Expérience n°10 – PENDULES COUPLÉS

Domaine: Mécanique

Lien avec le cours de Physique Générale:
Cette expérience est liée aux chapitres suivants du cours de Physique Générale:

- Physique I, Chapitre 3: Dynamique : Newton, force et action
- Physique I, Chapitre 7: Mouvement harmonique et résonance
- Physique II, Chapitre 5: Mouvement de rotation

Objectif général de l'expérience

L'objectif de cette expérience est d'**étudier le mouvement oscillatoire de deux pendules couplés** (reliés par un ressort). Cette expérience est complémentaire à l'expérience N°9 "Pendules mécaniques" et se fera généralement à la suite de cette dernière. L'expérience se déroule en trois parties:

- Dans un premier temps, un pendule unique sera étudié, ce qui permettra de revoir la notion de **pendule physique**.
- Dans un deuxième temps, un second pendule identique sera relié au premier par un ressort et **les mouvements oscillatoires caractéristiques de ces deux pendules couplés** seront étudiés.
- Dans une troisième partie, la **constante de rappel du ressort** sera mesurée par deux méthodes différentes.

1 Introduction

1.1) Pendules : rappels et définitions (voir aussi Exp. 9 "Pendules mécaniques")

En physique, un pendule est un **corps solide pouvant osciller autour d'un point ou d'un axe fixe** et qui, écarté de sa position d'équilibre, y retourne en oscillant sous l'effet d'une force, par exemple la gravité. Le mot pendule donné par Huygens (1629-1695) vient du latin *pendere*, qui signifie "pendre".

Un pendule est animé d'un **mouvement périodique** caractérisé par son **amplitude** A (écartement maximal par rapport à la position d'équilibre) et par sa **période** T (durée d'un cycle d'oscillation). La **fréquence** d'oscillation ν correspond à l'inverse de la période ($\nu = 1/T$). La **fréquence angulaire** ou **pulsation** ω est donnée par $\omega = 2\pi\nu$. Généralement, la période d'un pendule dépend de l'amplitude de son mouvement. Lorsque la période d'oscillation est indépendante de l'amplitude, on parle d'**isochronisme**.

Un pendule simple (ou mathématique) constitue la représentation idéale du pendule le plus simple possible, dont la masse considérée comme ponctuelle est fixée à l'extrémité d'un fil inextensible ou d'une tige rigide, de masse nulle. Son mouvement est décrit par la 2$^{\text{ème}}$ loi de Newton de la dynamique. Au contraire, le pendule physique constitue une représentation plus réelle qui tient compte de la répartition spatiale de la masse du corps suspendu, caractérisée par son moment d'inertie. Le mouvement d'un pendule physique est décrit par le théorème du moment cinétique qui décrit le mouvement de rotation d'un corps autour d'un axe.

Pour plus de détails sur les pendules et en particulier sur la théorie du mouvement d'un pendule individuel, se référer à l'introduction de l'expérience N°9 "Pendules mécaniques".

1.2) Pendules couplés

Lorsque deux pendules mécaniques sont reliés entre eux, par exemple par l'intermédiaire d'un ressort, de nouveaux mouvements particuliers apparaissent par rapport au mouvement unique du pendule individuel. Parmi les différents mouvements possibles, trois cas sont particulièrement intéressants à observer et seront décrits théoriquement dans la section 2.2.1:

i) Les deux pendules ont le même mouvement (ils oscillent en phase). On parle d'un **mode de vibration symétrique**.
ii) Les deux pendules ont à l'origine des positions opposées et oscillent à la même fréquence en opposition de phase. On parle d'un **mode de vibration anti-symétrique**.
iii) L'un des deux pendules est initialement au repos. L'autre pendule en mouvement voit alors ses oscillations s'amortir, au profit du premier, jusqu'à son arrêt total, le premier atteignant alors son amplitude maximale. Puis l'effet inverse se produit, et ainsi de suite, l'énergie mécanique étant alternativement transférée d'un pendule à l'autre. On observe un phénomène de **battements**.

