3B Scientific

EXPÉRIENCE DE PHYSIQUE

Mécanique I Thermodynamique I Electricité I Optique I Physique atomique et moderne I Bio- et physique médicale

Sur 3bscientific.com, vous trouverez tous les produits en ligne

CHER CLIENT,

Dr. Johannes Recht

Le catalogue remanié des expériences de physique et d'ingénierie contient à présent plus de 135 expériences dédiées au laboratoire de physique moderne. Cette collection simple couvre tout le spectre de la physique, des aspects classiques aux aspects modernes.
Chaque expérience comprend :
• Des objectifs
• Des illustrations faciles à suivre du montage expérimental
• Une introduction du contexte théorique et expérimental
• Un résumé des résultats attendus de l'expérience
• Une liste détaillée de l'équipement requis

Notre site Web www.3bscientific.com vous fournit des informations détaillées et les caractéristiques complètes de nos produits.
De nombreuses expériences sont compatibles avec notre système d'enregistrement de données, VinciLab ou WiLab. Le logiciel d'évaluation performant Coach7 vous permet d'enregistrer et d'analyser les données de mesure et d'effectuer une analyse vidéo de même qu'une modélisation informatique. Nous sommes en outre très heureux de vous présenter le nouveau chapitre relatif à la biophysique et à la physique médicale.
Les sujets suivants constituent des points marquants :
• Mécanique des fluides
• Effet Zeeman
• Installation et optimisation d'installations photovoltaïques
• Vitesse du son dans les solides
• Neurophysiologie

Si vous avez besoin d'ensembles sur mesure, nous pouvons les réaliser pour vous sur demande. Nous nous efforçons de créer des expériences susceptibles de répondre à tous vos besoins d'enseignement et d'apprentissage et nous sommes à votre disposition pour en discuter avec vous. N'hésitez pas à nous contacter par téléphone, par e-mail ou via notre site Web : 3bscientific.com. Les instructions d'utilisation et les informations complètes sur les produits peuvent être téléchargées à partir de notre site Internet en format PDF
Nous demeurons votre partenaire privilégié pour l'équipement de votre laboratoire ou de votre salle de classe.

Bien cordialement,

Dr. Johannes Recht | Directeur du département des sciences naturelles

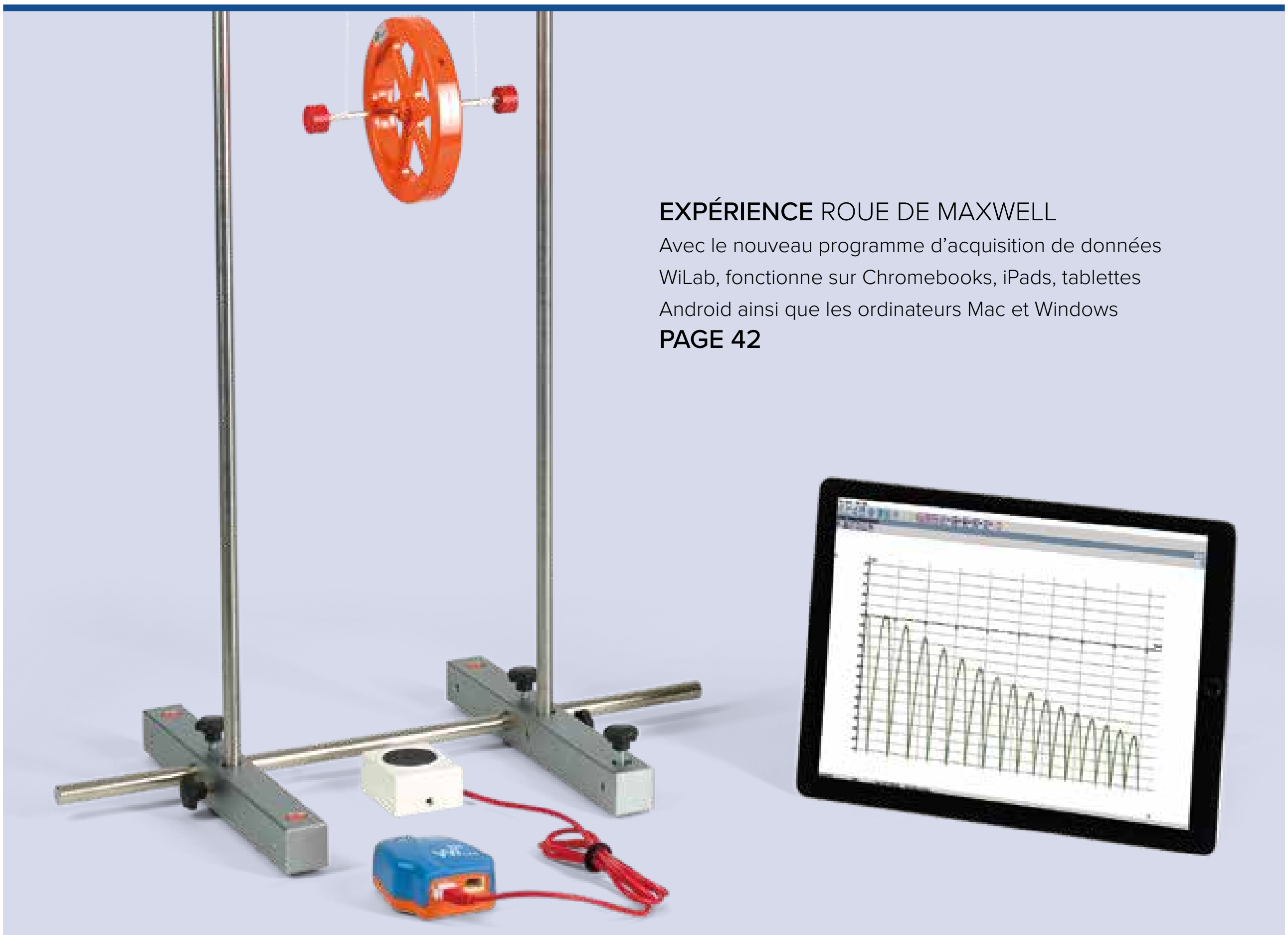
REJOIGNEZ-NOUS!

3BSCIENTIFIC.COM
Visitez-nous en ligne! Commander en ligne permet de gagner du temps et d'accéder à des informations complètes sur les produits! Vous pouvez également utiliser la fonction de commande rapide!

Envoyez un E-Mail:
COMMANDE@3BSCIENTIFIC.COM

Appelez-nous! Nous serons heureux de répondre à vos questions !
+ 33 (0)3 89 70 75 20

Quality Management ISO 9001
www.dekra-seal.com
DEKRA certified

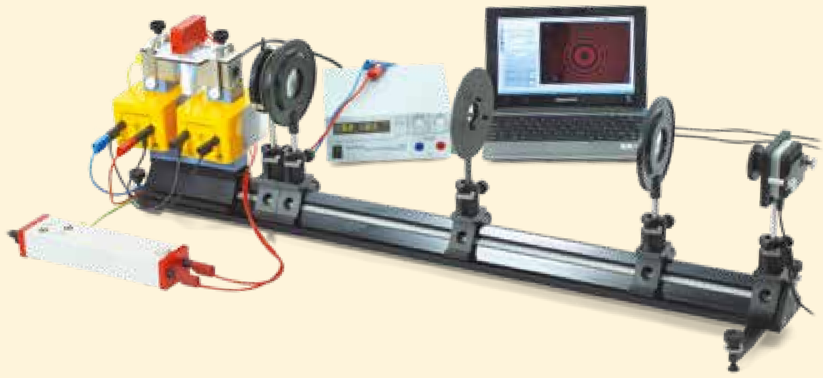


EXPÉRIENCE ROUE DE MAXWELL

Avec le nouveau programme d'acquisition de données WiLab, fonctionne sur Chromebooks, iPads, tablettes Android ainsi que les ordinateurs Mac et Windows

PAGE 42

NOUVELLE EXPÉRIENCE EFFET ZEEMAN **PAGE 244**



NOUVELLE EXPÉRIENCE ECOGRAFÍA DOPPLER **PAGE 276**

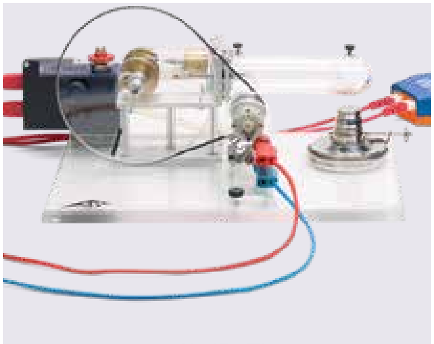
SOMMAIRE

MECANIQUE

ACOUSTIQUE

AERODYNAMIQUE ET HYDRODYNAMIQUE

MECANIQUE



THERMODYNAMIQUE

ELECTRICITE

OPTIQUE

PHYSIQUE ATOMIQUE

PHYSIQUE ATOMIQUE ET NUCLEAIRE

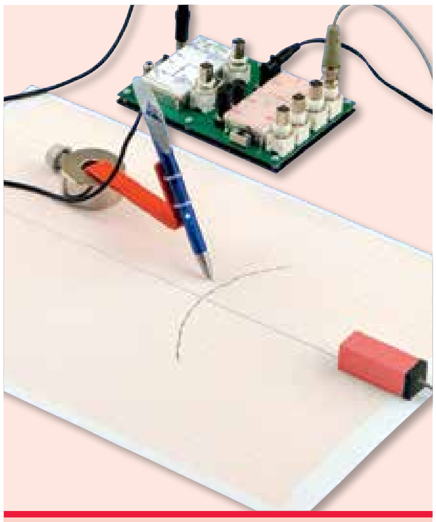
PHYSIQUE DES SOLIDES

PHYSIQUE DES RAYONS X

ENERGIE ET ENVIRONNEMENT

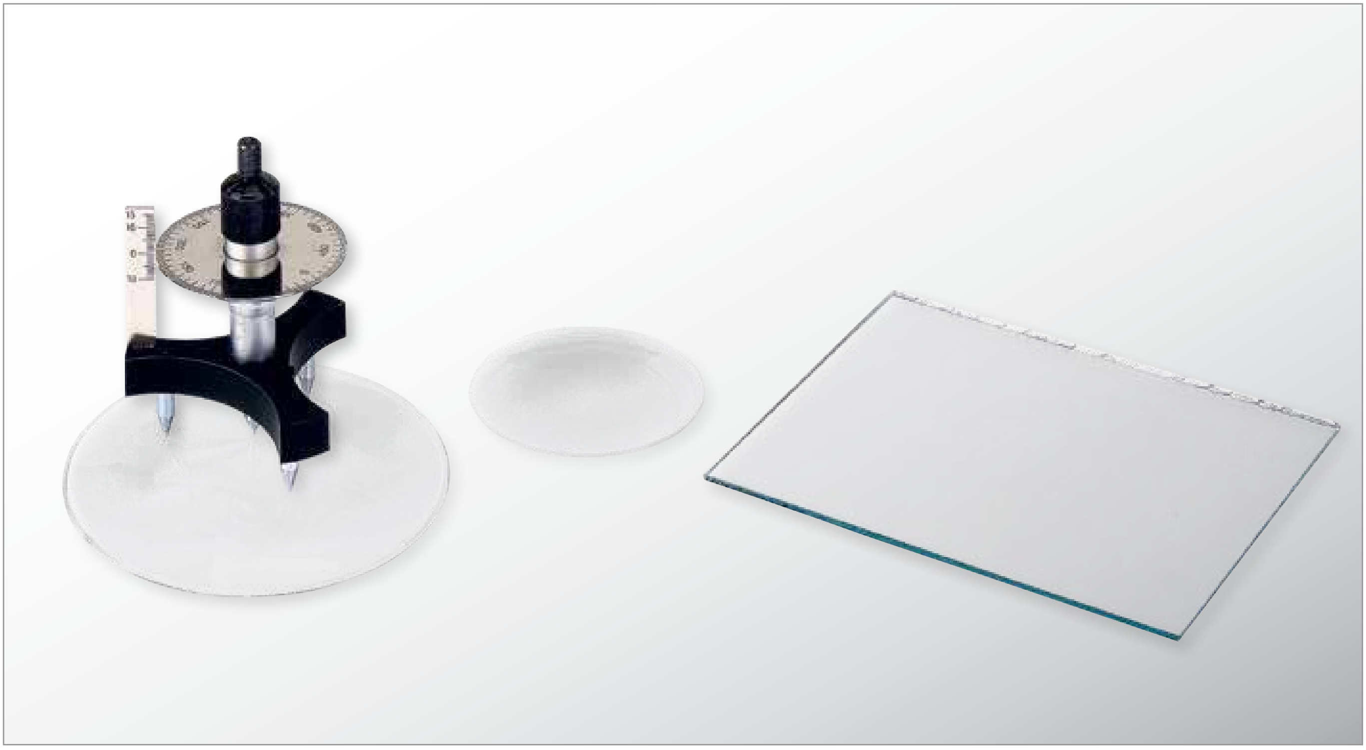
BIOPHYSIQUE

PHYSIQUE MÉDICALE



EXPÉRIENCES ÉLÈVES

UE1010100 | SPHEROMETRE



EXERCICES

- Mesure des hauteurs de bombement *h* de deux verres de montres dans un écart défini *s* entre les pointes des pieds du sphéromètre.
- Calcul des rayons de courbure *R* des deux verres de montres.
- Comparaison des méthodes pour les courbures convexeset concaves.

OBJECTIF

Détermination des rayons de courbure sur des verres de montres

RESUME

La hauteur de bombement *h* de la surface d'une bille au-dessus ou au-dessous d'un plan défini par les points angulaires d'un triangle équilatéral permet de déterminer le rayon de courbure *R* de la surface de la sphère bille. Il est possible de le déterminer sur des courbures convexes et concaves.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Sphéromètre de précision	1002947
1	Miroir plan	1003190
1	Jeu de 10 coupes en verre de montre, 80 mm	1002868
1	Jeu de 10 coupes en verre de montre, 125 mm	1002869

GENERALITES

Le sphéromètre est constitué d'un trépied avec trois pointes en acier qui forment un triangle équilatéral de 50 mm de côté. Une vis micrométrique avec pointe de mesure passe par le centre du trépied. Une régle graduée verticale indique la hauteur *h* de la pointe de mesure au-dessus ou au-dessous du plan défini par les pointes des pieds. Le déplacement de la pointe de mesure peut être lu à 1 µm près à l'aide d'une graduation sur un disque circulaire qui tourne avec la vis micrométrique.

L'équation suivante décrit le rapport entre l'écart r des pointes des pieds avec le centre du sphéromètre, le rayon de courbure recherché R et la hauteur de bombement h :

(1) $$R^2 = r^2 + (R-h)^2$$

Après la conversion, on obtient pour R :

(2) $$R = \frac{r^2 + h^2}{2 \cdot h}$$

L'écart r résulte de la longueur u côté s du triangle équilatéral formé par les pointes des pieds :

(3) $$r = \frac{s}{\sqrt{3}}$$

Pour R, l'équation est donc la suivante :

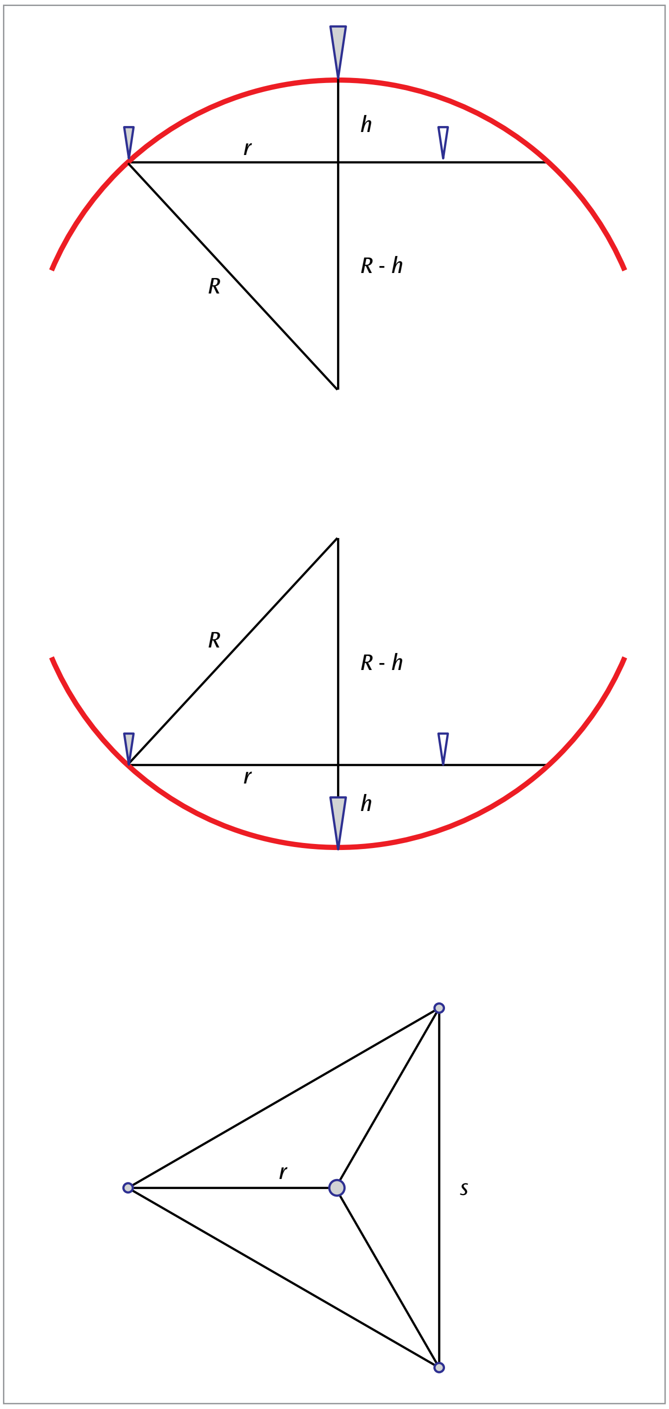
(4) $$R = \frac{s^2}{6 \cdot h} + \frac{h}{2}$$

EVALUATION

L'écart des pointes des pieds s du sphéromètre s'élève à 50 mm. Pour de faibles bombements h, l'équation (4) peut être simplifiée :

$$R = \frac{s^2}{6 \cdot h} = \frac{2500\text{mm}^2}{6 \cdot h} \approx \frac{420\text{mm}^2}{h}$$

La graduation du sphéromètre permet de lire des hauteurs de bombements entre 10 mm et 1 µm à 1 µm près. Il est possible ainsi de déterminer des rayons de courbure d'environ 40 mm à 400 m.



Représentation schématique pour la mesure du rayon de courbure avec un sphéromètre
En haut : Coupe verticale pour un objet de mesure à surface convexe
Milieu : Coupe verticale pour un objet de mesure à surface concave
En bas : Vue du haut

UE1010200 | LONGUR ET VOLUME

EXERCICES

- Mesure des dimensions extérieures d'un objet de forme irrégulière.
- Mesure des dimensions intérieures d'un objet de forme irrégulière.
- Mesure de la profondeur d'un objet de forme irrégulière.
- Calcul et mesure du volume.

OBJECTIF

Mesure d'un objet de forme irrégulière

RESUME

Les pieds à coulisse sont utilisés pour mesurer avec précision des objets de faibles dimensions. Ils per-mettent le relevé des dimensions extérieures, intérieures et de la profondeur, comme décrit ci-après avec l'exemple d'un objet de forme irrégulière. Le calcul du volume sur la base des données acquises est relativement compliqué. La méthode par le trop-plein permet de le déterminer plus simplement.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pied à coulisse, 150 mm	1002601
1	Objet pour exercices de mesure	1006889
En plus recommandé :		
1	Vase de trop-plein, transparent	1003518
1	Cylindre de mesure, 100 ml	1002870
1	Laborboy II	1002941
1	Cordon expérimental	1001055
1	Bécher forme haute, 600 mL (lot de 10)	1002873

GENERALITES

Les pieds à coulisse sont utilisés pour mesurer les objets de relativement faibles dimensions. Ils comportent généralement deux grands becs pour la prise des dimensions extérieures, deux becs pour les dimensions intérieures et une jauge de profondeur graduée pour mesurer la profondeur des perçages et des évidements.

Afin d'éviter les erreurs de mesure systématiques, le pied à coulisse doit être posé bien à plat sur l'objet à mesurer. La précision de mesure est augmentée par le vernier, qui permet de mesurer les dimensions à une échelle de 1/10e 1/20e ou 1/50e de millimètre. La lecture des millimètres (à l'échelle 1) s'effectue à gauche du zéro du vernier. La lecture des chiffres après la virgule se fait en repérant la graduation du vernier qui est a mieux alignée à une graduation quelconque de la règle graduée en millimètres.
En présence d'un récipient de trop-plein, le volume peut être déterminé selon la méthode par le trop-plein. L'objet est plongé dans le récipient de trop-plein rempli d'eau. L'eau déplacée s'écoule dans une éprouvette. Le volume d'eau déplacé (= le trop-plein) correspond au volume *V* de l'objet.

EVALUATION

En général, on procède à plusieurs relevés d'une même mesure puis on calcule leur moyenne.
Pour calculer le volume, on décompose celui-ci en volumes partiels d'objets réguliers, qui sont additionnés ou, par ex. en cas de perçages, soustraits.

