale. Effets de la viscosité : augmentation de la longueur d'onde de la perturbation qui apparaît le plus vite et l'apparition se fait après un temps plus long. Avec un jet de 1 mm de diamètre, ce nombre est de l'ordre de  $5 \times 10^{-3}$ , ce qui justifie la simplification du modèle de l'écoulement.
- l'instabilité de Kelvin-Helmholtz car on a une interface entre deux liquides qui ne vont pas à la même vitesse. Il faut  $\rho_{\text{air}} v_0^2 r_0 / \gamma \ll 1$  pour observer seulement l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Nous avons obtenu une vitesse  $v_0 \simeq 10 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , ce qui donne un rapport de l'ordre de  $7 \times 10^{-5}$ .
- l'effet de la pesanteur : sans viscosité ni tension de surface, on applique le théorème de Bernoulli à la colonne stable à l'altitude  $Z$ , ce qui donne  $v_0(z) \simeq v_0 \left(1 + \frac{gz}{v_0^2}\right)$  si  $g\Delta z_{\text{champ}}/v_0^2 \ll 1$ . Cette condition doit être vérifiée pour que, sur un champ de hauteur  $z$ , le poids n'induisse pas un espacement supplémentaire entre les gouttes et que le référentiel du jet puisse être considéré comme étant galiléen. L'observation se fait sur une hauteur  $\Delta z_{\text{champ}}$  de l'ordre du centimètre, la condition n'est pas vérifiée avec la vitesse mesurée.

↓ On a vu un premier exemple mettant en jeu des effets de tension de surface, on va passer à un nouvel exemple d'instabilités.

### III.B Métastabilité

On s'intéresse au phénomène de transition de phases. Dans les tables, des valeurs de température de transitions de phases à pression atmosphérique sont tabulées. Dans les faits, il est possible de maintenir une phase stable dans une certaine gamme de températures telle que sa fonction enthalpie libre est convexe vis-à-vis de la taille des germes. Pour ce faire, on peut jouer sur les effets de tension de surface et la compétition entre entropie et énergie de formation d'une interface liquide/solide. Si on considère que la température est fixe et maintenue à la température du milieu ambiant, et de même pour la pression, on peut étudier l'influence de l'apparition de germes sphériques de rayon  $r$  à l'intérieur du liquide sur le potentiel enthalpie libre :

$$G^0(r; T) = m g_l(T) + \frac{4\pi r^3}{3 v_s} (g_s(T) - g_l(T)) + 4\pi r^2 \gamma_{SL}(T) \tag{10}$$

Représenter graphiquement  $G^0 = G^0(r; T)$  !

Ce potentiel admet deux extrema

$$r = 0 \quad ; \quad r = r_c = \frac{2\gamma_{LS} v_s}{g_l - g_s} \tag{11}$$

La formation d'un germe, de probabilité proportionnelle à  $\exp -G^0/k_B T$  (voir une note du supplément G du Diu), va provoquer la transition de phase en fonction du rayon du germe. Cette métastabilité se voit expérimentalement par la diminution de la température sous la température de fusion attendue, sans apparition du plateau de solidification. Ce n'est qu'après que la température soit suffisamment basse pour que l'enthalpie libre du système favorise la formation de germes plus gros qu'il y aura solidification. La température remonte alors à la température de solidification et on observe le tant attendu palier de température. Augmenter la température a donc rendu la phase liquide suffisamment instable pour qu'il y ait transition de phase.

Pour faire l'expérience, on fait le suivi de la température lors du refroidissement d'étain à l'état liquide au moyen d'un thermocouple de type K. Gratter la surface du liquide avant de refroidir, les impuretés favorisant la nucléation du solide.

Attention, l'expérience est dynamique : la température du système varie au cours du temps, ce qui n'est pas le même cadre que celui du modèle. Celui-ci permet quand même d'appréhender ce qu'il se passe dans le liquide. Une autre conséquence de la nature dynamique de la transformation est que le temps de réponse du thermocouple utilisé doit être inférieur au temps caractéristique de la dynamique du système (phases de descente de la température sous la température de transition de phase et de remontée de la température).

## Conclusion

Nous avons étudié plusieurs instabilités ; et illustré qu'elles interviennent dans des domaines variés. Ces quelques expériences ne sont qu'un aperçu de l'ensemble des instabilités découvertes. Nous aurions pu montrer l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui modifie la forme des nuages ou provoque des rides à la surface de l'eau, l'instabilité MHS des ferrofluides... Enfin, un point que nous n'avons pas abordé dans ce montage est le test de la robustesse de ces instabilités : modifier les propriétés des instabilités est compliqué puisque les instabilités vérifient des critères stricts.

## Manip surprise

Déterminer la participation de la masse d'un ressort dans la dynamique de ses oscillations.

Matériel : Ressort, potence, masses, petits aimants en néodyme, bobine, oscilloscope, balance.