Un mouvement quelconque des pendules peut être décrit comme une combinaison des deux premiers cas, qu'on appelle les **modes propres de vibration** des pendules.

2 Principe général de l'expérience

2.1) Le mouvement d'un pendule physique

L'équation du mouvement du pendule physique est obtenue par l'intermédiaire du **théorème du moment cinétique** du système qui décrit le mouvement de rotation d'un corps autour d'un axe:

$$\frac{d\vec{\boldsymbol{L}}_0}{dt} = \vec{\boldsymbol{\tau}}_0 \ , \qquad \text{(Eq. 1)}$$

où $\vec{\boldsymbol{L}}_0 = I_0\vec{\boldsymbol{\omega}}$ est le moment cinétique, I_0 le moment d'inertie par rapport à l'axe de rotation, $\vec{\omega}$ est le vecteur de vitesse angulaire et $\vec{\boldsymbol{\tau}}_0$ est le moment de la force extérieure $\vec{\boldsymbol{F}}$. Dans le cas du pendule unique, le seul moment de force extérieure agissant sur le système est le moment du poids $\tau_0 = Mgl$, où M est la masse totale du pendule et la distance l est sa longueur réduite, correspondant à la distance entre l'axe de rotation et le centre de masse du pendule complet (cylindre et tige), qui s'obtient à partir des masses m_c et m_t du cylindre et de la tige constituant le pendule, ainsi que des longueurs ε, l' et l_t illustrées sur la Figure 1 .

$$l = \frac{m_c l' + m_t\, l_t/2}{m_c + m_t} + \varepsilon \ , \qquad \text{(Eq. 2)}$$

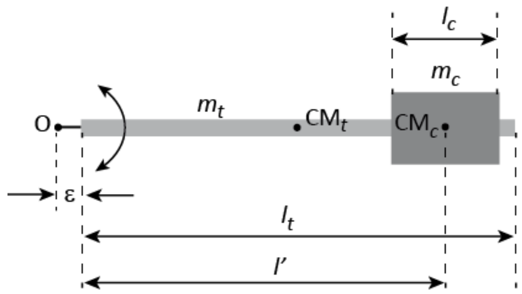

Figure 1: Schéma du pendule physique utilisé pour l'expérience des pendules couplés. CM = centre de masse.

L'application du théorème du moment cinétique à ce système permet d'obtenir l'équation du mouvement:

$$\boxed{\ddot{\theta}+\frac{Mgl}{I_0}\sin\theta=0}\ , \qquad \text{(Eq. 3)}$$

où $\theta(t)$ est l'angle de déviation du pendule par rapport à sa position de repos. Dans l'**approximation des petits angles** (θ <<1), une solution analytique peut être obtenue et le mouvement est décrit par une oscillation sinusoïdale périodique:

$$\theta(t)=\theta_0\sin\left(\omega t+\alpha\right)\ , \qquad \text{(Eq. 4)}$$

où $\theta_0=\theta(t=0)$ est l'angle de déviation maximal du pendule. La période du pendule physique alors est donnée par:

$$\boxed{T=\frac{2\pi}{\omega}=2\pi\sqrt{\frac{I_0}{Mgl}}}\ . \qquad \text{(Eq. 5)}$$

On constate que la période des oscillations est indépendante de l'amplitude du mouvement. On parle alors d'**isochronisme**. Ceci n'est valable que dans l'approximation des petits angles ($\sin\theta\approx\theta$) qui a été utilisée pour résoudre l'équation du mouvement (Eq. 3). Dans le cas général où le mouvement n'est pas limité à de petites amplitudes, la période d'oscillation dépend de l'amplitude du mouvement. C'est le **défaut d'isochronisme** (voir Expérience N°9 "Pendules mécaniques").

Dans cette expérience, on fera attention à se placer dans le cas isochrone, c'est-à-dire qu'on utilisera des petits angles (θ< 5°).