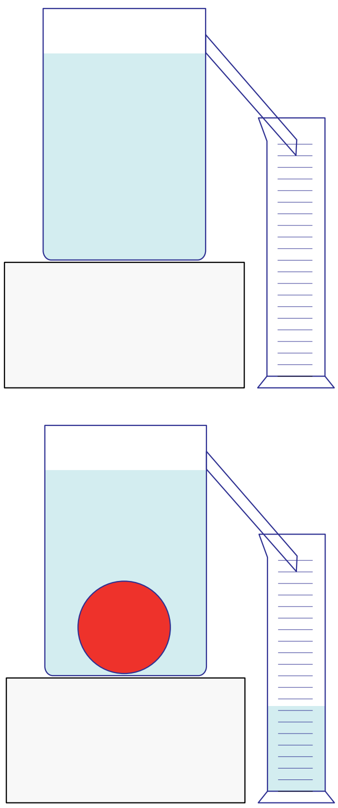


Fig. 6 Représentation schématique de la méthode par le trop-plein

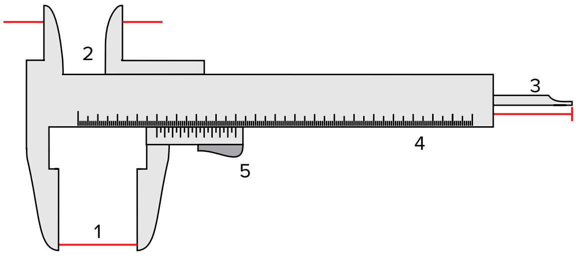


Fig. 1 Becs pour le relevé des dimensions extérieures (1), becs pour prise intérieure (2), jauge de profondeur (3), règle graduée en millimètres (4), coulisse avec vernier (5)

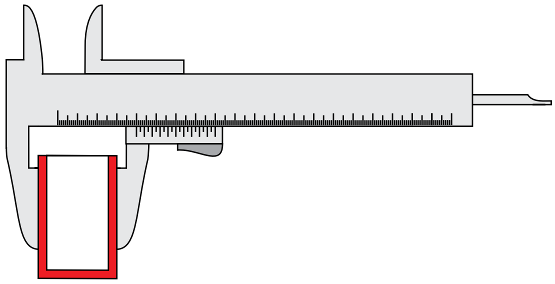


Fig. 2 Mesure d'une dimension extérieure

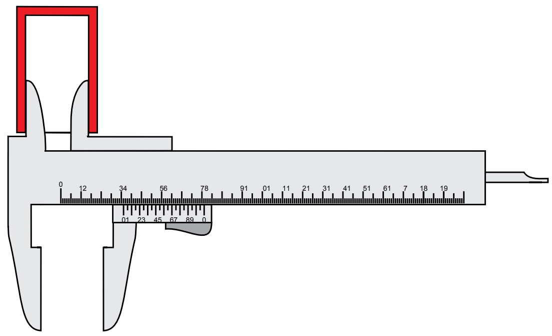


Fig. 3 Mesure d'une dimension intérieure

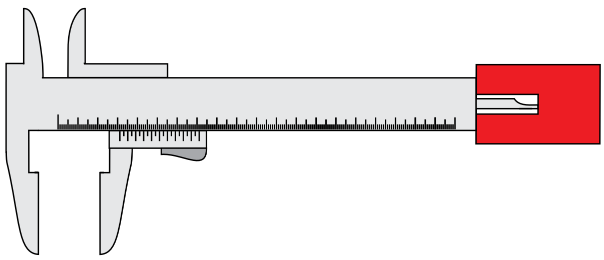


Fig. 4 Mesure de profondeur

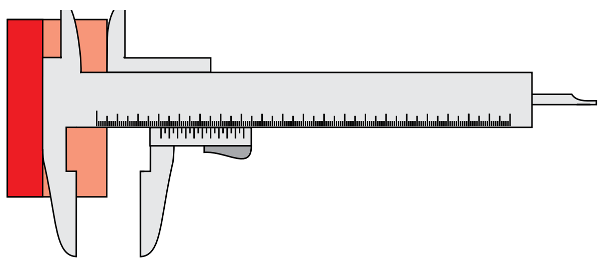


Fig. 5 Mesure d'un décrochement

UE1010300 | CONSTANTE DE GRAVITATION

EXERCICES

- Déterminer la position d'équilibre initiale du pendule de torsion.
- Enregistrer l'oscillation du pendule de torsion autour de la position d'équilibre finale et déterminer la durée d'oscillation.
- Déterminer la position d'équilibre finale.
- Calculer la constante de gravitation *G*.

OBJECTIF

Mesurer la force de gravité et déterminer la constante de gravitation avec la balance de torsion de Cavendish

RESUME

Un pendule de torsion sensible sur lequel est monté une paire de petites sphères en plomb constitue le cœur de la balance de torsion de Cavendish. Ces petites sphères sont attirées par une paire de grosses sphères en plomb. C'est pourquoi la position des grandes sphères détermine la position d'équilibre du pendule de torsion. Lorsque les grosses sphères sont placées dans une deuxième position, symétrique par rapport aux petites masses, le pendule de torsion, après une phase d'oscillation de transition, prend une nouvelle position d'équilibre. Les deux positions d'équilibre et les dimensions géométriques de l'agencement permettent de déterminer la constante de gravitation. L'équilibre entre la force de gravitation et le couple de rappel du fil de torsion est un élément essentiel. Les oscillations du pendule de torsion sont mesurées avec un capteur différentiel capacitif qui supprime la majeure partie du bruit et des vibrations du signal. Le fil de tungstène du pendule est choisi si fin que l'oscillation du pendule ne dure que quelques minutes, permettant ainsi d'observer plusieurs oscillations autour de la position d'équilibre en l'espace d'une heure.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Balance de torsion de Cavendish	1003337
1	Diode laser rouge de précision 230V	1003201 ou
	Diode laser rouge de précision 115V	
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Noix universelle	1002830
1	Tige statif, 100 mm	1002932
En plus recommandé		
1	Pied à coulisse, 150 mm	1002601
1	Balance électronique 5200 g	1022587

GENERALITES

Au cours de la mesure expérimentale des forces de gravitations entre deux masses, toutes les masses environnantes exercent une influence perturbatrice. On peut quasiment surmonter ce problème avec la balance de torsion de Cavendish, car dans ce cas on effectue deux mesures avec des positions symétriques des masses.

Un pendule de torsion sensible sur lequel est monté une paire de petites sphères en plomb constitue le cœur de la balance de torsion de Cavendish. Ces petites sphères sont attirées par une paire de grosses sphères en plomb. C'est pourquoi la position des grandes sphères détermine la position d'équilibre du pendule de torsion. Lorsque les grosses sphères sont placées dans une deuxième position, symétrique par rapport aux petites masses, le pendule de torsion, après une phase d'oscillation de transition, prend une nouvelle position d'équilibre. Les deux positions d'équilibre et les dimensions géométriques de l'agencement permettent de déterminer la constante de gravitation. L'équilibre entre la force de gravitation et le couple de rappel du fil de torsion est un élément essentiel.
La force de gravitation est fournie par

(1) $$F = G \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{d^2}$$

G : constante de gravitation,
m_1 : masse d'une petite sphère en plomb,
m_2 : masse d'une grande sphère en plomb,
d : écart entre une petite et une grande sphère dans la position de mesure

Elle dévie le pendule de torsion de sa position zéro lorsque les grosses sphères se trouvent en position de mesure. Pour le couple de rotation déviant, on a

(2) $$M_1 = 2 \cdot F \cdot r$$

r : distance entre la petite sphère et le système d'accrochage du fléau

La déviation du pendule de torsion de l'angle φ entraîne l'action du couple de rotation de rappel

(3) $$M_2 = D \cdot \varphi$$

D : référence angulaire du fil fin de tungstène auquel est accroché le fléau du pendule de torsion.

Dans la position d'équilibre, M_1 et M_2 coïncident.
La référence angulaire D peut être déterminée avec la durée d'oscillation T pendant laquelle le pendule oscille autour de sa position d'équilibre.

(4) $$D = J \cdot \frac{4\pi^2}{T^2}$$

Le moment d'inertie J est alors composé du moment d'inertie J_1 des deux petites sphères en plomb et du moment d'inertie J_K du fléau

(5) $$J = 2 \cdot m_1 \cdot r^2 + \frac{m_B}{12} \cdot \left(a^2 + b^2\right)$$

m_B : masse du fléau
a, b : longueur et largeur du fléau.

Deux positions de mesure symétriques, comportant deux angles de déviation φ et φ' ainsi que deux couples de déviation opposés, sont prévues pour les deux grandes sphères en plomb. L'équilibre résulte de (2) et (3).

(6) $$4 \cdot F \cdot r = D \cdot \left(\varphi - \varphi'\right) = D \cdot \Delta\varphi$$

Au cours de l'expérience, les oscillations du pendule de torsion sont mesurées avec un capteur différentiel capacitif qui supprime la majeure partie du bruit et des vibrations du signal. Le fil de tungstène du pendule est choisi si fin que l'oscillation du pendule dure quelques minutes, permettant ainsi d'observer plusieurs oscillations autour de la position d'équilibre en l'espace d'une heure.
Fixé au pendule de torsion, un miroir peut être utilisé pour l'associer à un indicateur de lumière qui permettra de suivre les oscillations à l'œil nu. L'ajustage et le calibrage de la balance de torsion en sont sensiblement facilités.

EVALUATION

À partir des équations (1), (4), (5) et (6), on obtient :

$$G = \frac{\Delta\varphi}{m_2} \cdot \frac{d^2 \cdot \pi^2}{T^2} \cdot \left(2 \cdot r + \frac{1}{12} \cdot \frac{m_B}{m_1} \cdot \frac{a^2 + b^2}{r}\right).$$

Cependant, on n'a pas encore tenu compte de ce que chacune des deux petites sphères en plomb est attirée par la grande sphère éloignée et que, par conséquent, le couple de rotation agissant sur le pendule de torsion est un peu plus petit que celui qui a été calculé jusqu'à maintenant. Il est possible de corriger l'équation (2) sans problème, car on connaît toutes les distances.

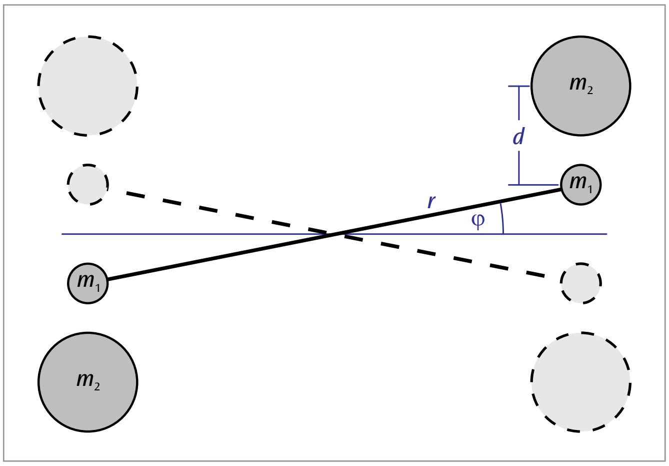


Fig. 1 : Représentation schématique de l'agencement de mesure dans la balance de torsion de Cavendish

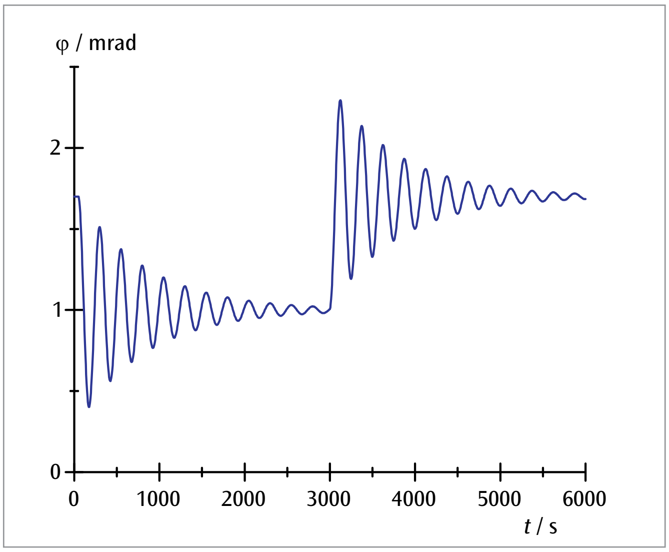


Fig. 2 : Angle de déviation du pendule de torsion en fonction du temps après deux changements de la position de mesure pour les grandes sphères en plomb

UE1020100 | LOI DE HOOKE

OBJECTIF
Confirmer la loi de Hooke pour les ressorts hélicoïdaux de traction

EXERCICES

- Confirmer la loi de Hooke et déterminer la constante de ressort pour cinq ressorts hélicoïdaux différents
- Comparer les constantes de ressort mesurées aux constantes de ressort calculées

RESUME
Dans un corps élastique, l'extension et la tension sont proportionnelles l'une par rapport à l'autre. Cette relation découverte par *Robert Hooke* est souvent étudiée sur un ressort hélicoïdal auquel est attaché un poids. La modification de longueur du ressort hélicoïdal est proportionnelle au poids accroché *F*. Dans l'expérience, on mesure cinq ressorts hélicoïdaux différents dont les constantes de ressort se distinguent au total par un ordre de grandeur grâce au choix approprié du diamètre de fil et du diamètre de spire. Dans tous les cas, la validité de la loi de Hooke pour des forces au-delà de la précontrainte est confirmée.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Jeu de 5 ressorts cylindriques (Loi de Hooke)	1003376
1	Jeu de masses à fente 20 – 100 g	1003226
1	Règle graduée verticale, 1 m	1000743
1	Jeu d'indices pour règle graduée	1006494
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Tige statif, 1000 mm	1002936
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Noix de serrage avec crochet	1002828
En plus recommandé		
1	Pied à coulisse, 150 mm	1002601
1	Micromètre 0-25 mm	1002600

GENERALITES

Dans un corps élastique, l'extension et la tension sont proportionnelles l'une par rapport à l'autre. Découverte par *Robert Hooke*, cette relation décrit bien le comportement de nombreux matériaux en cas de déformation suffisamment petite. Aux fins d'illustration, sa loi est souvent étudiée à l'aide d'un ressort hélicoïdal auquel on a fixé un poids. La modification de longueur du ressort hélicoïdal est proportionnelle au poids suspendu *F*.

Il faut tenir compte précisément de la précontrainte que peut présenter le ressort hélicoïdal selon le processus de fabrication. Elle doit être compensée par un poids F_1 qui étend le ressort de longueur hors charge s_0 à la longueur s_1. Pour les poids supérieurs à F_1, la loi de Hooke s'applique sous la forme

(1) $$F - F_1 = k \cdot (s - s_1)$$

tant que la longueur *s* du ressort étiré *n*'est pas trop grande.

La constante de ressort *k* dépend du matériau et des dimensions géométriques. Pour un ressort hélicoïdal cylindrique à *n* spires de diamètre constant *D*, on a

(2) $$k = G \cdot \frac{d^4}{D^3} \cdot \frac{1}{8 \cdot n}$$

d : diamètre du fil à ressort

Le module de cisaillement *G* pour les fils d'acier s'élève à 81,5 GPa.

Dans l'expérience, on mesure cinq ressorts hélicoïdaux différents dont les constantes de ressort se distinguent par un ordre de grandeur grâce au choix approprié du diamètre de fil et du diamètre de spire. Dans tous les cas, la validité de la loi de Hooke pour des forces au-delà de la précontrainte est confirmée.

EVALUATION

La force de poids *F* est calculée avec suffisamment de précision à partir de la masse suspendue *m* selon l'équation

$$F = m \cdot 10 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

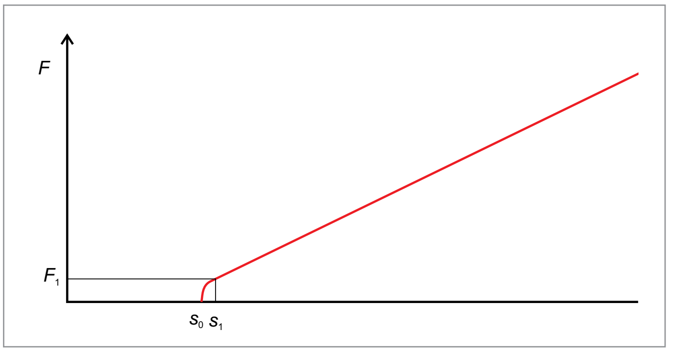


Fig. 1 : Caractéristique schématique d'un ressort hélicoïdal de traction de longueur *s* avec précontrainte

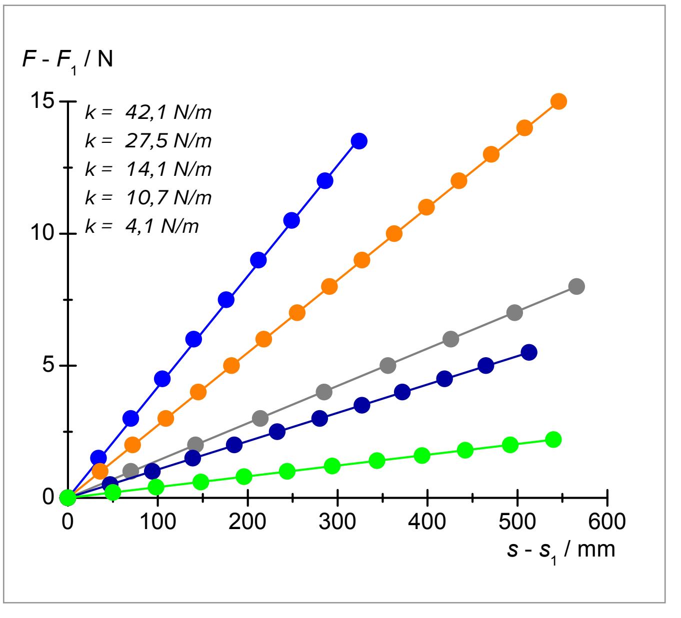
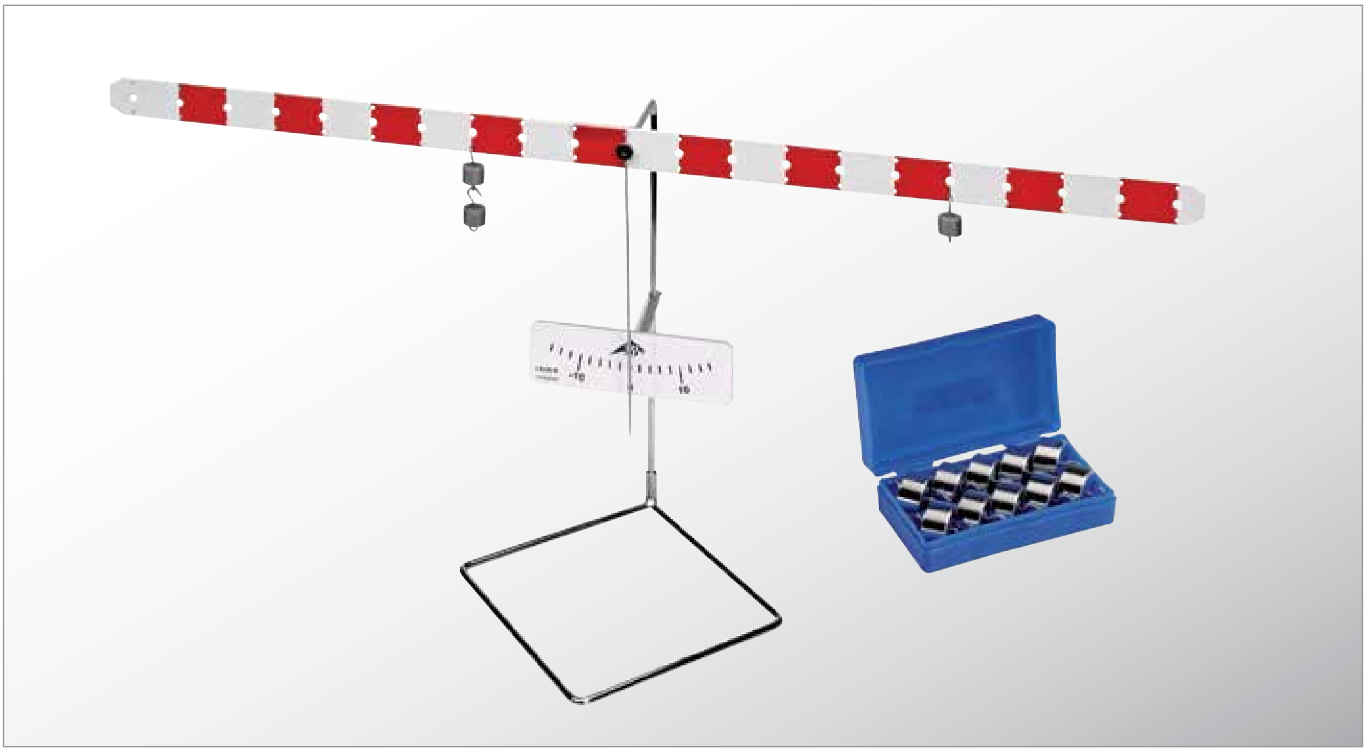


Fig. 2 : Charge comme fonction de la modification de longueur

UE1020200 | LEVIERS SIMPLE ET DOUBLE



› EXERCICES

- Mesure de la force motrice F_1 par rapport à la force résistante (charge) F_2, du bras de levier résistant (bras de charge) x_2 et du bras de levier moteur (bras de force) x_1 pour un levier simple.