- La fréquence des oscillations en fonction de la masse qu'on accroche au ressort vérifie

$$T^2 = 4M^2 \frac{M + m_{\text{eff}}}{k}$$

où  $M$  est la masse suspendue au ressort.

- Pour mesurer la fréquence des oscillations de façon précise, on ne fait pas les mesures à l'œil. On place un aimant sous la masse ; le mouvement de l'aimant dans la bobine engendre une fém de même fréquence que l'oscillation. On règle le système de façon à ce que l'aimant entre et sorte de la bobine durant une période pour maximiser la fém et la position d'équilibre hors de la bobine. On choisit des masses faibles pour améliorer la précision.
- On relève la fréquence pour différentes masses.
- En décomposant le ressort par une infinité de ressorts élémentaires, par une étude énergétique, on trouve que  $\omega^2 = f(M)$  est une droite de pente  $1/k$  et que la masse du ressort conduit à une ordonnée à l'origine  $m_{\text{ressort}}/3k$ .

## Questions

- Définition d'instabilité ?
- Expliquer en quoi ces expériences illustrent la notion d'instabilité.
- Quelle est l'influence de la hauteur à laquelle la masse passe dans les entrefers des aimants ? Quelle est la forme du champ  $B$  dans l'entrefer, où est-il maximal ? → Le potentiel ressenti par la masse dépend de l'intensité du champ magnétique. L'allure du diagramme de bifurcation n'est pas modifiée selon que la masse passe dans une partie de l'aimant ou une autre.
- Van der Pol : pourquoi s'agit-il d'un oscillateur non-linéaire ? → On peut décomposer le circuit en un oscillateur harmonique (les trois ALI avec la capa du premier), le bloc en parallèle de la capa ajoute le terme d'amortissement non-linéaire.
- En quoi le tracé de  $s_{\text{NL}}$  en fonction de  $e_{\text{NL}}$  montre que l'élément NL introduit un comportement de résistance négative ? → On doit étudier le comportement du dipôle d'amplification. La caractéristique à vide de l'élément non-linéaire donne la forme de  $f(V_B)$  qui permet l'obtention d'une résistance négative car  $\alpha < 0$ .
- Pourquoi prendre un oscillateur non-linéaire comme deuxième expérience ? Pourquoi ne pas se faciliter la vie avec un pont de Wien par exemple ? → Ca marche aussi avec un pont de Wien. Qu'est-ce qu'on a ici qu'il n'y a pas dans le pont de Wien ? → On a une non-linéarité intrinsèque et progressive pour le Van der Pol. Pour le pont de Wien, la non-linéarité vient de l'AO. Elle est plus brusque au démarrage et s'arrête à 15V brusquement aussi : l'effet de la non-linéarité est plus brutal.
- Surfusion : pourquoi une augmentation de la température après que la phase liquide devienne instable ? → La solidification est exothermique (cf signe de la chaleur latente de fusion).
- Comment s'assurer qu'on puisse observer la surfusion ? → Il faut que le temps de réponse du thermocouple soit bien plus faible que le temps d'existence du phénomène mis en évidence (le creux de la courbe  $T = f(t)$ ).
- L'enthalpie libre  $G$  est-elle la bonne fonction ici ? → Il faudrait plutôt considérer le potentiel enthalpie libre  $G^0$  qui est  $G$  pour le système {Étain} à l'équilibre  $(P, T)$  avec son environnement. Corrigé dans le rapport.

## Remarques

- Bien insister sur ce qui devient instable afin de montrer que les expériences entrent dans le cadre du montage.
- L'oscillateur de Van der Pol est compliqué, on peut plus simple. Par exemple, un pont de Wien fait la même chose (amplification du bruit puis oscillations auto-entretenues). Seulement, dans le cas du Van der Pol, c'est la caractéristique NL du circuit qui limite l'amplitude alors que pour le pont de Wien c'est la NL de l'ALI qui limite l'amplitude.

- L'expérience se fait en dynamique ( $T$  varie), donc la formule pour le rayon critique de nucléation n'est pas vraiment valable, puisqu'elle est valable en statique c'est à dire une situation qui correspond à faire varier le rayon d'un germe en maintenant la pression  $P$  et la température  $T$  constantes.
- La caméra n'était pas adaptée pour filmer les gouttes ; il faut absolument prendre une caméra rapide.
- Autres manip : décollement de la couche limite, passage d'un écoulement laminaire à turbulent à l'aide d'une soufflerie et de fils placés sur un profil d'aile. Les turbulences agitent les fils. Également, passage de laminaire à turbulent dans un écoulement de Poiseuille, mis en évidence par un colorant. Le  $Re$  correspondant à la transition est aux environs de 1000. Aussi, les instruments à vent convertissant une pression constante (souffle du musicien) en onde sonore. On peut aussi souffler à l'entrée d'une bouteille pour produire un son.