2.2) Equations du mouvement de deux pendules couplés

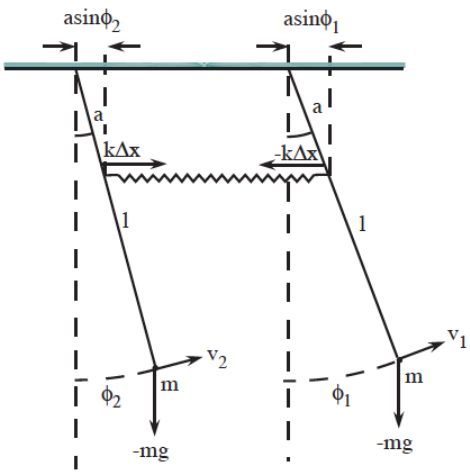

Figure 2: Schéma de deux pendules couplés par un ressort de constante *k*.

Considérons deux pendules qui sont couplés par un ressort horizontal de constante de rappel *k* situé à une distance *a* de l'axe de rotation (Figure 2). La force de rappel d'un ressort est proportionnelle à l'élongation Δx du ressort par rapport à sa position d'équilibre:

$$\vec{F}=-k\Delta\vec{x}\ . \qquad \text{(Eq. 6)}$$

Δx est calculé par des considérations géométriques en se plaçant dans l'approximation des petits angles (voir Figure 2) :

$$\Delta x=\left\|\Delta\vec{x}\right\|=a(\sin\theta_1-\sin\theta_2)\approx a(\theta_1-\theta_2)\ . \qquad \text{(Eq. 7)}$$

Comme pour le pendule unique, les équations du mouvement s'obtiennent en appliquant le théorème du moment cinétique (Eq. 1). Dans le cas du mouvement d'un pendule unique, le seul moment de force $\vec{\boldsymbol{\tau}}$ à considérer était dû au poids du pendule. Le ressort entre les deux pendules ajoute un moment de force supplémentaire, dû à la force de rappel du ressort, qui s'écrit pour le pendule 1:

$$\vec{\boldsymbol{\tau}}_0 = \vec{\boldsymbol{a}} \times \vec{\boldsymbol{F}} = -ka^2(\theta_1 - \theta_2)\vec{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{z}} \ . \qquad \text{(Eq. 8)}$$

Le théorème du moment cinétique permet de déterminer les équations du mouvement des deux pendules:

- Pendule 1**:**

$$\frac{dL_O}{dt} = \frac{d}{dt}\left(I_O\omega\right) = I_O\frac{d}{dt}\left(\dot{\theta}_1\right) = I_O\ddot{\theta}_1 = \tau_0 = -Mgl\sin\theta_1 - ka^2(\theta_1 - \theta_2) \ \Rightarrow$$

$$\boxed{\ddot{\theta}_1 + \frac{Mgl}{I_O}\sin\theta_1 + \frac{ka^2}{I_O}(\theta_1 - \theta_2) = 0} \ . \qquad \text{(Eq. 9)}$$

- Pendule 2**:**

$$\frac{dL_O}{dt} = \frac{d}{dt}\left(I_O\omega\right) = I_O\frac{d}{dt}\left(\dot{\theta}_2\right) = I_O\ddot{\theta}_2 = \tau_O = -Mgl\sin\theta_2 + ka^2(\theta_1 - \theta_2) \ \Rightarrow$$

$$\boxed{\ddot{\theta}_2 + \frac{Mgl}{I_O}\sin\theta_2 - \frac{ka^2}{I_O}(\theta_1 - \theta_2) = 0} \ . \qquad \text{(Eq. 10)}$$

Dans l'approximation des petits angles (θ_1, θ_2 <<1), les équations du mouvement suivantes sont obtenues:

$$\begin{cases} \ddot{\theta}_1 + \dfrac{Mgl}{I_O}\theta_1 + \dfrac{ka^2}{I_O}(\theta_1 - \theta_2) = 0 \\ \ddot{\theta}_2 + \dfrac{Mgl}{I_O}\theta_2 - \dfrac{ka^2}{I_O}(\theta_1 - \theta_2) = 0 \end{cases} . \qquad \text{(Eq. 11)}$$