- Mesure de la force motrice F_1 par rapport à la force résistante (charge) F_2, du bras de levier résistant x_2 et du bras de levier moteur x_1 pour un levier double.

OBJECTIF

Confirmer le principe des leviers

RESUME

De l'équilibre des moments des forces mécaniques découle le principe des leviers, qui vaut aussi bien pour les leviers simples que les leviers doubles. Ce principe physique est à la base de nombreux systèmes mécaniques mettant en œuvre un transfert des forces.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Bras de levier	1008539
1	Dynamomètre de précision, 2 N	1003105
1	Dynamomètre de précision, 5 N	1003106

GENERALITES

Le levier est constitué d'un objet rigide placé sur un point d'appui fixe de manière à pivoter autour de l'axe. Il sert au levage ou au déplacement de charges. Les bras de levier sont les distances entre le point d'appui (axe de rotation) et les ex-trémités où sont appliquées la force motrice et la force résistante. C'est pourquoi ils sont appelés bras de levier moteur (ou bras de force) et bras de levier résistant (ou bras de charge). Dans le cas du levier simple, la force motrice F_1 et la force résistante (charge) F_2 s'exercent du même côté de l'axe de rotation mais dans le sens opposé. Dans le cas du levier C'est pourquoi ils sont appelés bras de levier moteur (ou bras de force) et bras de levier résistant (ou bras de charge). Dans le cas du levier simple, la force motrice F_1 et la force résistante (charge) F_2 s'exercent du même côté de l'axe de rotation mais dans le sens opposé.

Pour ces deux types de leviers, l'équilibre des moments engendre le principe du levier :

(1) $$F_1 \cdot x_1 = F_2 \cdot x_2$$

Ce principe physique constitue la base de nombreux systèmes mécaniques impliquant un transfert des forces.

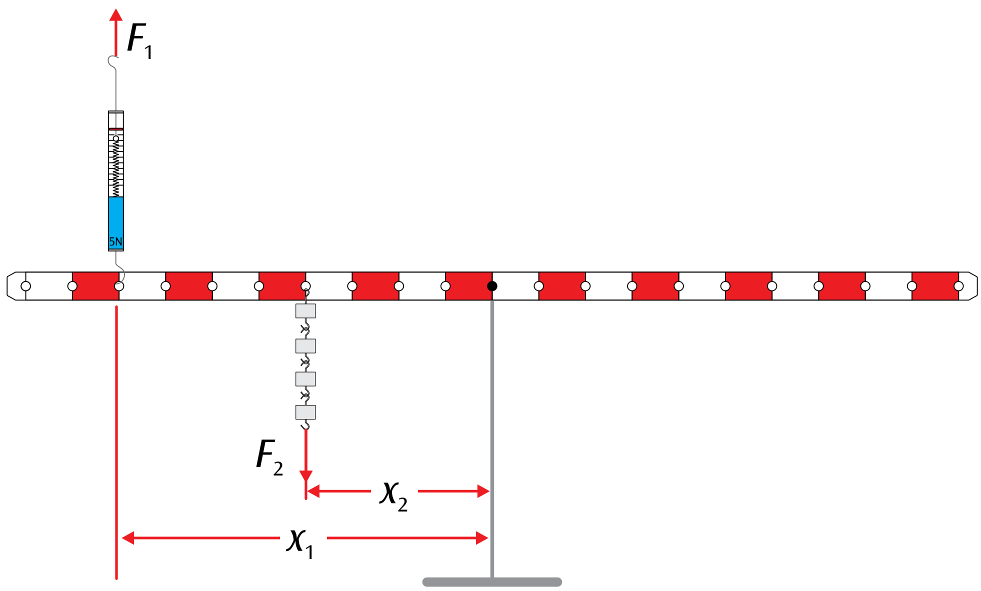


Fig. 1 Levier simple

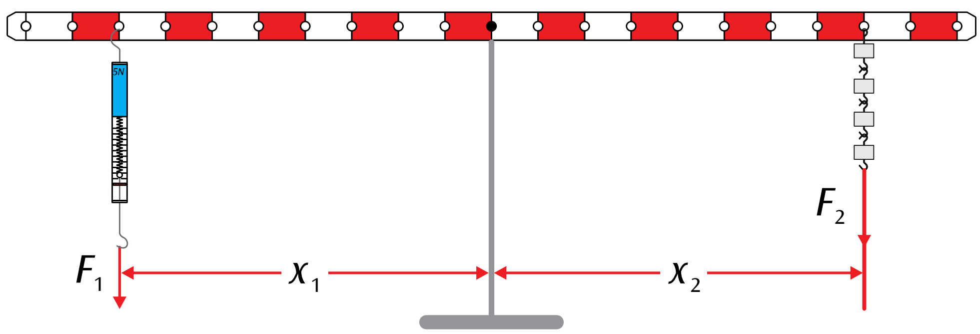


Fig. 2 Double levier

EVALUATION

À partir des valeurs mesurées, on calcule les produits

$$F_1 \cdot x_1 \text{ et } F_2 \cdot x_2$$

puis on les compare.

UE1020300 | PARALLELOGRAMME DES FORCES

› EXERCICES

- Examen graphique de trois forces différentes quelconques en équilibre.
- Examen analytique de l'équilibre en présence d'un alignement symétrique de F_1 et de F_2.

OBJECTIF

Analyse expérimentale de l'addition vectorielle de forces

RESUME

La table des forces permet une vérification simple et transparente de l'addition vectorielle des forces. Le point d'application de trois forces différentes devra exactement se trouver au centre si ces forces sont en équilibre. Nous déterminons les valeurs des forces différentes créées par les masses suspendues et relevons la direction qu'elles prennent, sous forme d'angle, sur une échelle angulaire graduée. L'évaluation des résultats expérimentaux pourra se faire graphiquement ou analytiquement.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Table des forces	1000694

GENERALITES

Les forces sont des vecteurs, ce qui signifie qu'elles seront additionnées conformément aux règles de l'addition vectorielle. Pour obtenir l'addition, le point initial du deuxième vecteur sera appliqué – sous forme d'interprétation graphique – au point final du premier vecteur. La flèche partant du point initial du premier vecteur et aboutissant au point final du deuxième vecteur représente le vecteur résultant. Si les deux vecteurs sont considérés comme les côtés d'un parallélogramme, le vecteur résultant est alors la diagonale (voire à l'illustration 1).

La table des forces permet une vérification simple et transparente de l'addition vectorielle des forces. Le point d'application de trois forces différentes devra exactement se trouver au centre si ces forces sont en équilibre. Nous déterminons les valeurs des forces différentes créées par les masses suspendues et relevons la direction qu'elles prennent, sous forme d'angle, sur une échelle angulaire graduée. Si des forces différentes sont en équilibre, leur somme est égale à :

(1) $$F_1 + F_2 + F_3 = 0$$

La force -F_3 est donc la somme des forces différentes F_1 et F_2 (voire l'illustration 2) :

(2) $$-F_3 = F = F_1 + F_2$$

Pour la composante vectorielle parallèle à la somme F, l'équation suivante s'applique :

(3) $$-F_3 = F = F_1 \cdot \cos \alpha_1 + F_2 \cdot \cos \alpha_2$$

et pour la composante perpendiculaire correspondante, l'équation suivante s'applique :

(4) $$0 = F_1 \cdot \sin \alpha_1 + F_2 \cdot \sin \alpha_2$$

Les équations (3) et (4) offrent une description analytique de l'addition vectorielle. Pour procéder à une vérification expérimentale, il est préférable d'appliquer la force F_3 à l'angle 0.
Alternativement à l'examen analytique, il sera également possible de procéder à un examen graphique de l'équilibre des forces. Dans ce but, toutes les trois forces seront d'abord tracées avec leurs valeurs et leurs angles respectifs en partant du point central d'application. Les forces F_2 et F_3 seront ensuite déplacées parallèlement jusqu'à ce que le point initial se trouve à l'extrémité du vecteur précédent. Le résultat attendu est le vecteur résultant 0 (voire l'illustration 3). Dans cet essai expérimental, ce phénomène sera observé pour trois forces différentes quelconques maintenant l'équilibre, l'examen analytique se limite au cas spécial où les deux forces F_1 et F_2 sont symétriques par rapport à F_3.

EVALUATION

Dans le cas symétrique ($F_1 = F_2$ et $\alpha_1 = -\alpha_2$), l'équation (4) est trivialement satisfaite. L'équation (3) permet d'obtenir l'équation de détermination pour la force totale, utilisée dans l'illustration 4 afin de décrire les données de mesure :

$$F = 2 \cdot F_1 \cdot \cos \alpha_1$$

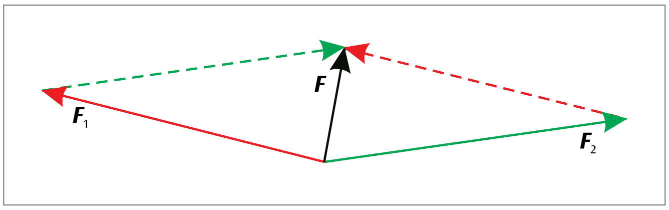


Fig. 1 Addition vectorielle de forces (parallélogramme des forces)

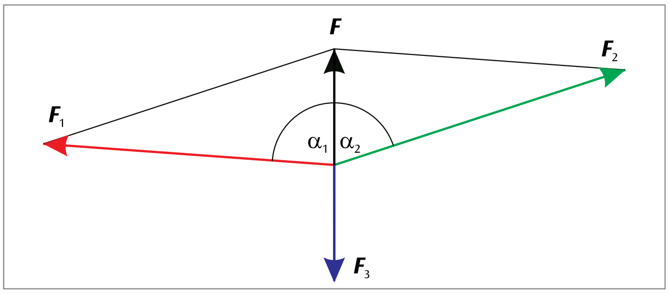


Fig. 2 Détermination de la somme vectorielle de deux forces F_1 et F_2 à partir de la force F_3 maintenant l'équilibre

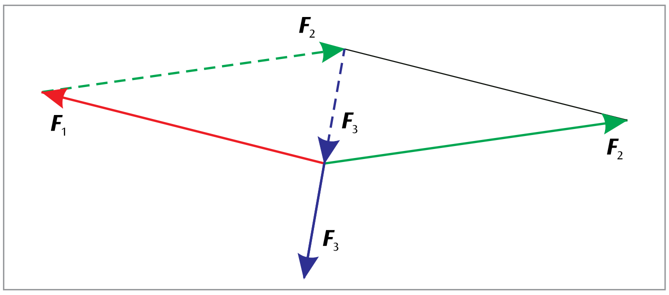


Fig. 3 Examen graphique de l'équilibre de trois forces différentes à orientation quelconque

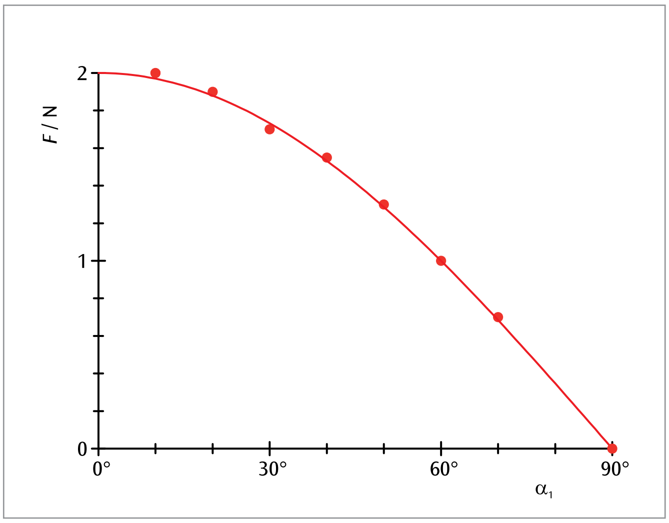


Fig. 4 Somme mesurée et calculée de deux forces symétriques en fonction de l'angle d'ouverture α_1

UE1020400 | PLAN INCLINE

EXERCICES

- Mesure de la force résultante F_1 d'un corps en fonction de *l*'angle α sur le plan incliné.

- Représentation du rapport de la force résultante F_1 avec le poids G en fonction de sinus α.

OBJECTIF

Déterminer la force résultante

RESUME

Si un objet posé sur un plan incliné doit être déplacé sans frottement vers le haut, ce n'est pas le poids G de l'objet qui doit être vaincue, mais la force résultante F_1. Elle s'exerce parallèlement au plan incliné et sa valeur est toujours inférieure à celle du poids. Cela vaut d'autant plus que l'angle d'inclinaison α du plan est petit.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plan incliné	1003213
1	Dynamomètre de précision, 5 N	1003106
1	Jeu de masses de 1 g à 500 g	1010189

GENERALITES

Si un objet posé sur un plan incliné doit être déplacé sans frottement vers le haut, ce n'est pas le poids G de l'objet qui doit être vaincue, mais la force résultante F_1. Elle s'exerce parallèlement au plan incliné et sa valeur est toujours inférieure à celle du poids. En tant que différence vectorielle entre le poids et la force résultante, on a la force normale F_2 qui s'exerce perpendiculairement au plan incliné (voir Fig. 1). Pour les forces, on a les équations :

(1) $F_1 = G \cdot \sin\alpha$

et

(2) $F_2 = G \cdot \cos\alpha$.

La force résultante est donc d'autant plus faible que l'angle d'inclinaison α du plan est petit.

Dans l'expérience, le corps est accroché à un fil qu'on a fait passer autour d'une poulie de renvoi. La force résultante est compensée par le poids des masses disposées sur une assiette suspendue à l'autre extrémité du fil. Étant donné que le frottement sur le plan incliné joue un rôle, on prend comme valeur de mesure de la force résultante la moyenne des deux forces de limitation qui ne font pas descendre le corps vers le bas et/ou ne le tirent pas vers le haut. Le poids de l'objet G est auparavant déterminé au moyen d'un dynamomètre. Le poids du plateau est également pris en compte. L'angle d'inclinaison α peut être lu sur une échelle angulaire.

EVALUATION

Pour l'analyse, les forces résultantes F_1 mesurées pour plusieurs angles d'inclinaison sont mises en relation avec le poids G de l'objet et appliquées par rapport au sinus de l'angle dans un graphe. Les valeurs mesurées se situent dans les limites de la précision de mesure sur une droite passant par l'origine.

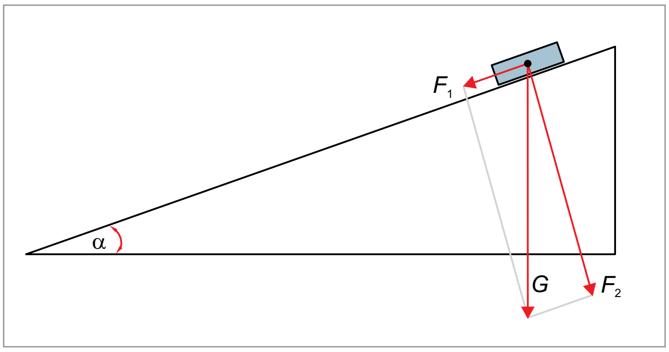


Fig. 1 Décomposition vectorielle du poids G en force résultante F_1 et force normale F_2

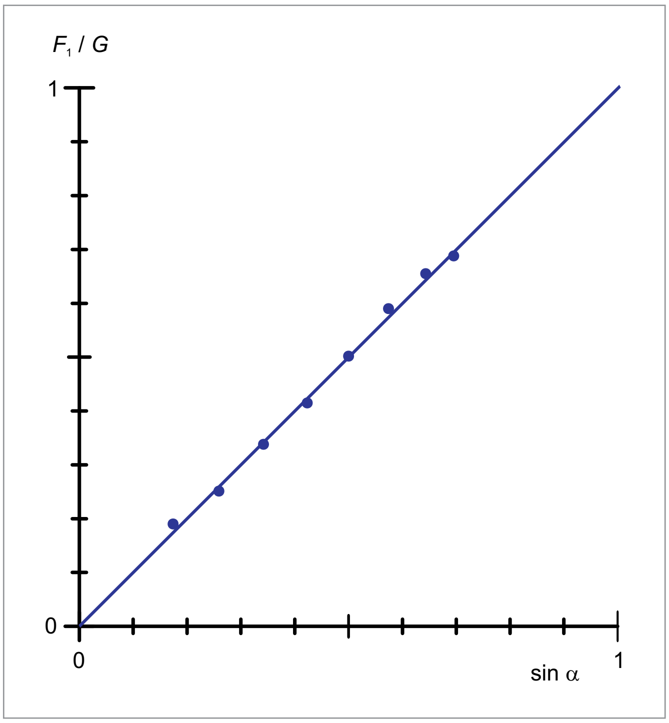
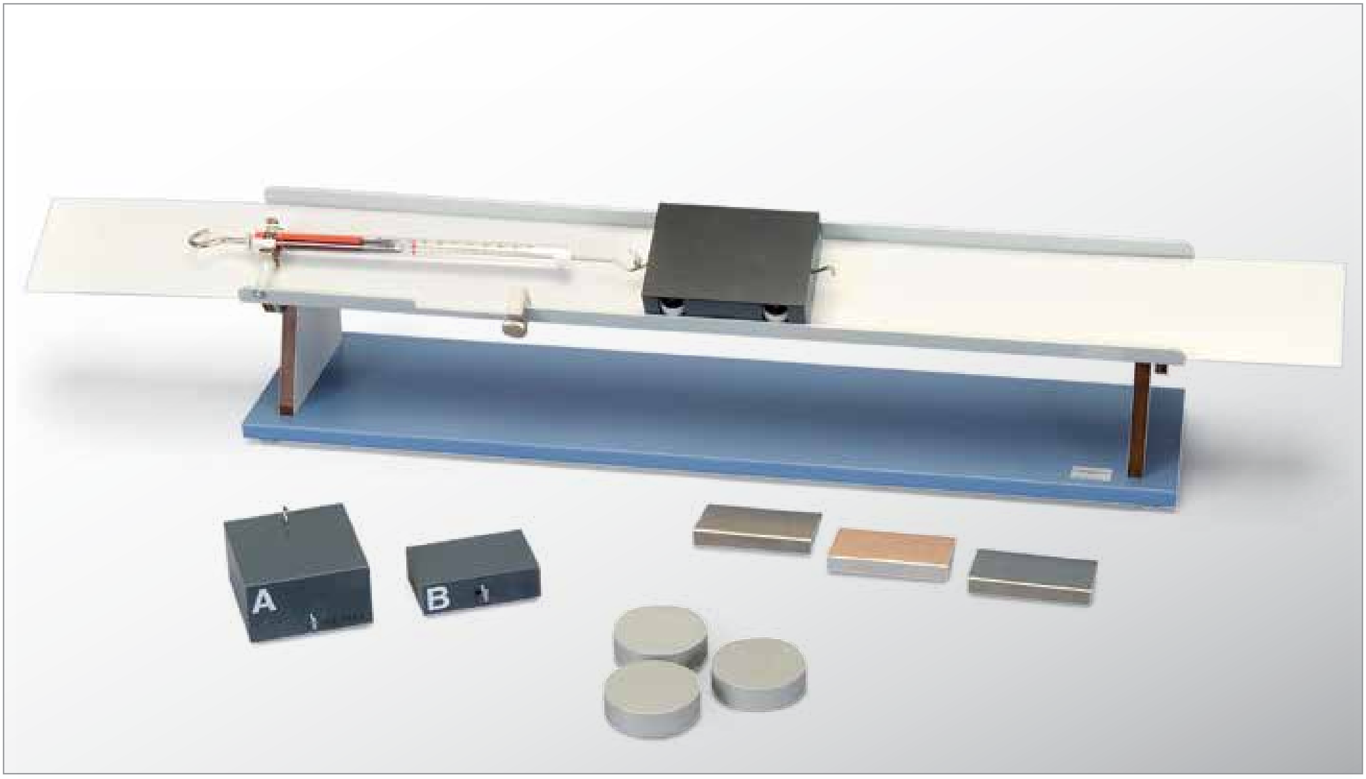


Fig. 2 Rapport entre la force résultante F_1 et le poids G en fonction du sin α

UE1020500 | FRICTION PAR ADHERENCE ET FRICTION PAR GLISSEMENT



EXERCICES

- Comparaison entre les frictions par adhérence et de glissement.
- Mesure de la force de friction de glissement en fonction de la surface d'appui.
- Mesure de la force de friction de glissement en fonction de la combinaison de matières.
- Mesure de la force de friction de glissement en fonction de la force d'application.

OBJECTIF

Mesure des forces de friction

RESUME

Pour mesurer la force de friction de glissement, on utilise un tribomètre à languette mobile passant à vitesse constante sous un corps de friction au repos relié à un dynamomètre. Le parcours de friction peut être incliné en continu sur l'axe longitudinal pour permettre de varier la force d'application.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tribomètre	1009942

GENERALITES

Pour déplacer un corps au repos sur un support plan, il faut surmonter une force de retenue due à la friction par adhérence du corps sur le support. Pour poursuivre le déplacement du corps sous forme d'un mouvement de glissement continu, il faut appliquer une force F_{Dyn} pour compenser la friction de glissement. Cette force est inférieure à la force F_{Stat} requise pour surmonter la friction par adhérence, car le contact superficiel du corps glissant avec le support est moins intensif.

Les deux forces dépendent de la taille de la surface d'appui et sont déterminées essentiellement par le type de matière et la rugosité des surfaces touchées. En outre, elles sont proportionnelles à la force d'appui F_N avec laquelle le corps s'appuie sur le support. Aussi introduit-on le coefficient de friction par adhérence μ_{Stat} et le coefficient de friction de glissement μ_{Dyn} pour écrire

(1) $F_{Stat} = \mu_{Stat} \cdot F_N$ et $F_{Dyn} = \mu_{Dyn} \cdot F_N$

Pour mesurer la force de friction de glissement, on utilise au cours de l'expérience un tribomètre à languette mobile passant à vitesse constante sous un corps de friction au repos relié à un dynamomètre. Les mesures sont réalisées pour différentes combinaisons de matières et surfaces d'appui. Le parcours de friction peut être incliné en continu sur l'axe longitudinal pour permettre de varier la force d'application.

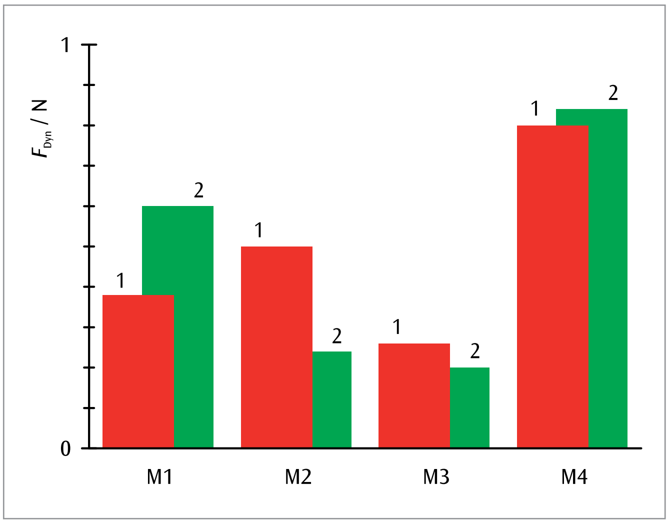


Fig. 1 Force de friction de glissement F_{Dyn} pour quatre matières différentes sur un support lisse (1) et un support rugueux (2)

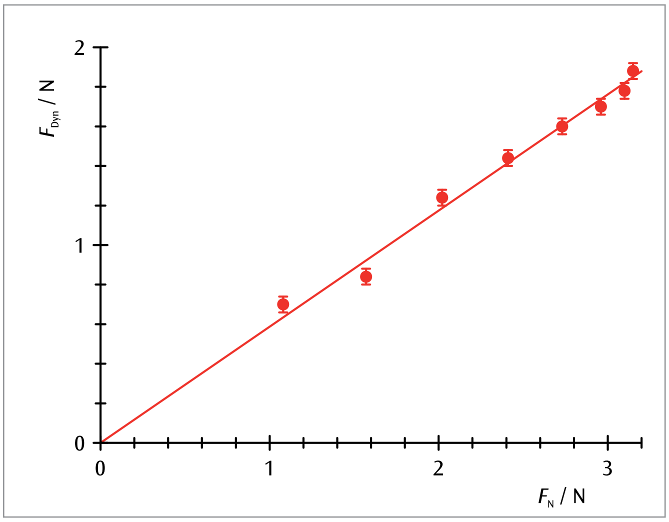


Fig. 2 Force de friction de glissement F_{Dyn} en fonction de la force d'appui F_N

EVALUATION

Lorsque le parcours de friction est incliné dans l'angle α, la force d'appui pour un corps de friction de masse *m* est

$$F_N = m \cdot g \cdot \cos \alpha$$

UE1020850 | POUSSEE D'ARCHIMEDE

OBJECTIF

Déterminer la force de poussée en fonction de la profondeur d'immersion

RESUME

Selon le principe d'Archimède, un objet immergé dans un fluide subit une force dirigée vers le haut F_G, ou poussée, qui est égale au poids du volume de fluide déplacé. Pour un corps immergé de forme régulière, la poussée est proportionnelle à la profondeur d'immersion *h* tant que celle-ci est inférieure à la hauteur *H*.

EXERCICES

- Mesure de la force exercée sur un corps immergé dans l'eau.
- Détermination de la force de poussée et confirmation de la proportionnalité entre la force de poussée et la profondeur d'immersion.
- Détermination de la densité de l'eau.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Corps submersible Al 100 cm^3	1002953
1	Dynamomètre de précision, 5 N	1003106
1	Pied à coulisse, 150 mm	1002601
1	Jeu de 10 béchers, forme élevée	1002873
1	Laborboy II	1002941
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Tige statif, 750 mm	1002935
1	Noix de serrage avec crochet	1002828

GENERALITES

Selon le principe d'Archimède, une force dirigée vers le haut F_G s'exerce sur un objet plongé dans un fluide. Cette force de poussée est égale au poids du fluide que l'objet déplace.

Pour un corps immergé de forme régulière d'une surface de section *A* et d'une hauteur *H*, plongé dans l'eau jusqu'à une profondeur *h*, on a :

(1) $F_G = \rho \cdot g \cdot A \cdot h$, pour $h < H$

et

(2) $F_G = \rho \cdot g \cdot A \cdot H$, pour $h > H$

Pour l'expérience, on utilise un parallélépipède d'un poids F_0. Avec la force

(3) $F(h) = F_0 - F_G(h)$

il tire sur un dynamomètre tandis qu'il est immergé dans l'eau jusqu'à une profondeur *h*.

EVALUATION

Les valeurs mesurées pour la force de poussée en fonction de la profondeur d'immersion *h*/*H* sont situées sur une droite passant par l'origine avec la pente

$$a = \rho \cdot g \cdot A \cdot H$$

A partir de la pente, on peut donc calculer la densité de l'eau.

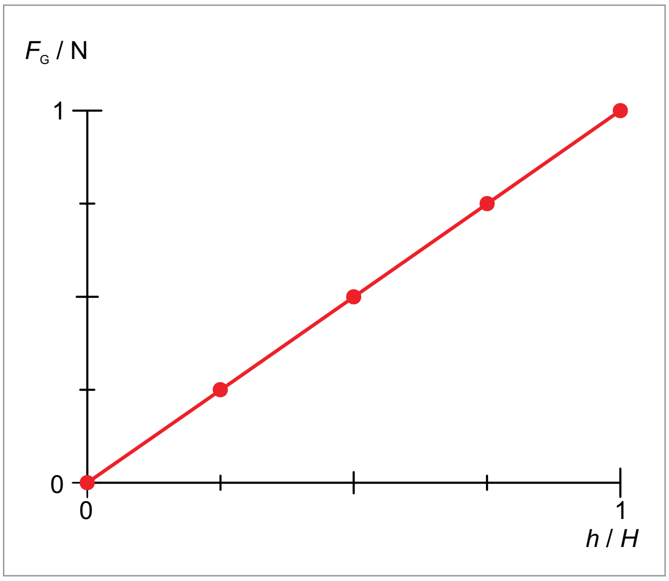


Fig. 1 Force de poussée F_G comme fonction de la profondeur d'immersion relative *h* / *H*

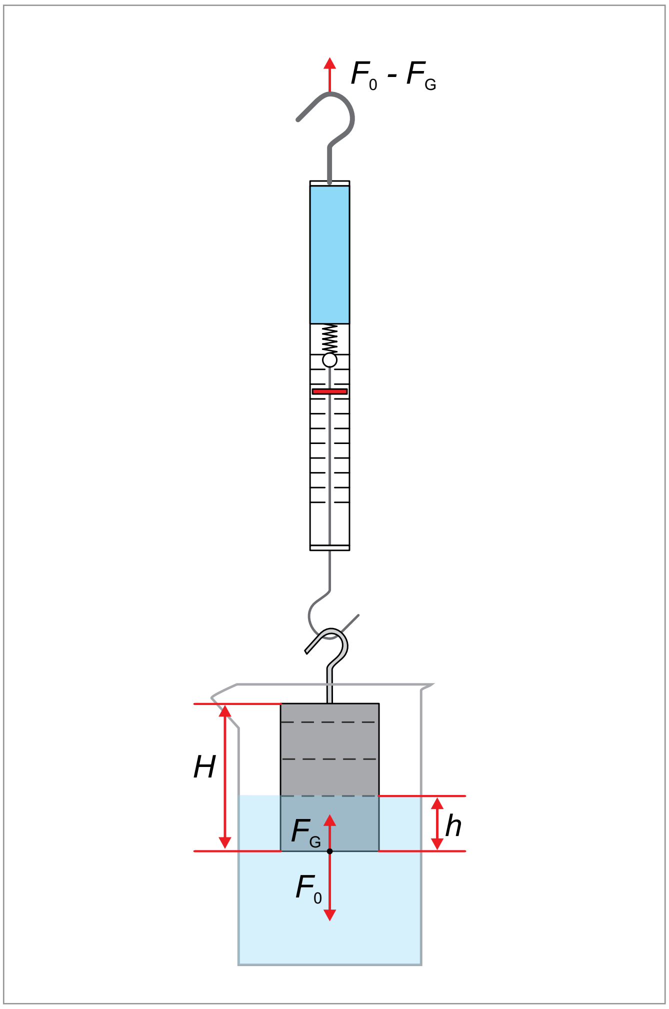
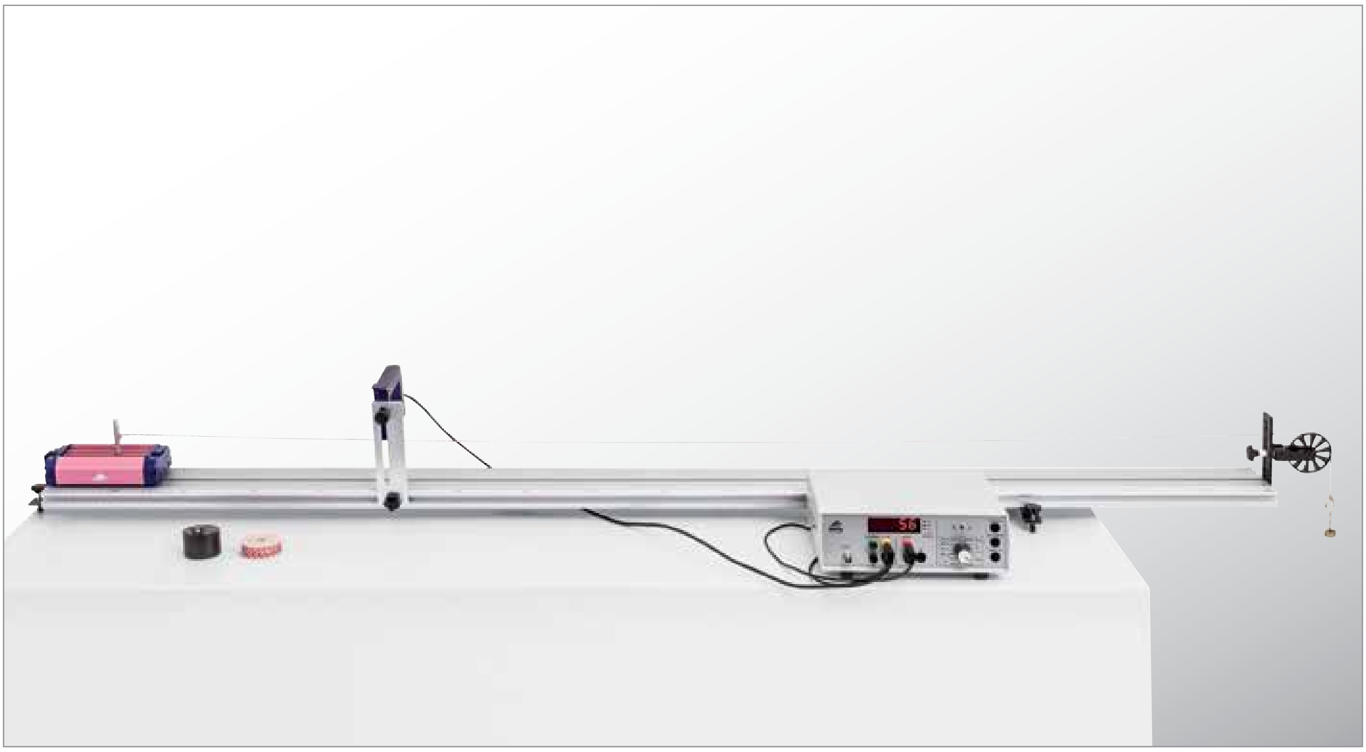


Fig. 2 Représentation schématique

UE1030250 | MOUVEMENTS RECTILIGNES UNIFORMEMENT ACCELERES



EXERCICES

- Analyse de mouvements de translation rectilignes uniformes en fonction de la masse accélératrice.

- Analyse de mouvements de translation rectilignes uniformes en fonction de la masse accélérée.

OBJECTIF

Mesure de la vitesse instantanée en fonction de la trajectoire parcourue

RESUME

Pour un mouvement de translation rectiligne uniforme, la vitesse instantanée est d'autant plus élevée que la distance parcourue est longue. Le facteur de proportionnalité entre le carré de la vitesse et la trajectoire permet de calculer l'accélération. Ce phénomène est étudié grâce à l'expérience du chariot sur rail. Afin de mesurer la vitesse instantanée, un rupteur de largeur connue fixé au chariot interrompt une barrière lumineuse. La durée de l'interruption est mesurée au moyen d'un compteur numérique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc de mécanique	1018102
1	Barrière photoélectrique	1000563
1	Compteur numérique (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Compteur numérique (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Jeu de masses à fente 10 x 10 g	1003227
1	Paire de cordons de sécurité, 75 cm	1002849
1	Ficell, 100 m	1007112

GENERALITES

Pour un mouvement de translation uniforme de vitesse constante, la vitesse instantanée *v* et la distance parcourue s augmentent avec le temps. Par conséquent, la vitesse est d'autant plus élevée que la distance parcourue est longue.

Après écoulement du temps *t*, la vitesse instantanée est de

(1) $$v(t) = a \cdot t$$

et la distance parcourue de

(2) $$s(t) = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2$$

Donc, on a

(3) $$v(s) = \sqrt{2 \cdot a \cdot s}$$

ou

(4) $$v^2(s) = 2 \cdot a \cdot s$$

Pour la mesure de la vitesse instantanée

(5) $$v = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

un rupteur de largeur connue Δs fixé au chariot interrompt une barrière lumineuse dans l'expérience du rail à chariot. La durée de l'interruption Δt est mesurée au moyen d'un compteur numérique.

EVALUATION

Si on applique les carrés des vitesses instantanées mesurées aux temps d'interruption aux distances parcourues, on doit s'attendre à un rapport linéaire si la vitesse d'accélération est constante conformément à l'équation 4. La pente de la droite passant par l'origine correspond au double de la valeur de l'accélération.

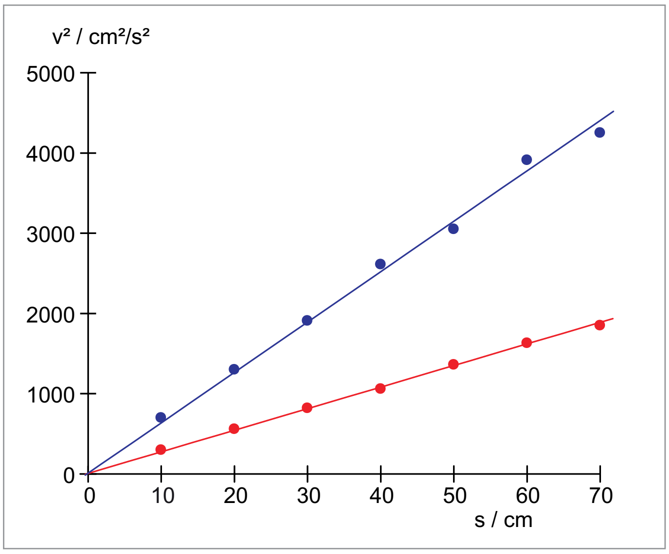


Fig. 2 Courbe v^2-s pour m_2 = 500 g. m_1 = 10 g (rouge), 20 g (bleu)

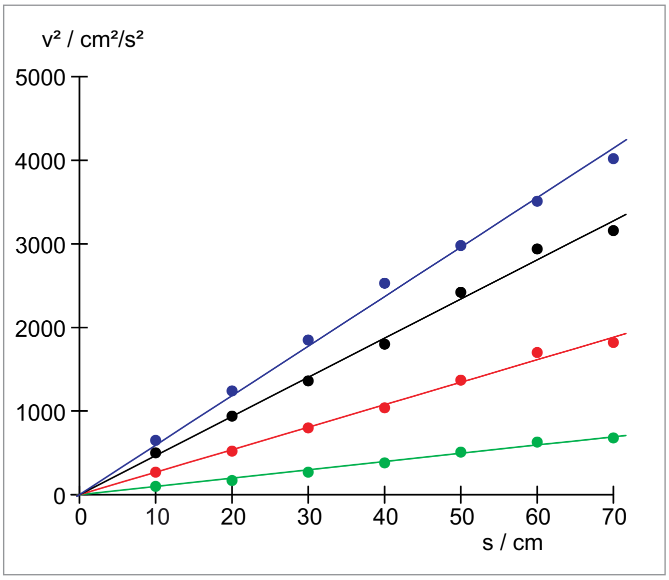
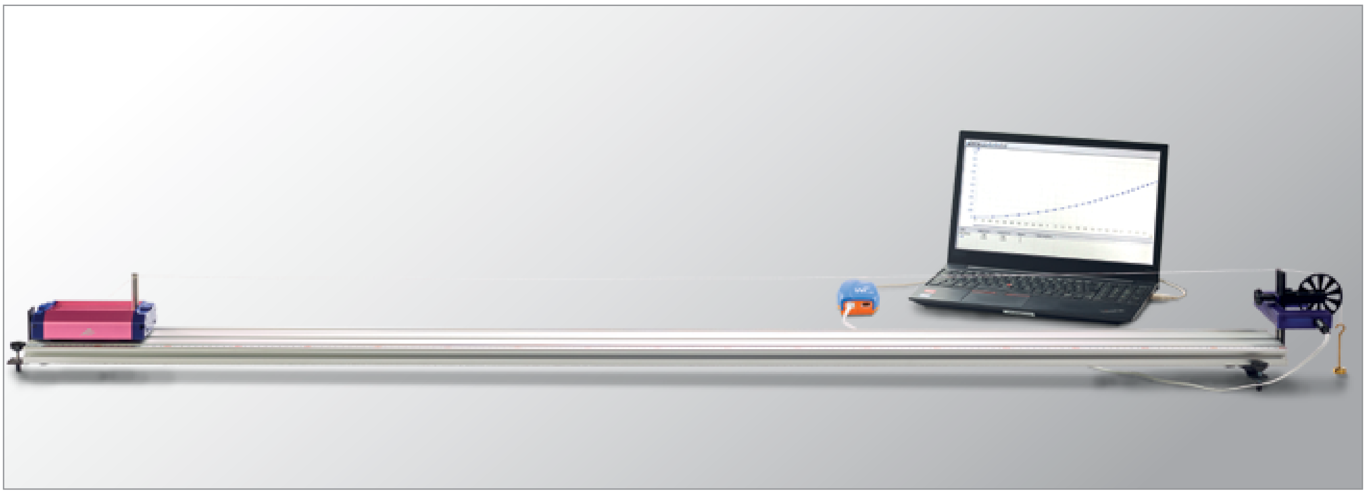


Fig. 3 Courbe v^2-s pour m_2 = 1 000 g. m_1 = 10 g (vert), 20 g (rouge), 30 g (noir), 40 g (bleu)

Fig. 1 Représentation schématique

UE1030260
MOUVEMENT UNIFORMEMENT ACCELERE



EXERCICES

- Enregistrer la trajectoire d'un mouvement en fonction du temps.
- Déterminer la vitesse instantanée en fonction du temps.
- Déterminer l'accélération instantanée en fonction du temps.
- Déterminer l'accélération moyenne comme paramètre d'adaptation et comparer avec le quotient de la force par la masse.

OBJECTIF

Enregistrement et analyse de mouvements uniformément accélérés sur un rail à faible frottement

RESUME

La vitesse instantanée d'un mouvement uniformément accéléré est proportionnelle au temps de déplacement et la distance parcourue est proportionnelle au carré du temps de déplacement. Ces phénomènes sont étudiés au cours de l'expérience sur les déplacements d'un chariot sur un rail à faible frottement, ces mouvements étant enregistrés au moyen d'un système combinant une poulie à rayons et une barrière lumineuse.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc de mécanique	1018102
1	WiLab*	1022284
1	Câble de connexion MiniDIN8 – BT	1021688
1	Barrière photoélectrique	1000563
1	Ficell, 100 m	1007112
1	Jeu de masses à fente 10 x 10 g	1003227
En plus nécessairement:		
1	Licence Coach 7	

* Alternative: 1 VinciLab 1021477

GENERALITES

La vitesse instantanée *v* et l'accélération instantanée *a* d'un point matériel masse *m* sont définies comme des dérivées partielles de premier et de second ordre de la distance parcourue *s* en fonction du temps de déplacement *t*. Ces définitions peuvent être vérifiées par des expériences, où l'on considère les quotients différentiels au lieu des dérivées, et où la distance parcourue est divisée selon un quadrillage très fin afin de mesurer les instants t_n correspondant aux points du quadrillage s_n. Ainsi, les conditions sont posées pour permettre l'étude expérimentale par exemple de l'évolution dans le temps de mouvements uniformément accélérés.