Ces **équations** sont dites **couplées**: le mouvement du pendule 1 a un effet sur le pendule 2 et vice-versa. Il est possible de résoudre ce système d'équations en posant:

$$\begin{cases} \phi_1 = \theta_1 + \theta_2 \\ \phi_2 = \theta_1 - \theta_2 \end{cases} . \qquad \text{(Eq. 12)}$$

Le système d'équations devient alors:

$$\begin{cases} \ddot{\phi}_1 = -\dfrac{Mgl}{I_O}\phi_1 \\ \ddot{\phi}_2 = -\dfrac{Mgl + 2ka^2}{I_O}\phi_2 \end{cases} . \qquad \text{(Eq. 13)}$$

dont les solutions sont donnés par :

$$\begin{cases} \phi_1(t) = A_1\cos(\omega_1 t + \delta_1) \\ \phi_2(t) = A_2\cos(\omega_2 t + \delta_1) \end{cases} . \qquad \text{(Eq. 14)}$$

avec

$$\boxed{\omega_1 = \sqrt{\frac{Mgl}{I_O}}} , \qquad \text{(Eq. 15)}$$

$$\boxed{\omega_2 = \sqrt{\frac{Mgl + 2ka^2}{I_O}}}, \qquad \text{(Eq. 16)}$$

et A_1, A_2, δ_1, δ_2 sont des constantes déterminées par les conditions initiales. En revenant maintenant aux variables initiales, les solutions de l'équation du mouvement sont:

$$\begin{cases} \theta_1(t) = A_1\cos(\omega_1 t + \delta_1) - A_2\cos(\omega_2 t + \delta_2) \\ \theta_2(t) = A_1\cos(\omega_1 t + \delta_1) - A_2\cos(\omega_2 t + \delta_2) \end{cases}. \qquad \text{(Eq. 17)}$$

2.2.1 Types de mouvement particuliers

On distingue trois types de mouvements particuliers selon les conditions initiales:

- **Oscillations symétriques**

Cette situation correspond au cas où les deux pendules sont lâchés simultanément avec le même angle de départ, sans vitesse initiale:

$$\begin{aligned} &\theta_1(0) = \theta_2(0) = \theta_0 \\ &\dot{\theta}_1(0) = \dot{\theta}_1(0) = 0 \end{aligned}. \qquad \text{(Eq. 18)}$$

Les solutions des équations du mouvement (Eq. 17) deviennent alors:

$$\boxed{\theta_1(t) = \theta_2(t) = \theta_0\cos(\omega_1 t)}. \qquad \text{(Eq. 19)}$$

Il s'agit d'une **oscillation en phase des deux pendules** (Figure 3a), à une **fréquence ω_1 identique à celle d'un pendule unique** (Eq. 4). Dans ce cas particulier, le **couplage ne joue aucun rôle**, puisque le ressort reste toujours dans le même état de tension. Il est alors naturel qu'on retrouve la période du pendule individuel.