Pour une accélération constante a, la vitesse instantanée *v* augmente proportionnellement au temps *t*, si le point de masse était au repos au départ :

(1) $$v = a \cdot t$$

La distance parcourue *s* augmente proportionnellement au carré du temps :

(2) $$s = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2$$

La cause d'une accélération constante est une force d'accélération F constante, à condition que la masse accélérée m ne soit pas modifiée :

(3) $$a = \frac{F}{m}$$

Ces phénomènes sont étudiés au cours de l'expérience avec un chariot en mouvement sur un rail à faible frottement. Le chariot se déplace à une vitesse d'accélération constante parce qu'il est tiré par un fil à une force constante. Cette force est générée par le poids d'une masse accrochée au fil (cf. Fig. 1). La poulie sur laquelle s'enroule le fil est conçue comme une roue dont les rayons coupent successivement le faisceau de la barrière lumineuse. Une interface de mesure connectée au système mesure les instants t_n où le faisceau est interrompu et envoie les données pour analyse à un ordinateur. Le logiciel d'analyse calcule la distance parcourue à l'instant t_n, ainsi que les valeurs correspondantes de vitesse instantanée et d'accélération instantanée

(4a) $$s_n = n \cdot \Delta$$

(4b) $$v_n = \frac{\Delta}{t_{n+1} - t_{n-1}}$$

(4c) $$a_n = \frac{\frac{\Delta}{t_{n+1} - t_n} - \frac{\Delta}{t_n - t_{n-1}}}{\frac{t_{n+1} - t_{n-1}}{2}}$$

Δ =20 mm: distance entre les rayons de roue

Les mesures sont effectuées pour différentes combinaisons de force d'accélération F et de masse accélérée m.

EVALUATION

Le logiciel d'analyse fournit une représentation graphique des trois grandeurs s, v et a en fonction du temps t. La validité des équations (1) et (2) est vérifiée en adaptant les fonctions correspondantes qui impliquent l'accélération a comme paramètre.

On pose m_1 comme étant la masse du chariot et m_2 la masse accrochée au fil. Étant donné que la masse m_2 est également accélérée, on a dans l'équation (3) :

$$F = m_2 \cdot g \quad \text{et} \quad m = m_1 + m_2$$

On en déduit que $$a = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot g$$

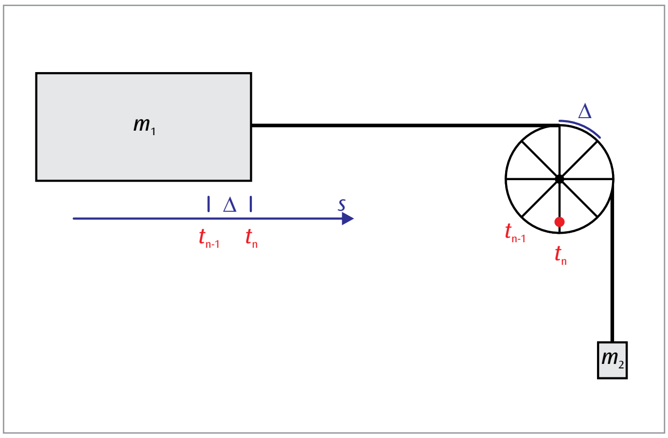


Fig. 1 Représentation schématique du principe de mesure

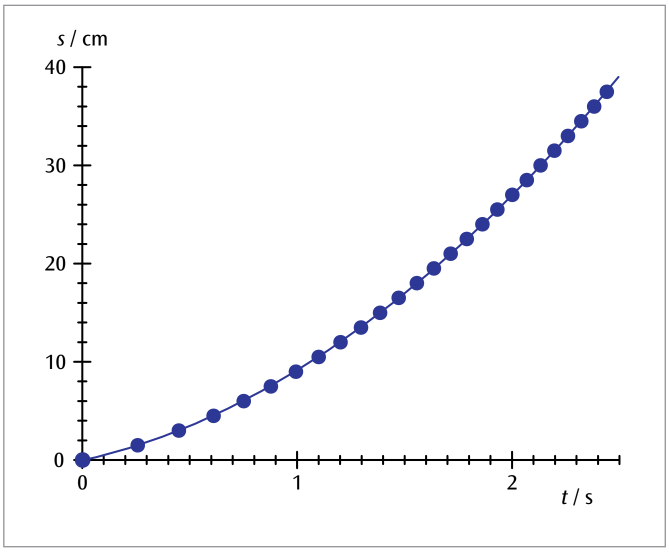


Fig. 2 Distance parcourue en fonction du temps

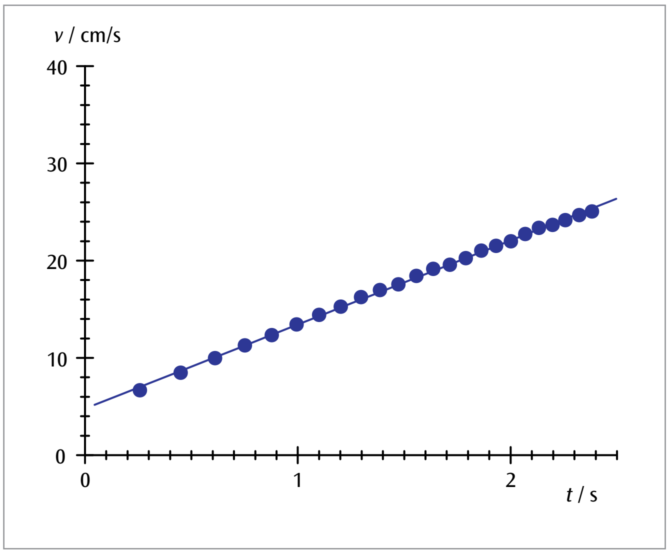


Fig. 3 Vitesse en fonction du temps

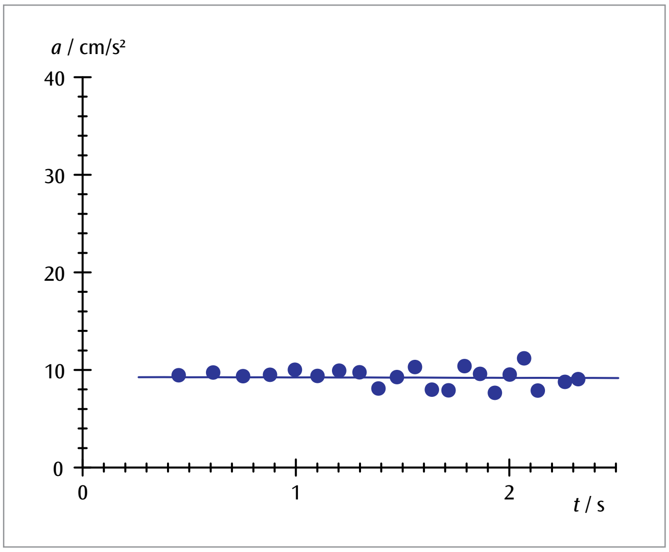
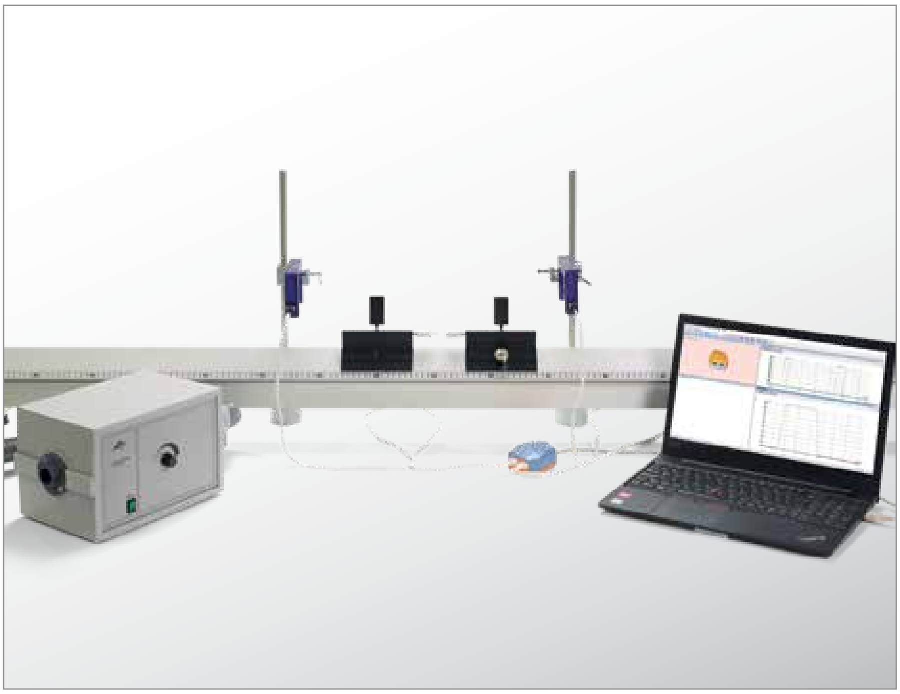


Fig. 4 Accélération en fonction du temps

UE1030280 | LOIS DE COLLISION



OBJECTIF

Étude de collisions unidimensionnelles sur le banc à coussin d'air

RESUME

La conservation d'impulsion résultant de la collision de deux corps constitue une conséquence importante du troisième axiome de Newton. On peut la vérifier par ex. en étudiant les collisions unidimensionnelles de deux patins sur un banc à coussin d'air. On parle de collisions élastiques lorsque toute l'énergie cinétique est conservée, et de collisions inélastiques lorsque seule l'énergie cinétique du centre de gravité commun est conservée. Dans l'expérience, les différentes vitesses des patins sont déterminées à partir des durées d'interruption à hauteur d'une barrière lumineuse, qui permettent alors de calculer les impulsions.

EXERCICES

- Étudier la collision élastique et inélastique de deux patins sur le banc à coussin d'air.
- Démontrer la conservation d'impulsion en cas de collision élastique et inélastique et observer les impulsions individuelles en cas de collision élastique.
- Étudier les bilans énergétiques en cas de collision élastique et inélastique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc à coussin d'air	1021090
1	Soufflerie (230 V, 50/60 Hz)	1000606 ou
	Soufflerie (115 V, 50/60 Hz)	1000605
1	WiLab	1022284
2	Câble de connexion MiniDIN8 – BT	1021688
2	Barrière photoélectrique	1000563
2	Socle de serrage, 1000 g	1002834
2	Noix universelle	1002830
2	Tige statif, 470 mm	1002934
En plus nécessairement		
1	Licence Coach 7	
En plus recommandé		
1	Balance pour laboratoires 610	1003419

* Alternative: 1 VinciLab 1021477

GENERALITES

La conservation d'impulsion résultant de la collision de deux corps constitue une conséquence importante du troisième axiome de Newton. On peut la vérifier par ex. en étudiant les collisions unidimensionnelles de deux patins sur un banc à coussin d'air.

Dans le référentiel du centre de gravité commun, l'impulsion totale des deux patins des masses m_1 et m_2 est nulle avant et après la collision.

(1) $$\tilde{p}_1 + \tilde{p}_2 = \tilde{p}'_1 + \tilde{p}'_2 = 0$$

$\tilde{p}_1$, $\tilde{p}_2$: impulsions individuelles avant la collision, $\tilde{p}'_1$, $\tilde{p}'_2$: impulsions individuelles après la collision.

Selon le type de collision, l'énergie cinétique des deux patins dans ce référentiel

(2) $$\tilde{E} = \frac{\tilde{p}_1^2}{2m_1} + \frac{\tilde{p}_2^2}{2m_2}$$

peut être transformée partiellement ou complètement en d'autres formes d'énergie. On parle

de collision élastique lorsque l'énergie cinétique dans le système barycentrique est conservée dans son intégralité, et de collision inélastique lorsqu'elle est transformée complètement.
Dans le référentiel du banc, la conservation d'impulsion est

(3) $$p_1 + p_2 = p_1' + p_2' = p = \text{const.}$$

p_1, p_2 : impulsions individuelles avant la collision,
$p'1$, $p'2$: impulsions individuelles après la collision.
En conséquence de la conservation d'impulsion, la vitesse

(4) $$v_c = \frac{p}{m_1 + m_2}$$

et l'énergie cinétique

(5) $$E_c = \frac{m_1 + m_2}{2} \cdot v_c^2$$

du centre de gravité sont conservées. Ceci s'applique tant aux collisions élastiques qu'inélastiques.
Dans l'expérience, le second patin est au repos avant la collision. C'est pourquoi la conservation d'impulsion (équation 3) est la suivante :

(6) $$p = m_1 \cdot v_1 = m_1 \cdot v_1' + m_2 \cdot v_2'$$

v'_1 et v'_2 prenant différentes valeurs après une collision élastique, mais coïncidant après une collision inélastique. En cas de collision élastique, un coulisseau plat du premier patin entre en collision avec un ruban en caoutchouc tendu du second patin ; en cas de collision inélastique, un coulisseau long et pointu s'accroche dans de la pâte à modeler. Pour varier la masse, on peut ajouter des masses supplémentaires.
Après une collision élastique :

(7) $$p_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot p \,,\; p_2' = \frac{2 \cdot m_2}{m_1 + m_2} \cdot p$$

et

(8) $$E = \frac{m_1}{2} \cdot v_1^2 = \frac{m_1}{2} \cdot v_1'^2 + \frac{m_2}{2} \cdot v_2'^2$$

En cas de collision inélastique, seule est conservée l'énergie cinétique du centre de gravité. À partir de (4), (5) et (6), on calcule

(9) $$E_c = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1}{2} \cdot v_1^2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot E$$

EVALUATION

Les intervalles de temps *t* enregistrés par le logiciel doivent être comparés aux procédures expérimentales. Pour la vitesse des patins, on a

$$v = \frac{25\,\text{mm}}{\Delta t}$$

Si l'on étudie de plus près le bilan énergétique et des impulsions, il faut tenir compte également des pertes dues aux frottements. Sur les impulsions déterminées, elles représentent ≈ 5 % et pour les valeurs énergétiques 10 % (Fig. 1 à 5).

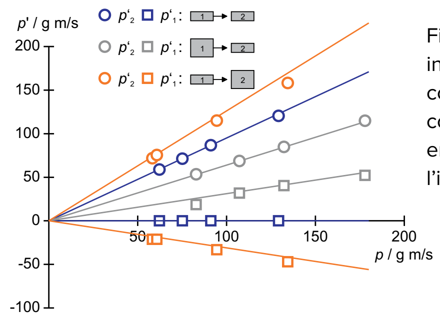


Fig. 1 : Impulsions individuelles des corps après la collision élastique en fonction de l'impulsion initiale

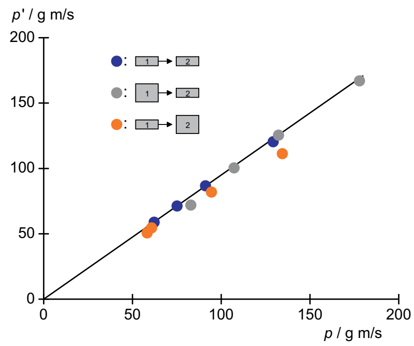


Fig. 2 : Impulsion totale des corps après la collision élastique en fonction de l'impulsion initiale

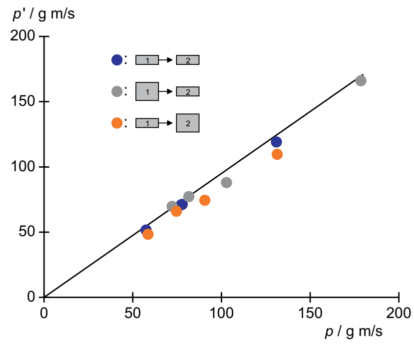


Fig. 3 : Impulsion totale des corps après la collision inélastique en fonction de l'impulsion initiale

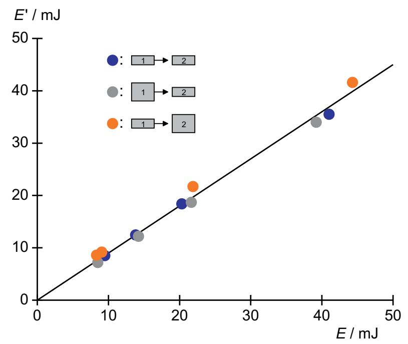


Fig. 4 : Énergie totale des corps après la collision élastique en fonction de l'énergie initiale

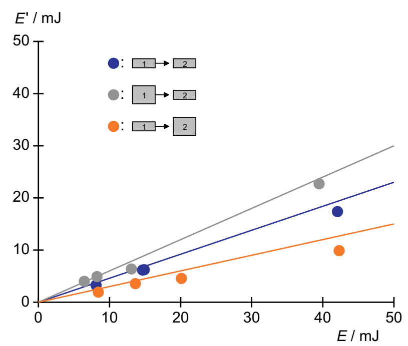
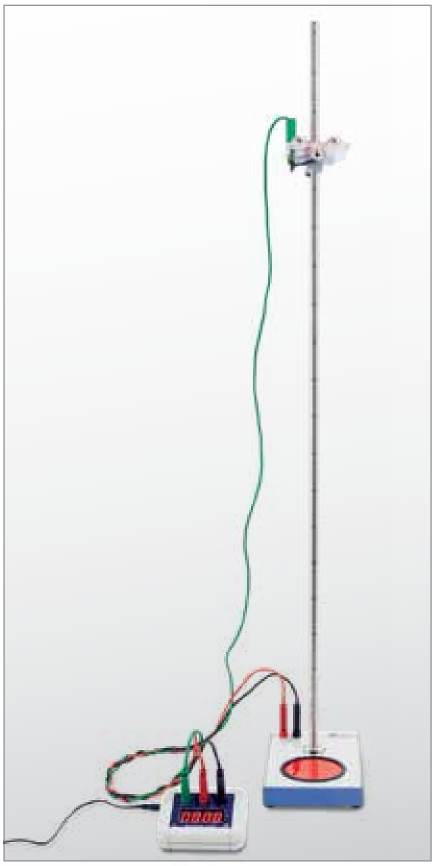
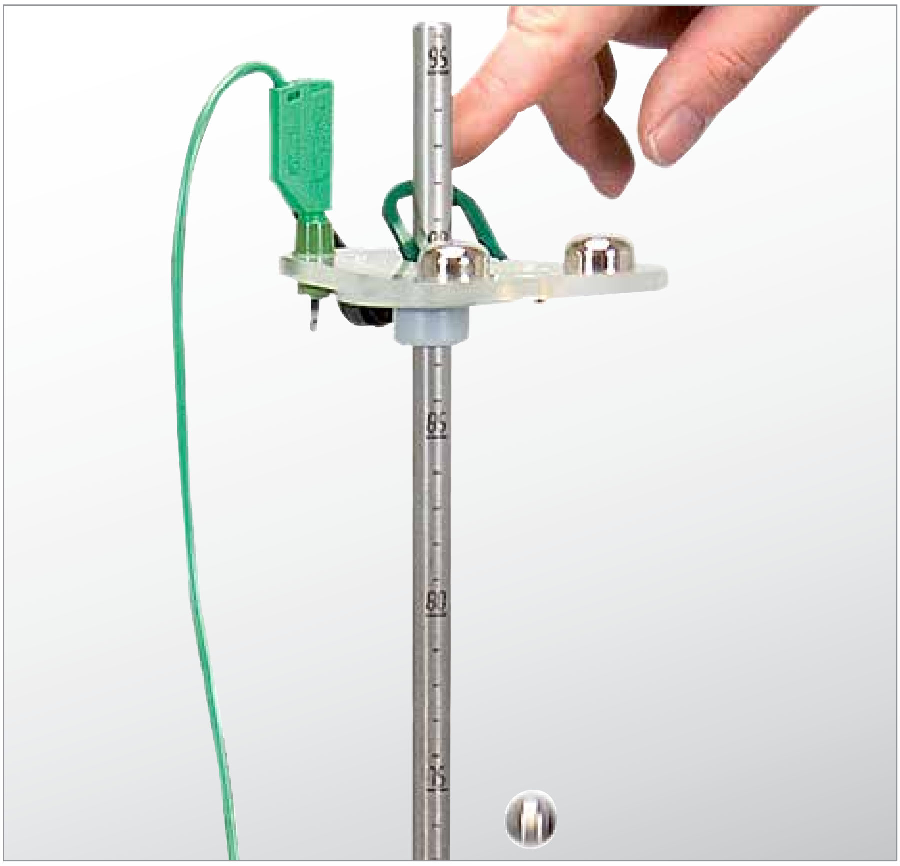


Fig. 5 : Énergie totale des corps après la collision inélastique en fonction de l'énergie initiale

UE1030300 | CHUTE LIBRE





EXERCICES

- Mesure de la durée chute *t* d'une bille en fonction de l'écart *h* entre le dispositif de déclenchement et le plateau de réception.
- Enregistrement point par point du diagramme de distance et de temps d'un mouvement accéléré régulier.
- Confirmation de la proportionnalité entre la distance de la chute et le carré du temps de chute.
- Détermination de l'accélération de la pesanteur *g*.

OBJECTIF

Détermination de l'accélération de la pesanteur

RESUME

Dans le cas de la chute libre, la distance *h* est proportionnelle au carré de la durée de la chute *t*. Le facteur de proportionnalité permet de calculer l'accélération de la pesanteur *g*.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Dispositif de chute libre	1000738
1	Compteur de millisecondes (230 V, 50/60 Hz)	1012832 ou
	Compteur de millisecondes (115 V, 50/60 Hz)	1012833
1	Jeu de 3 cordons de sécurité	1002848

GENERALITES

Lorsqu’un corps tombe dans le champ de gravitation depuis une hauteur h sur le sol, il subit une accélération constante *g*, tant que la vitesse de chute est faible et que le frottement peut donc être négligé. On appelle ce mouvement « chute libre ».