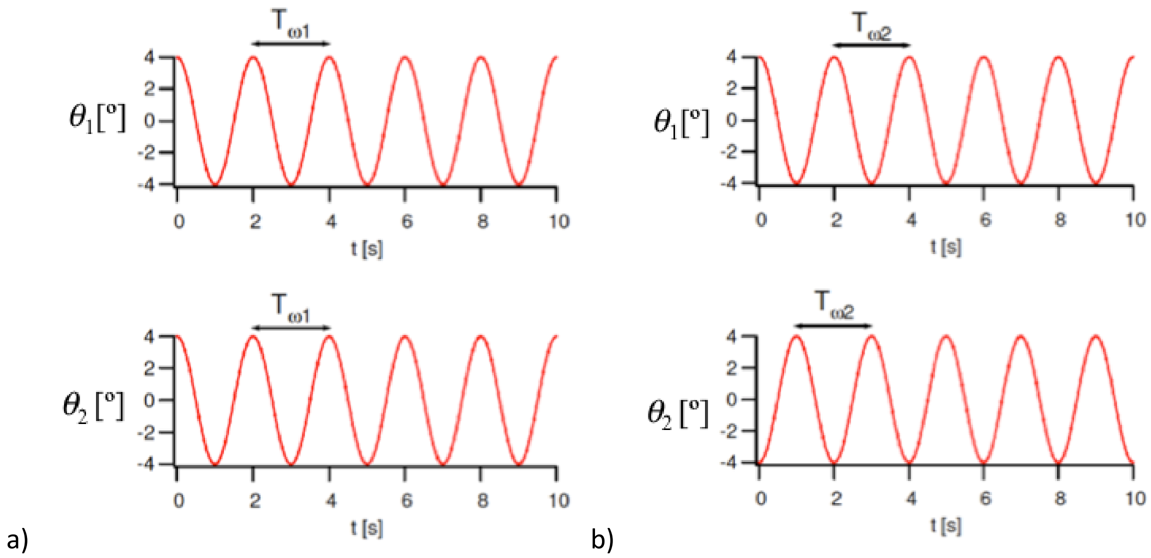

Figure 3: Modes propres de deux pendules couplés: a) oscillations symétriques; b) oscillations anti-symétriques.

- **Oscillations anti-symétriques**

Cette situation correspond au cas où les deux pendules sont lâchés simultanément avec un même angle de départ, mais en direction opposée, et sans vitesse initiale:

$$\begin{aligned} &\theta_1(0)=\theta_0 \\ &\theta_2(0)=-\theta_1(0)=-\theta_0 \\ &\dot{\theta}_1(0)=\dot{\theta}_2(0)=0 \end{aligned} \quad . \tag{Eq. 20}$$

Les solutions des équations du mouvement (Eq. 17) deviennent alors :

$$\boxed{\theta_1(t)=-\theta_2(t)=\theta_0\cos(\omega_2 t)} \, . \tag{Eq. 21}$$

Il s'agit encore une fois d'une **oscillation à une fréquence identique ω_2 pour les deux pendules**, mais **en opposition de phase** (Figure 3b). La période vaut dans ce cas-là $T_{\omega 2}=2\pi/\omega_2=2\pi\sqrt{I_O/\left(Mgl+2ka^2\right)}$. Contrairement au cas précédent, le couplage joue ici un rôle, en diminuant la période d'oscillation (ou augmentant la fréquence) par rapport au cas du pendule unique.

- **Battements**

Cette situation correspond au cas où un des pendules est lâché d'un angle donné sans vitesse initiale, alors que le deuxième pendule est laissé à l'équilibre:

$$\begin{aligned} &\theta_1(0)=\theta_0 \\ &\theta_2(0)=0 \\ &\dot{\theta}_1(0)=\dot{\theta}_2(0)=0 \end{aligned} \quad . \tag{Eq. 22}$$

La solution des équations du mouvement (Eq. 17) devient alors:

$$\boxed{\begin{cases} \theta_1(t)=\theta_0\cos\left(\dfrac{\omega_2-\omega_1}{2}t\right)\cdot\cos\left(\dfrac{\omega_2+\omega_1}{2}t\right) \\ \theta_2(t)=\theta_0\sin\left(\dfrac{\omega_2-\omega_1}{2}t\right)\cdot\sin\left(\dfrac{\omega_2+\omega_1}{2}t\right) \end{cases}} \, . \tag{Eq. 23}$$

Le mouvement des deux pendules est caractérisé par deux fréquences caractéristiques $(\omega_2-\omega_1)/2$ et $(\omega_2+\omega_1)/2$. Nous remarquons que si le moment de force dû au ressort est faible par rapport à celui dû au poids, alors $\omega_2-\omega_1<<\omega_2+\omega_1$ ce qui implique qu'une des composantes du mouvement varie lentement (celle de fréquence $(\omega_2-\omega_1)/2$), alors que l'autre varie rapidement (celle de fréquence $(\omega_2+\omega_1)/2$).