Au cours de l’expérience, une bille en acier est suspendue à un dispositif de déclenchement. Lorsque la chute libre est déclenchée, la mesure de temps électronique est activée en même temps. Après avoir parcouru une distance *h*, la bille tombe sur un plateau de réception et arrête la mesure du temps de chute *t*.

Comme la bille est déclenchée au moment $t_0 = 0$ à la vitesse $v_0 = 0$, la distance parcourue pendant le temps *t* s’élève à

(1) $$h = \frac{1}{2} \cdot g \cdot t^2$$

EVALUATION

Première variante :

Les temps de chute présentent un comportement 2 : 1 si les distances de chute présentent le comportement 4 : 1. La distance est donc proportionnelle au carré du temps de chute.

Deuxième variante :

Les résultats de la mesure pour différentes distances de chute sont notés sous forme de paires de valeurs dans un diagramme de distance et de temps. La distance de chute parcourue *h* n’est pas une fonction linéaire du temps *t*, comme le confirme la comparaison entre l’adaptation d’une droite et d’une parabole aux valeurs de mesure. Pour obtenir une linéarisation, la distance de la chute est appliquée comme fonction du carré du temps de chute. La correspondance des droites initiales adaptées avec les valeurs mesurées est confirmée (1). La rampe des droites permet de calculer l’accélération de la pesanteur.

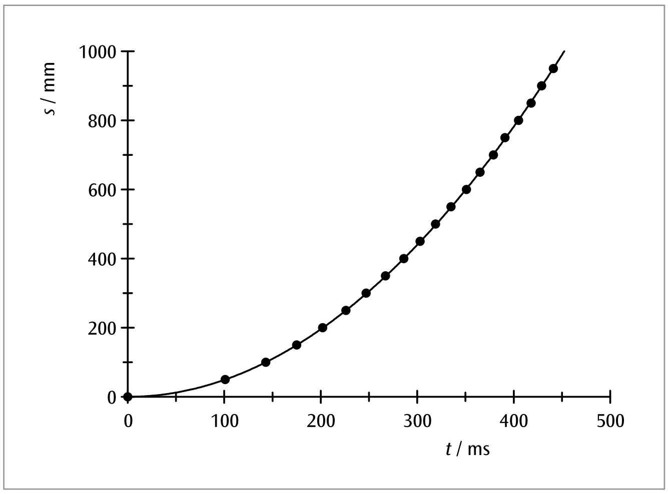


Fig. 1 Diagramme de distance et de temps de la chute libre

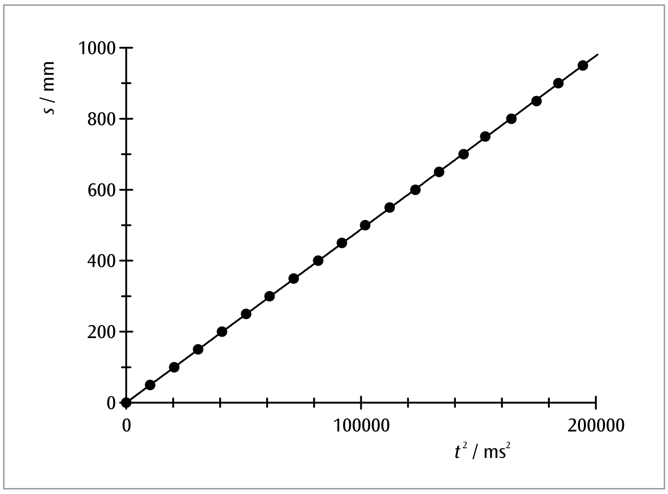
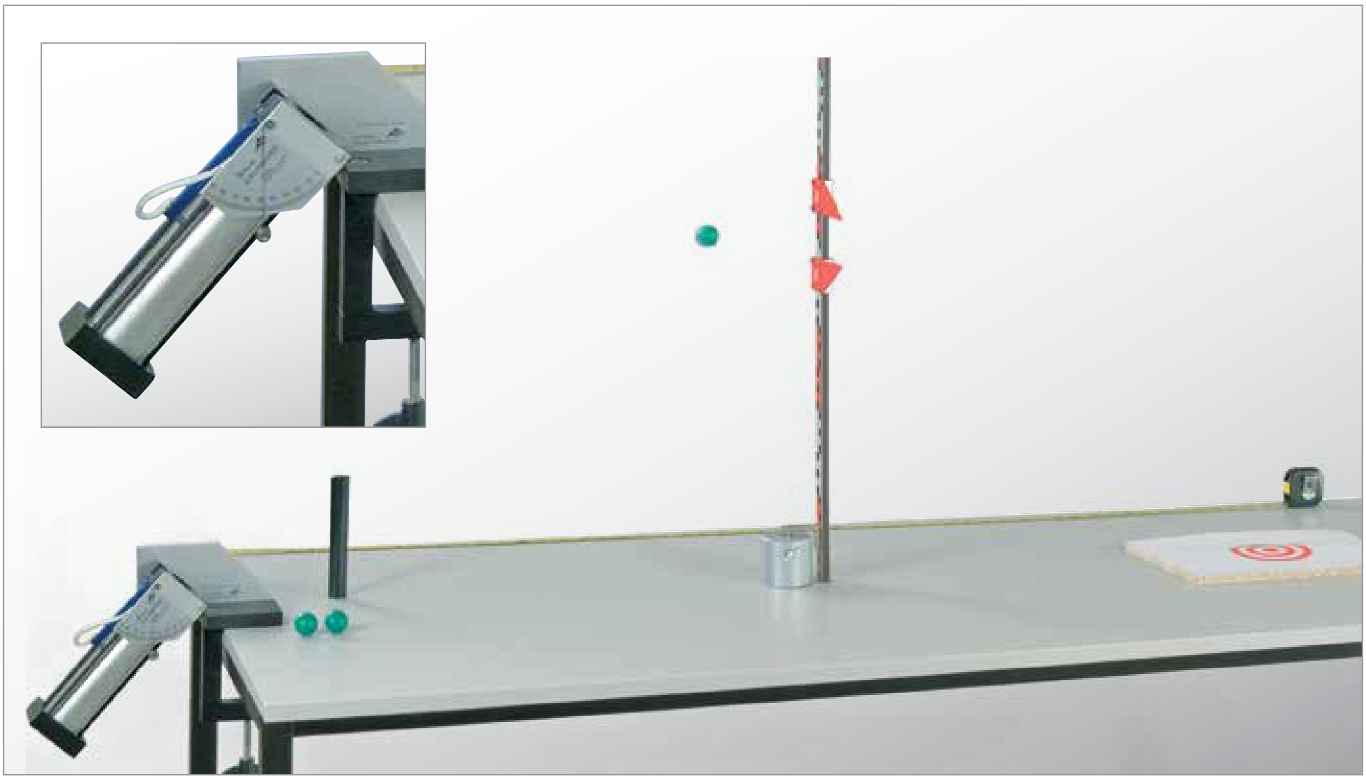


Fig. 2 Distance de chute comme fonction du carré du temps de chute

UE1030400 | JET OBLIQUE



EXERCICES

- Calcul de la portée du jet en fonction de l’angle et de la vitesse de jet.
- Calcul de la vitesse de jet à partir de la portée maximale du jet.
- Saisie point par point des « paraboles de jet » en fonction de l’angle et de la vitesse de jet.
- Validation du principe de superposition.

OBJECTIF

Saisie point par point des « paraboles de jet »

RESUME

Le mouvement d’une bille, lancée avec le champ de gravitation dans un certain angle par rapport au plan horizontal, suit une courbe de forme parabolique, dont la hauteur et la portée dépendent de l’angle et de la vitesse de jet. Il est mesuré point par point à l’aide d’une règle graduée verticale dotée de deux index.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Lanceur balistque	1002654
1	Support pour lanceur balistique	1002655
1	Règle graduée verticale, 1 m	1000743
1	Jeu d'indices pour règle graduée	1006494
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Décamètre à ruban de poche, 2 m	1002603

GENERALITES

Le mouvement d'une bille lancée dans le champ de gravitation dans un certain angle par rapport au plan horizontal, se compose, selon le principe de superposition, d'un mouvement à vitesse constante dans le sens du jet et d'un mouvement de chute.
On obtient d'une courbe de forme parabolique, dont la hauteur et la portée dépendent de l'angle de jet α et de la vitesse de jet v_0.

Pour calculer ce mouvement, on place dans un esprit de simplification, l'origine des axes de coordonnées au centre de la bille au moment du lancement et on néglige par ailleurs le frottement de l'air sur la balle. Elle conserve ensuite sa vitesse initiale dans le sens horizontal

(1) $$v_x(0) = v_0 \cdot \cos\alpha$$

et atteint donc au moment *t* la distance horizontale.

(2) $$x(t) = v_0 \cdot \cos\alpha \cdot t$$

Dans le sens vertical, sous l'influence du champ de gravitation, la bille subit l'accélération de chute *g*. Au moment *t*, sa vitesse est donc

(3) $$v_y(t) = v_0 \cdot \sin\alpha - g \cdot t$$

et la distance verticale.

(4) $$y(t) = v_0 \cdot \sin\alpha \cdot t - \frac{1}{2} \cdot g \cdot t^2$$

La courbe de vol de la bille a la forme d'une parabole étant donné qu'elle répond à l'équation.

(5) $$y(x) = \tan\alpha \cdot x - \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{(v_0 \cdot \cos\alpha)^2} \cdot x^2$$

Au moment

(6) $$t_1 = \frac{v_0 \cdot \sin\alpha}{g}$$

la balle atteint le point le plus élevé de la parabole et au moment

(7) $$t_2 = 2 \cdot \frac{v_0 \cdot \sin\alpha}{g}$$

la hauteur initiale 0. La hauteur de la parabole est donc

(8) $$h = y(t_1) = \frac{v_0^2}{2 \cdot g} \cdot \sin^2\alpha$$

et la portée

(9) $$s = x(t_2) = 2 \cdot \frac{v_0^2}{g} \cdot \sin\alpha \cdot \cos\alpha$$

Au cours de l'expérience, les courbes de vol d'une sphère en bois sont mesurées point par point en fonction de l'angle et de la vitesse de jet, en utilisant une règle graduée verticale dotée de deux index.

EVALUATION

L'angle de jet $\alpha = 45°$ a permis d'atteindre la portée la plus grande s_{max} de toutes les courbes de vol. Cette portée permet de calculer la vitesse de jet. Compte tenu de l'équation 9, on obtient

$$v_0 = \sqrt{g \cdot s_{max}}$$

Une analyse exacte des données de mesure montre que même le frottement de l'air par la bille doit être pris en compte et que les courbes de vol divergent légèrement de la forme parabolique.

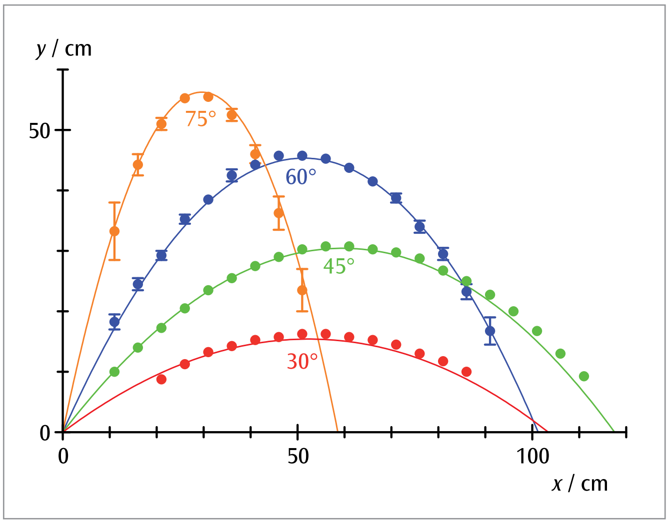


Fig. 1 Paraboles de jet mesurées en tenant compte du frottement de l'air à une vitesse de jet minimale et à divers angles de jet

UE1030600 | CHOCS BIDIMENSIONNELS

EXERCICES

- Déterminer les vitesses avant et après un choc.
- Déterminer la conservation d'impulsion en cas de chocs élastiques et inélastiques.
- Déterminer la conservation d'énergie en cas de chocs élastiques et inélastiques.
- Étudier le mouvement du centre de gravité du système.

OBJECTIF

Étudier les chocs élastiques et inélastiques de deux corps sur un plan

RESUME

Deux corps s'entrechoquant subissent la loi de conservation d'énergie et d'impulsion. Ces grandeurs permettent de décrire le mouvement des corps après le choc. Dans un plan, les vitesses et les impulsions des corps s'entrechoquant doivent être décrites vectoriellement.
Une description particulièrement simple permet de passer au système de centre de gravité. Au cours de l'expérience, on fait entrer en collision deux disques sur une table à coussin d'air et les vitesses sont ensuite enregistrées et analysées à l'aide d'un marquage par jet d'encre ou d'un suivi vidéo.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Table à coussin d'air avec palets à jet d'encre	1021623
En plus recommandé:		
1	Balance pour laboratoires 610	1003419
1	Règle, 50 cm	
1	Caméra vidéo	
1	Logiciel d'analyse vidéo, par ex. Coach 7	

GENERALITES

Un choc décrit une brève interaction entre deux corps. On suppose que l'interaction n'a lieu que sur une période concrète et courte et que sinon les corps ne s'influencent pas. En cas d'absence de forces supplémentaires, les deux corps se déplacent à vitesse constante avant et après le choc. Comme les deux corps peuvent être considérés comme un système fermé, le processus est soumis à la loi de la conservation d'impulsion et d'énergie.

Les vitesses des corps 1 et 2 avant le choc sont décrites par les vecteurs v_1 et v_2 et après le choc par v'_1 et v'_2. Les impulsions sont décrites par p_i et p'_i (i = 1, 2). Les masses sont constantes dans le temps et sont désignées par m_1 et m_2.
Sur la base de la conservation d'impulsion, on a

(1) $$m_1 \cdot \mathbf{v}_1 + m_2 \cdot \mathbf{v}_2 = m_1 \cdot \mathbf{v}'_1 + m_2 \cdot \mathbf{v}'_2$$

En outre, en présence de chocs élastiques, toute l'énergie cinétique du système est conservée :

(2) $$\frac{1}{2} \cdot m_1 \cdot v_1^2 + \frac{1}{2} \cdot m_2 \cdot v_2^2 = \frac{1}{2} \cdot m_1 \cdot v'^2_1 + \frac{1}{2} \cdot m_2 \cdot v'^2_2$$

Si le corps 2 est au repos avant le choc, on peut, sans perte de généralité, choisir le système de coordonnées de manière à ce que le corps 1 se déplace le long de l'axe x ($v_{1y} = 0$).
Considérons d'abord un choc central avec $d = 0$ (voir Fig. 1). Les corps se déplacent le long de l'axe x et, pour les vitesses après le choc, on a

(3) $$v'_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot v_1$$
et
(4) $$v'_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \cdot v_1$$

Avec les mêmes masses $m_1 = m_2$, on obtient

(5) $$v'_1 = 0$$
et
(6) $$v'_2 = v_1$$

En cas de chocs non centraux avec les mêmes masses, les corps s'écartent l'un de l'autre avec un angle de 90°. Par conséquent

(7) $$\theta_1 + \theta_2 = 90°$$

De plus, à partir de (1) avec $v_{1y} = 0$ et $m_1 = m_2$

(8) $$v'_{1y} = -v'_{2y}$$

Le rayon vecteur du centre de gravité est

(9) $$r_s = \frac{m_1 \cdot r_1 + m_2 \cdot r_2}{m_1 + m_2}$$

Comme l'impulsion totale est conservée, la vitesse du centre de gravité

(10) $$v_s = \frac{m_1 \cdot v_1 + m_2 \cdot v_2}{m_1 + m_2}$$

est constante. L'impulsion totale correspond à l'impulsion d'une masse $m_S = m_1 + m_2$ qui se déplace à la vitesse de centre de gravité.
Il est souvent judicieux de passer au système de centre de gravité. Là, les deux masses sont attirées l'une vers l'autre avant le choc, de sorte que l'impulsion totale est nulle. Après le choc élastique, elles s'écartent l'une de l'autre, de sorte que l'impulsion totale reste nulle. Après un choc complètement inélastique, elles tournent en adhérant l'une à l'autre autour du centre de gravité. L'énergie cinétique du système est conservée.
Au cours de l'expérience, on fait entrer en collision deux disques sur une table à coussin d'air et on enregistre leur mouvement en se servant d'un générateur d'étincelles.

EVALUATION

Le calcul de l'énergie cinétique indique qu'une partie de l'énergie est perdu. Ceci est dû à la légère déformation des corps lors de la collision et à la rotation intrinsèque des rondelles, qui n'a pas été prise en compte.

$$v = \Delta \cdot f$$

Δ : écart entre deux points,
f : Fréquence du traceur

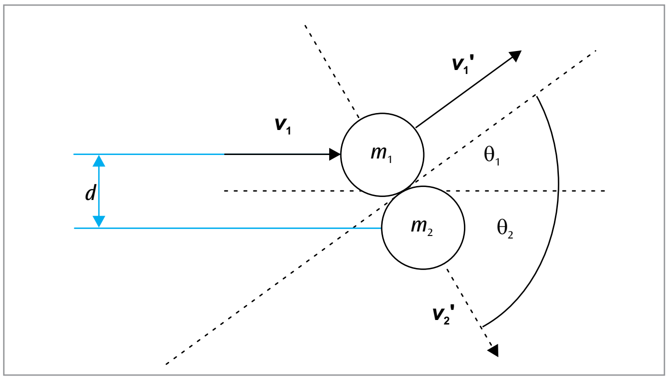


Fig. 1 Représentation schématique du choc non central de deux masses

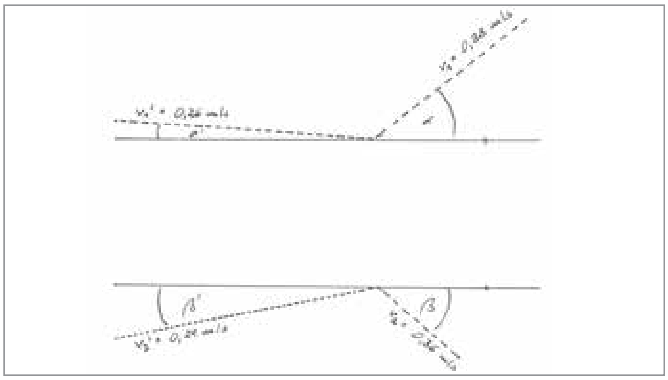


Fig. 2 Enregistrement et exploitation d'un choc non central de deux masses inégales à des vitesses initiales $v_1 \neq 0$ et $v_2 \neq 0$

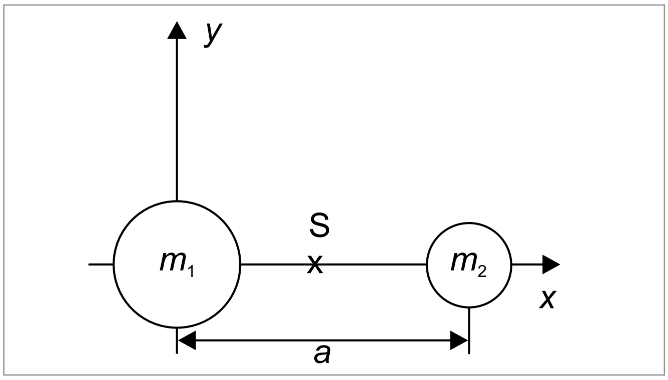


Fig. 3 Position du centre de gravité des masses *S*

UE1040101 | MOUVEMENTS DE ROTATION A ACCELERATION UNIFORME

EXERCICES

- Enregistrement point par point du diagramme d'angle de rotation et de temps d'un mouvement de rotation accéléré uniformément.
- Confirmation de la proportionnalité entre l'angle de rotation et le carré du temps.
- Confirmation de l'accélération angulaire en fonction du couple de rotation d'accélération et confirmation de l'équation du mouvement de Newton.
- Confirmation de l'accélération angulaire en fonction du moment d'inertie et confirmation de l'équation du mouvement de Newton.

OBJECTIF

Confirmation de l'équation du mouvement de Newton

RESUME

L'angle de rotation φ d'un corps rigide accéléré de manière uniforme et tournant sur un axe fixe augmente proportionnellement au carré du temps *t*. Le facteur de proportionnalité permet de calculer l'accélération angulaire α qui, selon l'équation du mouvement de Newton, dépend du couple de rotation d'accélération et du moment d'inertie du corps rigide.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Système de rotation sur coussinet d'air (230 V, 50/60 Hz)	1000782 ou
	Système de rotation sur coussinet d'air (115 V, 50/60 Hz)	1000781
1	Capteur réflexe laser	1001034
1	Compteur numérique (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Compteur numérique (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Décamètre à ruban de poche, 2 m	1002603

GENERALITES

La rotation d'un corps rigide sur un axe fixe peut être décrite par analogie aux mouvements de translation unidimensionnels. On remplace le parcours *s* par l'angle de rotation φ, la vitesse *v* par la vitesse angulaire ω, l'accélération a par l'accélération angulaire α, la force d'accélération *F* par le couple de rotation *M* appliqué au corps rigide et la masse inerte *m* par le moment d'inertie *J* du corps rigide sur l'axe de rotation.