On observe alors que les pendules oscillent à la fréquence élevée $(\omega_2+\omega_1)/2$ et que l'amplitude de leurs oscillations est modulée à la faible fréquence $(\omega_2-\omega_1)/2$.

Le déphasage de $\pi/2$ entre le sinus et le cosinus dans les expressions (Eq. 23) traduit le phénomène de **battements** entre les deux pendules: lorsqu'un pendule a son amplitude maximale, l'autre est à l'arrêt (Figure 4). L'énergie mécanique est progressivement transférée à chaque oscillation d'un pendule à l'autre par l'intermédiaire du ressort de couplage. La période d'oscillation rapide vaut:

$$\boxed{\tau=2\pi\frac{2}{\omega_1+\omega_2}=2\frac{T_{\omega_1}T_{\omega_2}}{T_{\omega_1}+T_{\omega_2}}} \, , \tag{Eq. 24}$$

et la **période de battements** vaut :

$$\boxed{T_b=2\pi\frac{2}{\omega_2-\omega_1}=2\frac{T_{\omega_1}T_{\omega_2}}{T_{\omega_1}-T_{\omega_2}}} \, . \tag{Eq. 25}$$

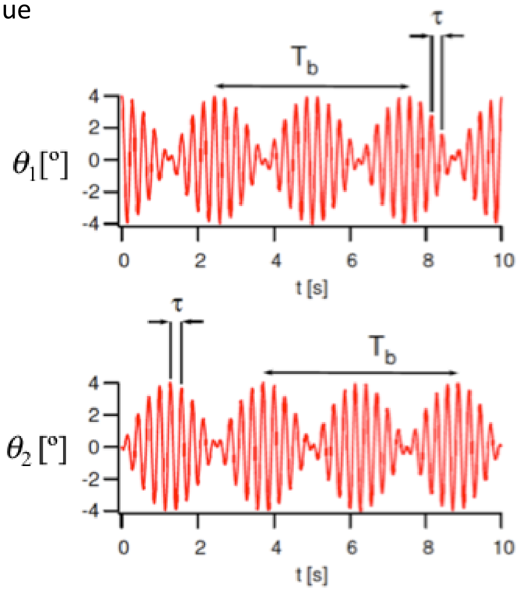

Figure 4: Mouvements des pendules en oscillations avec battements.

2.2.2 Constante de rappel du ressort

La constante k du ressort peut être déterminée de deux manières différentes, l'une statique et l'autre dynamique.

Méthode statique:
La méthode statique consiste à maintenir le deuxième pendule dans une position θ_2 pendant qu'on mesure la déviation θ_1 du pendule 1. Dans le cas statique, on a $\ddot{\theta}_2 = \ddot{\theta}_1 = 0$, ce qui donne d'après l'expression (Eq. 11):

$$\boxed{k = \frac{Mgl}{a^2}\frac{\theta_1}{\theta_2 - \theta_1}}. \quad \text{(Eq. 26)}$$

Méthode dynamique:
On peut déterminer la constante de rappel k du ressort en mesurant les périodes $T_{\omega 1}$ et $T_{\omega 2}$ des modes symétrique et antisymétrique des pendules couplés:

$$\boxed{k = \frac{Mgl}{2a^2}\left(\frac{T_{\omega_1}{}^2}{T_{\omega_2}{}^2} - 1\right)}. \quad \text{(Eq. 27)}$$

3 Marche à suivre

L'expérience se déroulera en 3 parties distinctes. Les mesures des périodes d'oscillations se feront à l'aide d'un chronomètre. Afin d'améliorer la précision des mesures, il est demandé de mesurer dans chaque cas la durée de plusieurs cycles d'oscillation et d'en déduire la période.

Expliquer pourquoi la mesure de la période sera plus précise ainsi (par rapport à la mesure d'une seule période).

Tous les résultats des mesures sont à reporter sur la feuille Excel de l'expérience.

! Attention:	- Pour ne pas endommager les paliers de suspension des pendules, il faut éviter toute force en dehors du plan d'oscillation du pendule. **- !! Le ressort souple s'emmêle facilement, ce qui l'abîme. Veillez à maintenir le ressort en position rectiligne lorsque vous le déplacez, et remettez-le délicatement à sa place après utilisation !!** - Dans toutes les mesures, on veillera à prendre des amplitudes suffisamment faibles pour pouvoir utiliser l'approximation des petits angles, $\sin\theta \approx \theta$.

3.1) Etude du pendule physique unique

Dans cette première partie, l'objectif est d'étudier le mouvement du pendule physique unique que l'on comparera au cas des pendules couplés dans la deuxième partie.

- Enlever le ressort entre les deux pendules en le décrochant **sans enlever les bagues de fixation !**
- Déterminer la période d'oscillation du pendule en mesurant la durée de 50 oscillations.
- Effectuer trois fois cette mesure et déterminer la période moyenne T_{exp} et l'incertitude statistique sur la moyenne. Reporter ces valeurs sur la feuille Excel de l'expérience.

3.2) Etude des pendules couplés

Les mesures suivantes seront réalisées pour deux ressorts de constante de raideur différente. Pour chaque ressort, installez-le délicatement en prenant garde de maintenir les pendules dans le plan vertical. Fixer le ressort de couplage à la même distance de l'axe de rotation sur les deux pendules ($a \approx 40$ cm ; en principe les bagues de fixation sont à la bonne hauteur et vous ne devriez pas avoir besoin de les déplacer).

3.2.1 Modes symétrique et antisymétrique

- Mesurer les périodes d'oscillations symétrique T_{ω_1} et anti-symétrique T_{ω_2} en prenant 3 mesures de 50 périodes comme au point 3.1).
- Calculer les valeurs moyennes correspondantes $\overline{T_{\omega_1}}$ et $\overline{T_{\omega_2}}$ avec leur incertitude statistique.
- Evaluer qualitativement l'effet du ressort dans les deux cas.

3.2.2 Battements

- En utilisant les valeurs trouvées pour les périodes symétriques et antisymétriques, calculer les deux périodes caractéristiques du mouvement de battement $\boldsymbol{\tau_{calc}}$ et $T_{b,\,calc}$ [voir formules (Eq. 24) et (Eq. 25)] pour les deux ressorts.
- Pour chaque ressort, mesurer la période rapide τ en prenant 4 mesures de 6 périodes bien visibles entre deux arrêts successifs du même pendule, puis calculer la période moyenne $\overline{\boldsymbol{\tau}}$. Evaluer l'erreur commise sur cette mesure.
- Pour chaque ressort, mesurer la période de battement T_b en prenant 4 mesures, puis calculer la période moyenne $\overline{T_b}$. Evaluer l'erreur commise sur cette mesure.
- Comparer les valeurs mesurées et calculées.

3.2.3 Constante de rappel du ressort (à faire pour le gros ressort uniquement)

Méthode statique

- Ecarter le pendule de gauche d'un angle θ_2 et lire l'écartement θ_1 induit sur le pendule de droite. Evaluer l'incertitude $\Delta\theta$ sur cette mesure. Répéter la mesure pour cinq valeurs différentes de θ_2. **! Attention !** Bien ajuster le zéro des échelles aux positions d'équilibre des pendules.
- Reporter $\theta_2 - \theta_1 = f(\theta_1)$ sur un graphique Excel en incluant les barres d'incertitudes.
- Evaluer la pente de la droite de régression et l'erreur sur la pente en utilisant la feuille Excel de l'expérience. En utilisant la formule (Eq. 26), déterminer la constante k du ressort et son incertitude Δk (on ne considère que l'incertitude sur la pente du graphique ici).