Par analogie à l'équation de Newton sur les mouvements de translation, un corps rigide placé sur un pivot rotatif de moment d'inertie *J* subit l'accélération angulaire α si le couple de rotation est

(1) $$M = J \cdot \alpha$$

Si le couple de rotation est constant, le corps effectue un mouvement de rotation à une accélération angulaire constante.
Au cours de l'expérience, ce phénomène est étudié sur un système de rotation à très faibles frottements. Au moment $t_0 = 0$, la vitesse angulaire ω = 0 le système est lancé et tourne pendant le temps *t* dans un angle

(2) $$\varphi = \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot t^2$$

Le couple de rotation *M* résulte de la force du poids d'une masse d'accélération m_M, qui *s'applique* au corps dans un écart r_M avec l'axe de rotation.

(3) $$M = r_M \cdot m_M \cdot g$$

$$g = 9{,}81 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}^2}$$: Accélération de la pesanteur

Si l'on ajoute à la barre porte-poids du système de rotation deux masses supplémentaires m_J dans un écart fixe r_J avec l'axe de rotation, le moment d'inertie augmente selon l'équation

(4) $$J = J_0 + 2 \cdot m_J \cdot r_J^2$$

J_o: Moment d'inertie sans masses supplémentaires

Plusieurs masses sont disponibles tant pour l'accélération que pour l'augmentation de l'inertie. En outre, les écarts r_M et r_J peuvent être variés. Ainsi l'accélération angulaire peut-elle être étudiée pour confirmer la formule (1) en fonction du moment d'inertie et du couple de rotation.

EVALUATION

La proportionnalité de l'angle de rotation au carré du temps est illustrée par la mesure des temps correspondant aux angles de rotation 10°, 40°, 90°, 160° et 250°.

Pour la mesure de l'accélération angulaire α en fonction des paramètres *M* et *J*, on mesure le temps *t*(90°) nécessaire pour une rotation de 90°. Dans ce cas :

$$\alpha = \frac{\pi}{t(90°)^2}$$

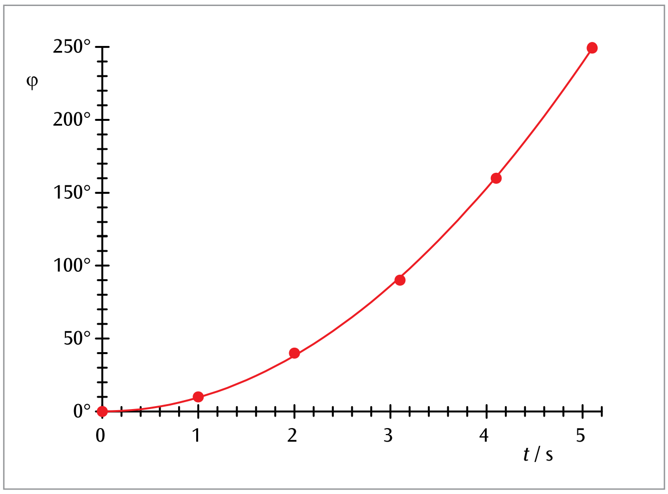


Fig. 1 Diagramme angle de rotation-temps d'un mouvement de rotation accéléré uniformément

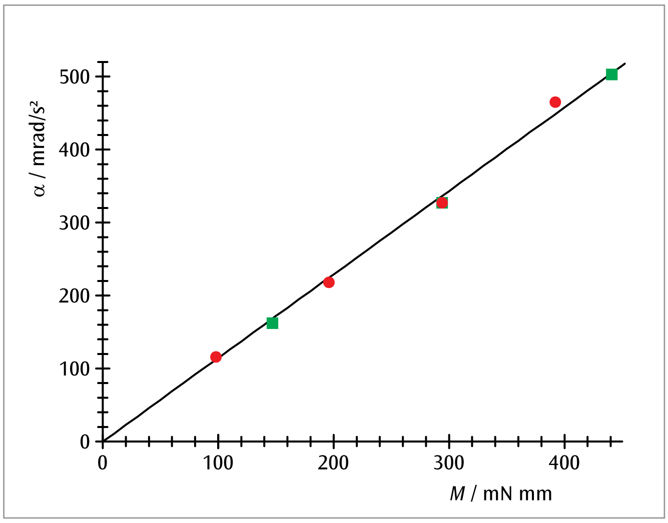


Fig. 2 Accélération angulaire α en fonction du couple de rotation *M*

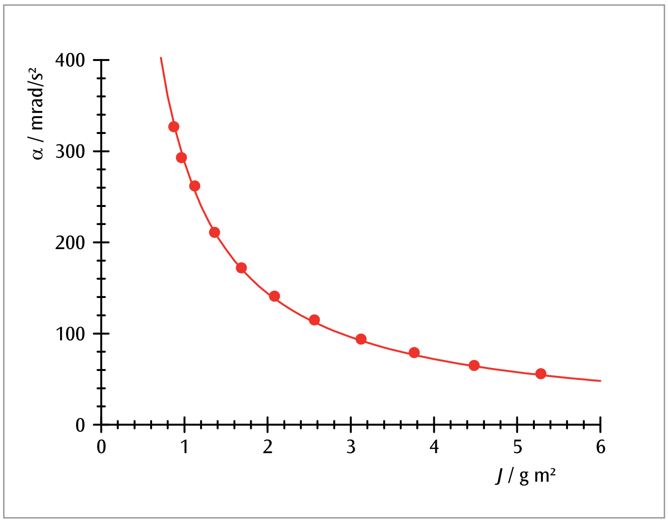


Fig. 3 Accélération angulaire α en fonction du moment d'inertie *J*

UE1040201 | MOMENT D'INERTIE I

› EXERCICES

- Détermination de la grandeur de référence angulaire D_r du ressort d'accouplement.
- Détermination du moment d'inertie J en fonction de la distance r des masses par rapport à l'axe de rotation.
- Détermination du moment d'inertie J en fonction de la masse m des masselottes.

OBJECTIF

Confirmation du moment d'inertie d'une barre à paramètres variables

RESUME

Le moment d'inertie d'un corps par rapport à son axe de rotation dépend de la répartition des masses dans le corps par rapport à l'axe. Ce phénomène est étudié pour une barre sur laquelle sont fixés deux masselottes disposées symétriquement par rapport à l'axe de rotation. La durée d'oscillation de la barre reliée à un ressort d'accouplement est d'autant plus longue que son moment d'inertie déterminé par les masses supplémentaires et leurs distances sont importants.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Système de rotation sur coussinet d'air (230 V, 50/60 Hz)	1000782 ou
	Système de rotation sur coussinet d'air (115 V, 50/60 Hz)	1000781
1	Complément au système de rotation sur coussinet d'air	1000783
1	Capteur réflexe laser	1001034
1	Compteur numérique (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Compteur numérique (115 V, 50/60 Hz)	1001032

GENERALITES

L'inertie d'un corps rigide par rapport à une modification de son mouvement de rotation sur un axe fixe est exprimée par le moment d'inertie *J*. Elle dépend de la répartition des masses dans le corps par rapport à l'axe de rotation et est d'autant plus grande que les distances à l'axe de rotation sont importants.

Ce phénomène est étudié dans une expérience avec une poulie tournante dotée d'une barre portepoids sur laquelle sont fixés dà une distance *r* symétriquement par rapport à l'axe de rotation deux poids de masse *m*. Dans ce cas, le moment d'inertie s'élève à

(1) $$J = J_0 + 2 \cdot m \cdot r^2$$

J_o: Moment d'inertie sans les masses

Si la poulie tournante est reliée de façon élastique à un support au moyen d'un ressort cylindrique, le moment d'inertie peut être déterminé à partir de la durée d'oscillation de la poulie autour de sa position repos. On a l'équation suivante :

(2) $$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{D_r}}$$

D_r: Grandeur de référence angulaire du ressort cylindrique

En d'autres termes, la durée d'oscillation *T* est d'autant plus longue que le moment d'inertie *J* de la poulie tournante à barre porte-poids déterminé par la masse *m* et l'écart *r* est important.

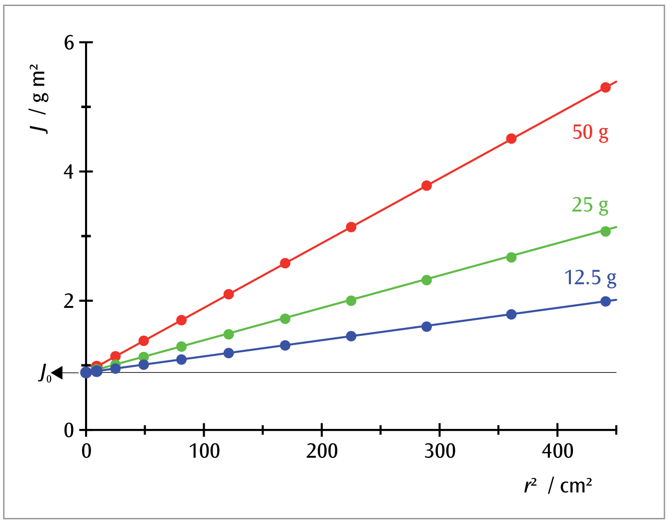


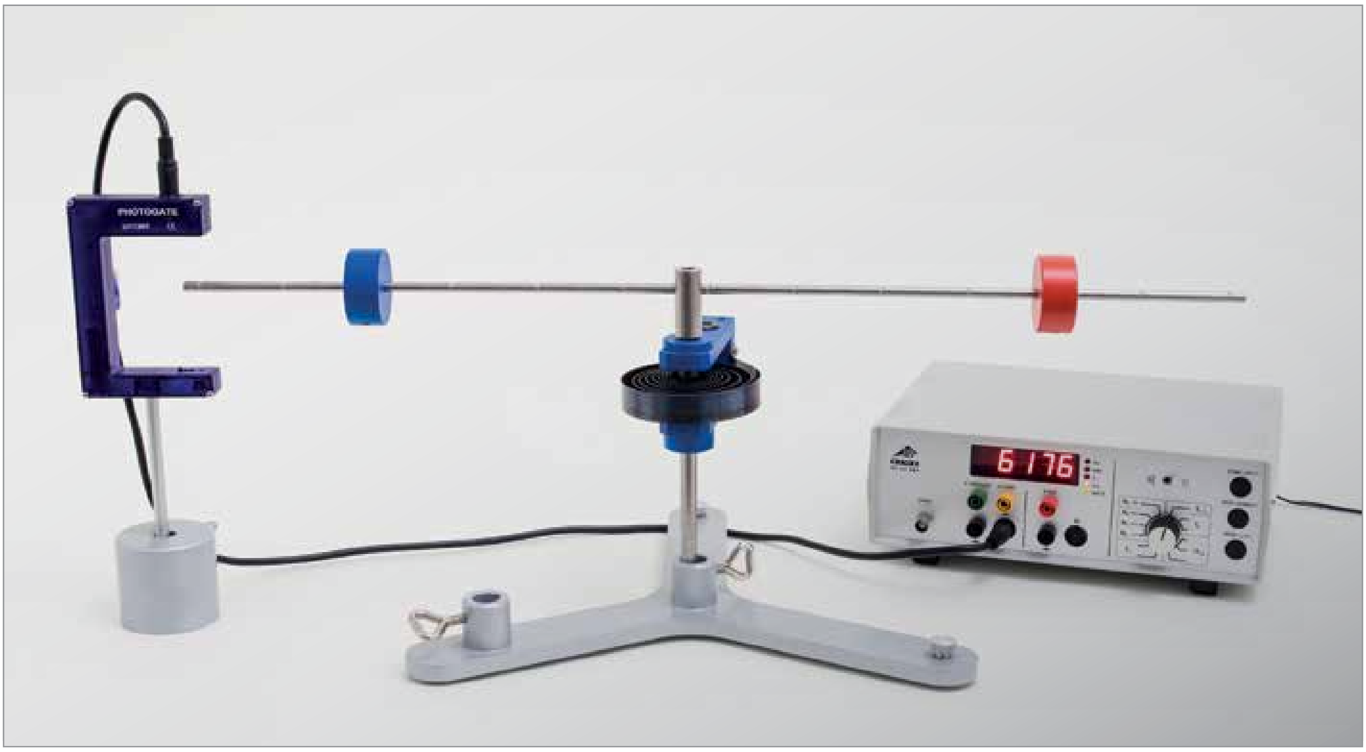
Fig. 1 Moment d'inertie *J* de la poulie tournante à barre porte-poids pour trois masses supplémentaires différentes *m* en fonction du carré de l'écart *r* par rapport à l'axe de rotation

EVALUATION

L'équation (2) permet de déduire l'équation pour le moment d'inertie :

$$J = D_r \cdot \frac{T^2}{4\pi^2}$$

UE1040205 | MOMENT D’INERTIE II



EXERCICES

- Déterminer la référence angulaire D_r des champs de couplage.
- Déterminer le moment d’inertie *J* de la barre porte-poids sans masse.
- Déterminer le moment d’inertie *J* en fonction de l’écart *r* des masses par rapport à l’axe de rotation.
- Déterminer le moment d’inertie *J* pour un disque circulaire et un disque en bois, une bille en bois ainsi qu'un cylindre plein et un cylindre creux.

OBJECTIF

Déterminer le moment d’inertie de différents corps

RESUME

Le moment d’inertie d’un corps sur son axe de rotation dépend de la répartition de la masse dans le corps par rapport à l’axe. L’étude porte sur une barre porte-poids sur laquelle sont disposées deux masses symétriques par rapport à l’axe de rotation, pour un disque circulaire et un disque en bois, une bille en bois, un cylindre plein et un cylindre creux. La durée d’oscillation des corps dépend de la répartition de la masse et de leur rayon.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Axe de torsion	1008662
1	Barrière photoélectrique	1000563
1	Compteur numérique (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Compteur numérique (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Socle pour statif, trépied, 185 mm	1002836
1	Dynamomètre de précision, 1 N	1003104
1	Corps géométriques adaptés à l’axe de torsion	1021752

GENERALITES

L’inertie d’un corps rigide par rapport à une modification du mouvement de rotation sur un axe fixe est exprimée par le moment d’inertie *J*. Dépendant de la répartition de la masse dans le corps par rapport à son axe de rotation, il est d’autant plus grand que les écarts par rapport à celui-ci sont importants.

D’une manière générale, le moment d’inertie est défini par le biais de l’intégrale de volume :

(1) $$J = \int_V r_s^2 \cdot \rho(r) \cdot dV$$

r_s : part de r perpendiculaire à l’axe de rotation
$\rho(r)$: répartition de la masse du corps

Dans l’exemple d’une barre porte-poids, sur laquelle sont disposées symétriquement deux masses m dans un écart r avec l’axe de rotation, le moment d’inertie est le suivant :

(2) $$J = J_0 + 2 \cdot m \cdot r^2$$

J_o : moment d’inertie de la barre porte-poids sans masses

À présent, on peut fixer les différents corps sur l’axe de torsion. Pour la durée d’oscillation T d’une période :

(3) $$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{D_r}}$$

D_r : référence angulaire du ressort hélicoïdal

C’est-à-dire que la durée d’oscillation T est d’autant plus grande que le moment d’inertie J est important.
La référence angulaire du ressort hélicoïdal peut être déterminée à l’aide d’une balance dynamométrique :

(4) $$D_r = \frac{F \cdot r}{\alpha}$$

α : déviation de la position d’équilibre

EVALUATION

À partir de (3), on obtient l’équation permettant de déterminer le moment d’inertie :

$$J = D_r \cdot \frac{T^2}{4\pi^2}$$

Pour le montage avec la barre porte-poids, il faut encore soustraire le moment d’inertie de la barre :

J(masses) = J(barre + masses) - J(barre)

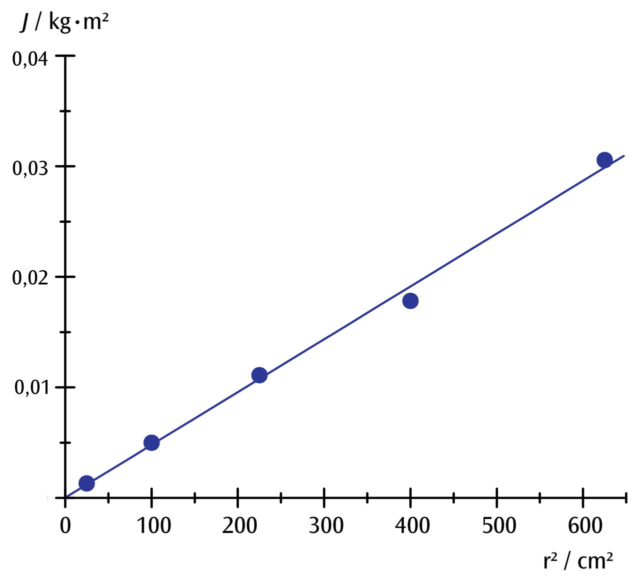


Fig. 1 Le moment d’inertie J des masses dépend du carré de l’écart des masses r

UE1040320 | ROUE DE MAXWELL

OBJECTIF

Confirmation de la conservation de l'énergie à l'aide de la roue de Maxwell

RESUME

La roue de Maxwell est suspendue des deux côtés de son axe à un fil sur lequel elle monte et descend. De l'énergie potentielle est convertie en énergie cinétique, puis inversement. Les mouvements de montée et de descente se répètent, jusqu'à ce que l'énergie déterminée par la hauteur initiale soit complètement perdue par les pertes de frottement et de réflexion. Dans cette expérience, le mouvement de la roue de Maxwell est enregistré avec un capteur de mouvement à ultrasons.
A partir du déplacement résultant par rapport au diagramme temporel, la vitesse momentanée de la roue peut être déterminée et son énergie cinétique calculée.

EXERCICES

- Enregistrer le diagramme parcours/temps et le diagramme vitesse/temps du premier mouvement de descente.
- Déterminer l'accélération et le moment d'inertie.
- Déterminer les énergies cinétiques et potentielles pendant les mouvements de descente et de montée.
- Confirmer la conservation de l'énergie en tenant compte des pertes de frottement et de réflexion.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Roue de Maxwell	1000790
1	WiLab*	1022284
1	Capteur de mouvement pour WiLab*	1022288
1	Pied en forme de H	1018874
2	Tige statif, 1000 mm	1002936
2	Noix universelle	1002830
En plus nécessairement:		
1	Licence Coach 7	
En plus recommandé:		
1	Balance électronique 5200 g	1022587
1	Pied à coulisse, 150 mm	1002601

* Alternative: 1 €Motion 1021673 ou 1 VinciLab 1021477 et 1 capteur de mouvement 1021683

GENERALITES

La roue de Maxwell est suspendue des deux côtés de son axe à un fil sur lequel elle peut monter et descendre. Toujours plus d'énergie potentielle est transformée en énergie cinétique de la rotation. Dès que le fil est entièrement déroulé, la roue continue à tourner avec une forte énergie de rotation, enroule le fil de l'autre côté et, sous l'effet de restitution d'énergie cinétique en énergie potentielle, remonte jusqu'à ce que l'énergie cinétique soit complètement reconvertie. Puis, le déroulement et l'enroulement se répètent, jusqu'à ce que l'énergie déterminée par la hauteur initiale soit complètement perdue par les pertes de frottement et de réflexion.

Lors du déroulement et de l'enroulement, la roue descend et monte lentement à vitesse v. Selon l'équation

(1) $v = \omega \cdot r$ avec r : rayon de l'axe

la vitesse est en rapport direct avec la vitesse angulaire ω à laquelle la roue tourne sur son propre axe. Aussi, l'énergie totale s'élève à

(2)
$$E = m \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \cdot I \cdot \omega^2 + \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2$$
$$= m \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left(\frac{I}{m \cdot r^2} + 1 \right) \cdot v^2$$

m : masse,
I : moment d'inertie,
h : hauteur au-dessus du point d'inflexion,
g : accélération de la pesanteur

Elle décrit un mouvement de translation avec l'accélération orientée vers le bas

(3)
$$\dot{v} = a = \frac{g}{\frac{I}{m \cdot r^2} + 1}$$

Dans l'expérience, cette accélération est déterminée à partir du parcours franchi pendant le temps t

(4)
$$s = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2$$

et de la vitesse momentanée atteinte après le temps t

(5)
$$v = a \cdot t$$

Dans cette expérience, le mouvement de la roue de Maxwell est enregistré avec un capteur de mouvement à ultrasons. A partir du déplacement résultant par rapport au diagramme temporel, la vitesse momentanée de la roue peut être déterminée et son énergie cinétique calculée.

EVALUATION

La masse m et le rayon d'axe r étant connus, on détermine le moment d'inertie à partir de l'accélération a. En raison de (3) :

$$I = m \cdot r^2 \cdot \left(\frac{g}{a} - 1 \right)$$

La vitesse instantanée v peut être déterminée en dérivant le déplacement par rapport au diagramme temporel. Les énergies cinétiques d'Ekin sont calculées comme suit:

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left(\frac{I}{m \cdot r^2} + 1 \right) \cdot v^2$$

Pour l'énergie potentielle :

$$E_{\text{pot}} = m \cdot g \cdot h$$

La supposition d'une force de frottement constante agissant dans le sens opposé au mouvement et la déperdition non négligeable d'énergie au changement de direction au point d'inflexion inférieur permettent de décrire les pertes clairement visibles dans la Fig. 3 du bilan énergétique.