Méthode dynamique

- Utiliser la formule (Eq. 27) et les valeurs mesurées de $\overline{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{\omega_1}}$ et $\overline{T}_{\omega_2}$ pour calculer *k.* Evaluer l'incertitude correspondante Δk.

Travaux Pratiques de Physique

Expérience N°10 : Pendules couplés

3.1) Etude du pendule physique unique

Période expérimentale du pendule unique:

Mesure 1		Mesure 2		Mesure 3			
$50\cdot T_1$[s]	T_1 [s]	$50\cdot T_2$[s]	T_2 [s]	$50\cdot T_3$[s]	T_3 [s]	T [s]	σ_T [s]

3.2.1) Pendules couplés

Mode symétrique:

	Mesure 1		Mesure 2		Mesure 3			
	$50\cdot T_{\omega 1,1}$ [s]	$T_{\omega 1,1}$ [s]	$50\cdot T_{\omega 1,2}$ [s]	$T_{\omega 1,2}$ [s]	$50\cdot T_{\omega 1,3}$ [s]	$T_{\omega 1,3}$ [s]	$T_{\omega 1}$ [s]	$\sigma_{T\omega 1}$ [s]
Ressort 1								
Ressort 2								

Mode anti-symétrique:

	Mesure 1		Mesure 2		Mesure 3			
	$50\cdot T_{\omega 2,1}$ [s]	$T_{\omega 2,1}$ [s]	$50\cdot T_{\omega 2,2}$ [s]	$T_{\omega 2,2}$ [s]	$50\cdot T_{\omega 2,3}$ [s]	$T_{\omega 2,3}$ [s]	$T_{\omega 2}$ [s]	$\sigma_{T\omega 2}$ [s]
Ressort 1								
Ressort 2								

3.2.2) Battements

Périodes théoriques:

Période rapide:	Ressort 1	τ_{calc} [s] =		±
	Ressort 2	τ_{calc} [s] =		±

Battement:	Ressort 1	$T_{b,calc}$ [s] =		±
	Ressort 2	$T_{b,calc}$ [s] =		±

Remarque: propagation des incertitudes statistiques; combinaison en quadrature

Mesure de la période de l'oscillation rapide:

	Mesure 1		Mesure 2		Mesure 3		Mesure 4	
	$6\cdot\tau_1$ [s]	τ_1 [s]	$6\cdot\tau_2$ [s]	τ_2 [s]	$6\cdot\tau_3$ [s]	τ_3 [s]	$6\cdot\tau_4$ [s]	τ_4 [s]
Ressort 1								
Ressort 2								

	τ [s]	σ_τ [s]
Ressort 1		
Ressort 2		

Mesure de la période de battement:

	Mesure 1 T_b [s]	Mesure 2 T_b [s]	Mesure 3 T_b [s]	T_b [s]	$\sigma_{\overline{T_b}}$ [s]
Ressort 1					
Ressort 2					

version fichier: 16/9/2017 (SSc)

Travaux Pratiques de Physique

Expérience N°10 : Pendules couplés

3.2.3) Constante de rappel des ressorts

Méthode statique (pour le gros ressort):

Masse du pendule : M =		[kg]
Longueur réduite du pendule : l =		[m]
Position du ressort : a =		[m]
Accélération de la pesanteur : g =	9.81	[m/s^2]

θ_2 [°]	$\Delta\theta_2$ [°]	θ_1 [°]	$\Delta\theta_1$ [°]	$\theta_2 - \theta_1$ [°]	$\Delta(\theta_2 - \theta_1)$[°]

Représentation graphique : $\theta_2 - \theta_1 = f(\theta_1)$

insérer graphique ici

k_{stat} =		±		[kg/s^2]

Méthode dynamique (pour le gros ressort):

k_{dyn} =		±		[kg/s^2]

version fichier: 16/9/2017 (SSc)