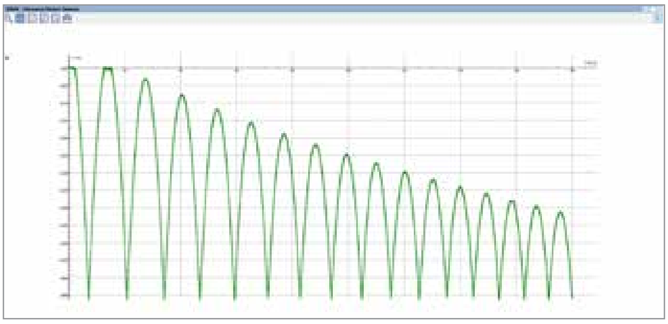


Fig. 1 : Diagramme parcours/temps du premier mouvement de descente

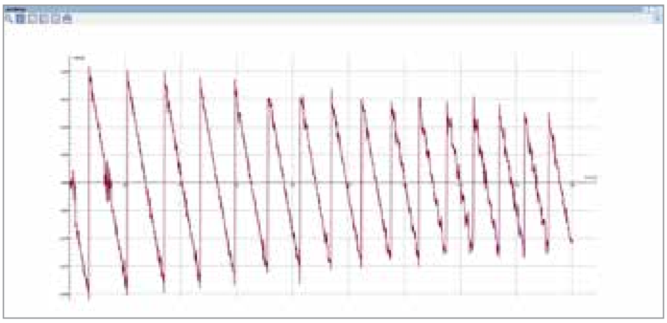


Fig. 2 : Diagramme vitesse/temps du premier mouvement de descente

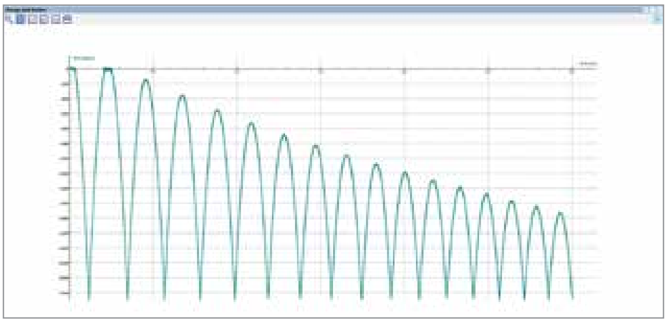
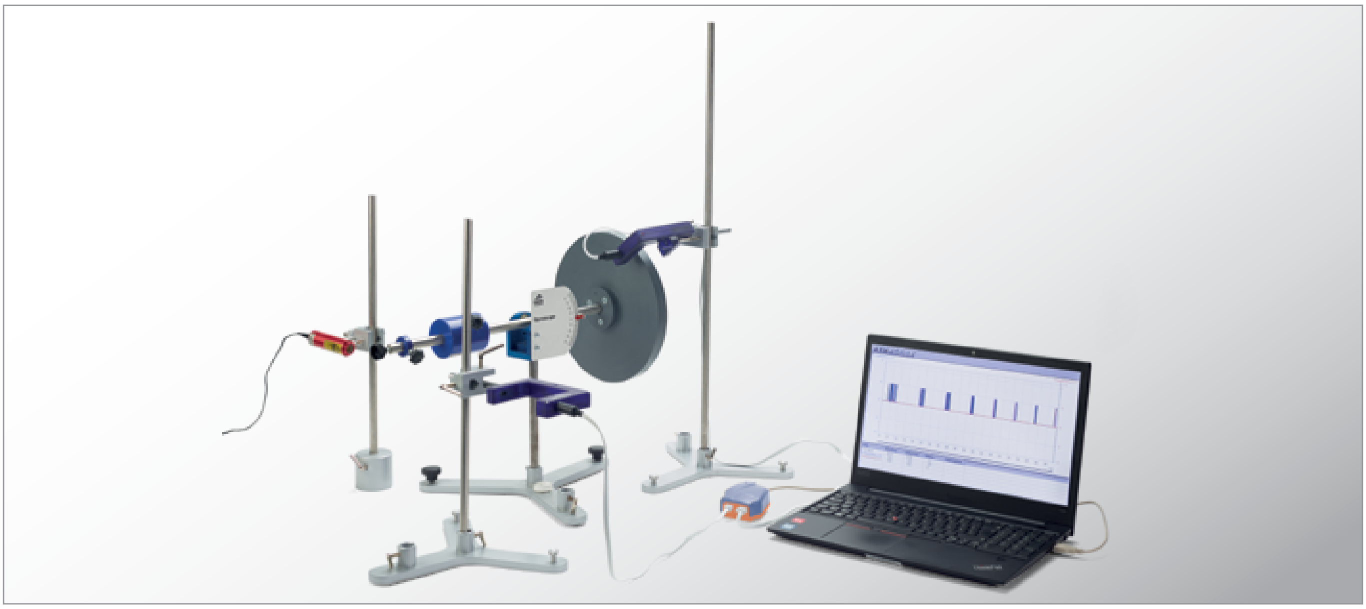


Fig. 3 : Bilan énergétique en fonction de la hauteur h

UE1040500
PRECESSION ET NUTATION D'UN GYROSCOPE



EXERCICES

- Confirmer la proportionnalité entre la fréquence de rotation f_R du disque tournant et le temps T_P d'une précession du gyroscope et déterminer le moment d'inertie à partir de la représentation graphique f_R (T_P).
- Confirmer la proportionnalité entre la fréquence de rotation f_R et la fréquence de nutation f_N par la représentation graphique f_N (f_R) et les temps correspondants T_R (T_N).

OBJECTIF

Étudier par l'expérience la précession et la nutation d'un gyroscope et déterminer le moment d'inertie

RESUME

En plus de son mouvement de rotation, une toupie effectue un mouvement de précession et de nutation, selon qu'une force extérieure et ainsi un couple supplémentaire agissent sur un axe de rotation ou que l'axe de rotation de la toupie tournant calmement est dévié de sa position d'équilibre. La période de précession est inversement proportionnelle à la période de rotation et la période de nutation directement proportionnelle à la période de rotation. Le rapport entre les périodes de précession et de rotation permet de déterminer le moment d'inertie du disque tournant.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Gyroscope	1000695
2	Barrière photoélectrique	1000563
1	Diode laser rouge de précision 230V	1003201 o
	Diode laser rouge de précision 115V	1022208
1	WiLab*	1022284
2	Câble de connexion MiniDIN8 – BT	1021688
3	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
3	Noix universelle	1002830
3	Tige statif, 750 mm	1002935
En plus nécessairement:		
1	Licence Coach 7	

* Alternative: 1 VinciLab 1021477

GENERALITES

La toupie est un corps rigide qui tourne sur un axe en un point fixe. Si une force extérieure agit sur l'axe, le couple de rotation modifie l'impulsion de rotation. La toupie tourne alors dans le sens perpendiculaire à l'axe de la figure et à la force agissante. Ce mouvement est appelé précession. Si l'on touche une toupie tournant calmement, elle effectue des mouvements de basculement, appelés la nutation. Les deux mouvements se superposent généralement.

Au cours de l'expérience, on utilise un gyroscope dont le grand disque circulaire tourne avec peu de frottements autour d'un axe de rotation situé sur un point d'appui. Un contrepoids est ajusté de manière à ce que le point d'appui coïncide au centre de gravité. Si le gyroscope est en équilibre et que le disque tournant est mis en rotation, on observe une impulsion de rotation constante L :

(1) $$L = I \cdot \omega_R$$

I : moment d'inertie, ω_R : vitesse angulaire

Le moment d'inertie du disque tournant du gyroscope est donné par :

(2) $$I = \frac{1}{2} \cdot M \cdot R^2$$

M : masse du disque, R : rayon du disque

Si l'axe de rotation est alourdi par une masse supplémentaire m, le couple de rotation τ provoqué par la force due au poids supplémentaire modifie l'impulsion de rotation :

(3) $$\tau = m \cdot g \cdot r = \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t}$$

r : écart entre le point d'appui de l'axe de rotation et le point d'attaque de la masse supplémentaire

L'axe de rotation se déplace alors selon la Fig. 2 d'un angle

(4) $$d\varphi = \frac{dL}{L} = \frac{m \cdot g \cdot r \cdot dt}{L}$$

et se trouve en précession. Il en résulte pour la vitesse angulaire du mouvement de précession :

(5) $$\omega_P = \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} = \frac{m \cdot g \cdot r}{L} = \frac{m \cdot g \cdot r}{I \cdot \omega_R}$$

et avec $\omega = 2\pi/T = 2\pi f$

(6) $$\frac{1}{T_R} = f_R = \frac{m \cdot g \cdot r}{I} \cdot T_P$$

Si le disque tournant est mis en rotation sans subir de couple de rotation extérieur supplémentaire et que l'axe de rotation est dévié légèrement, le gyroscope effectue des mouvements de nutation. La vitesse angulaire de la nutation est directement proportionnelle à celle de la rotation :

(7) $$\omega_N = C \cdot \omega_R \quad \text{et} \quad T_R = C \cdot T_N$$

C : constante

Cette expérience consiste à piloter les mouvements de rotation, de précession et de nutation à l'aide de barrières photoélectriques, ce qui permet d'enregistrer et d'afficher la manière dont les impulsions changent dans le temps par le biais d'une interface et de son logiciel.

EVALUATION

Les périodes de rotation, de précession et de nutation sont déterminées par les courbestemporelles des impulsions enregistrées. Selon l'équation (6), la période de précession est inversement proportionnelle à la période de rotation et, selon l'équation (7), la période de nutation directement proportionnelle à la période de rotation. Dans le cadre de la précision de mesure, les valeurs de mesure se situent donc sur une droite passant par l'origine dans les diagrammes correspondants. À partir de la pente d'une droite adaptée aux points de mesure $f_R(T_P)$, on peut déterminer par l'expérience le moment d'inertie du disque tournant du gyroscope et le comparer à celui qui a été calculé au moyen de l'équation (2).

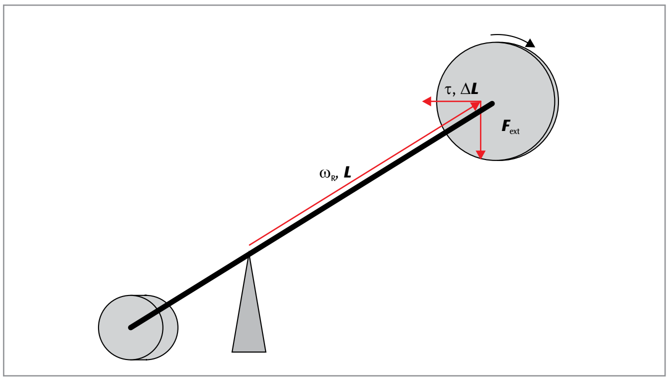


Fig. 1 Représentation schématique du gyroscope pour la précession

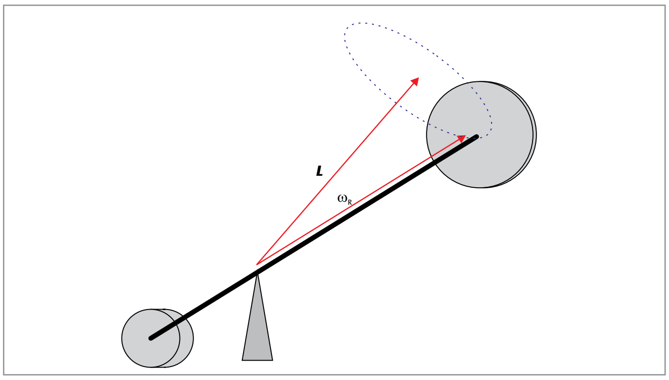


Fig. 2 Représentation schématique du gyroscope pour la nutation

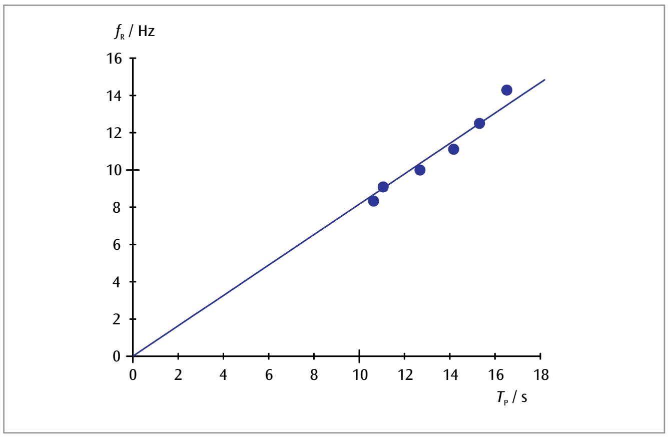


Fig. 3 Fréquence de rotation f_R du disque tournant en fonction du temps de précession T_P

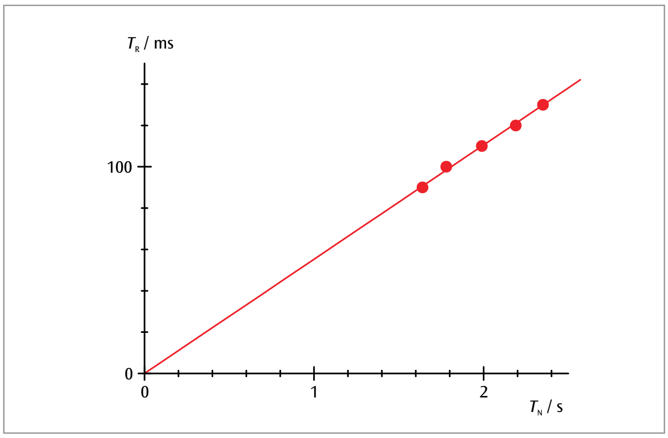
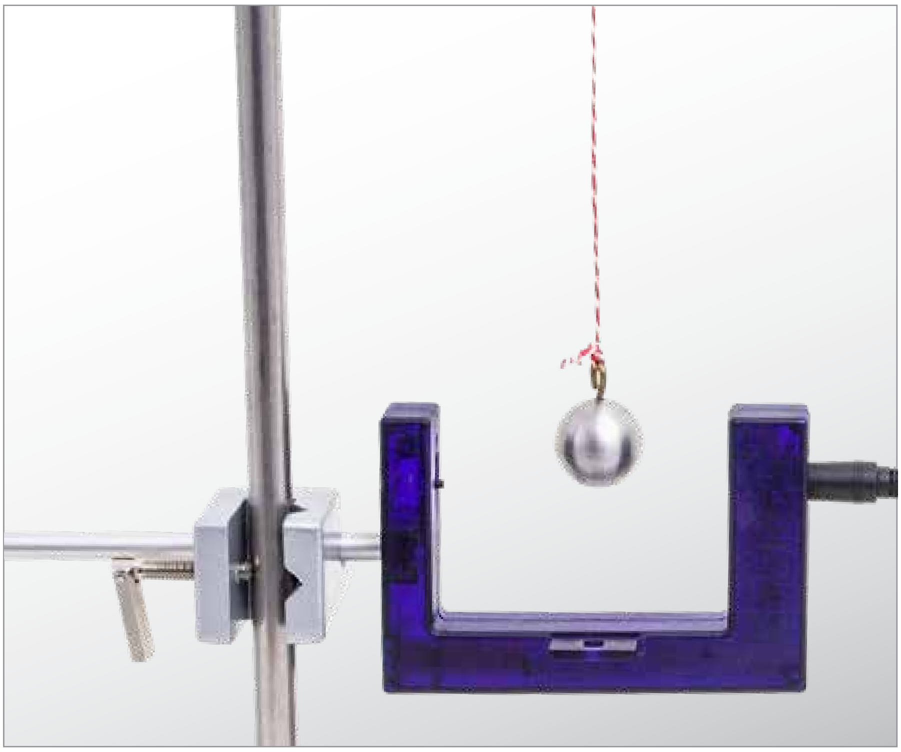


Fig. 4 Temps de rotation T_R en fonction du temps de nutation T_N

UE1050101 | MOUVEMENT OSCILLATOIRE HARMONIQUE D’UN PENDULE PESANT SIMPLE



EXERCICES

- Mesure de la période d’oscillation *T* d’un pendule pesant simple en fonction de la longueur du pendule *L*.
- Mesure de la période d’oscillation *T* d’un pendule pesant simple en fonction de la masse suspendue *m*.
- Détermination de l’accélération de la pesanteur *g*.

OBJECTIF

Mesure de la période d’oscillation d’un pendule simple pour différentes masses suspendues

RESUME

La période d’oscillation *T* d’un pendule pesant simple dépend de la longueur du pendule *L*, mais non de la masse suspendue *m*. Ceci est confirmé par une série de mesures au cours desquelles la période d’oscillation du pendule simple est mesurée au moyen d’une barrière photoélectrique connectée à un compteur numérique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Jeu de 4 billes pendulaires	1003230
1	Ficelle d’expérimentation	1001055
1	Socle pour statif, trépied, 185 mm	1002836
1	Tige statif, 1500 mm	1002937
1	Tige statif, 100 mm	1002932
1	Noix de serrage avec crochet	1002828
2	Noix universelle	1002830
1	Barrière photoélectrique	1000563
1	Compteur numérique (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Compteur numérique (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Double mètre à ruban de poche	1002603
1	Balance électronique 220 g	1022627

GENERALITES

Un pendule pesant simple de masse *m* et d'une longueur de fil *L* oscille en régime de petites oscillations près de sa position de repos tant que la déviation angulaire n'est pas trop grande. La période d'oscillation *T*, c.-à-d. la durée nécessaire à deux passages consécutifs du pendule par le point d'équilibre, dépend de la longueur du fil *L*, mais pas de la masse *m*.

Lorsque le pendule s'écarte de la position d'équilibre selon un angle φ, l'expression de la force de rappel s'écrit

(1a) $$F_1 = -m \cdot g \cdot \sin\varphi$$

ou avec une valeur approchée pour de petits angles φ

(1b) $$F_1 = -m \cdot g \cdot \varphi$$

La force d'inertie de la masse accélérée s'exprime par

(2) $$F_2 = m \cdot L \cdot \ddot{\varphi}$$

Ces deux forces étant égales, on a l'équation de mouvement de l'oscillateur harmonique :

(3) $$\ddot{\varphi} + \frac{g}{L} \cdot \varphi = 0$$

et la période des oscillations T s'écrit :

(4) $$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{L}{g}}$$

Dans l'expérience, la période d'oscillation pour différentes longueurs de pendules et différentes masses est mesurée au moyen d'une barrière photoélectrique connectée à un compteur numérique. Le compteur numérique est programmé de manière à effectuer chaque mesure à la fin d'une période d'oscillation complète (c.-à-d. deux passages par le point d'équilibre).

EVALUATION

Les valeurs mesurées sont reportées sous forme de points dans un diagramme *T*-*L* d'une part et dans un diagramme *T*-*m* d'autre part. Les diagrammes confirment le fait que la période d'oscillation dépend de la longueur du fil, mais pas de la masse suspendue.

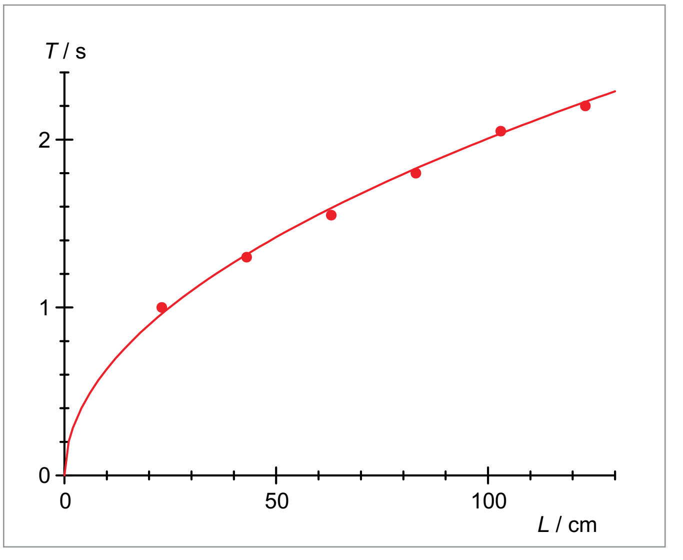


Fig. 2 Période d'oscillation *T* en fonction de la longueur du pendule *L*

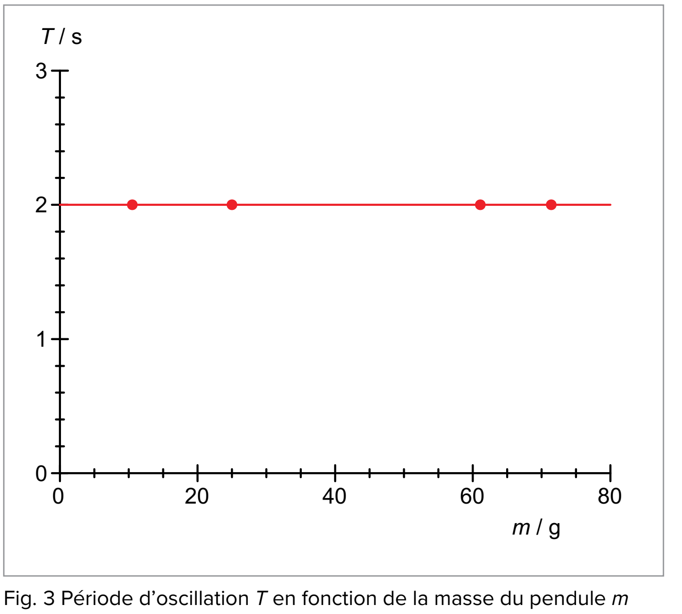
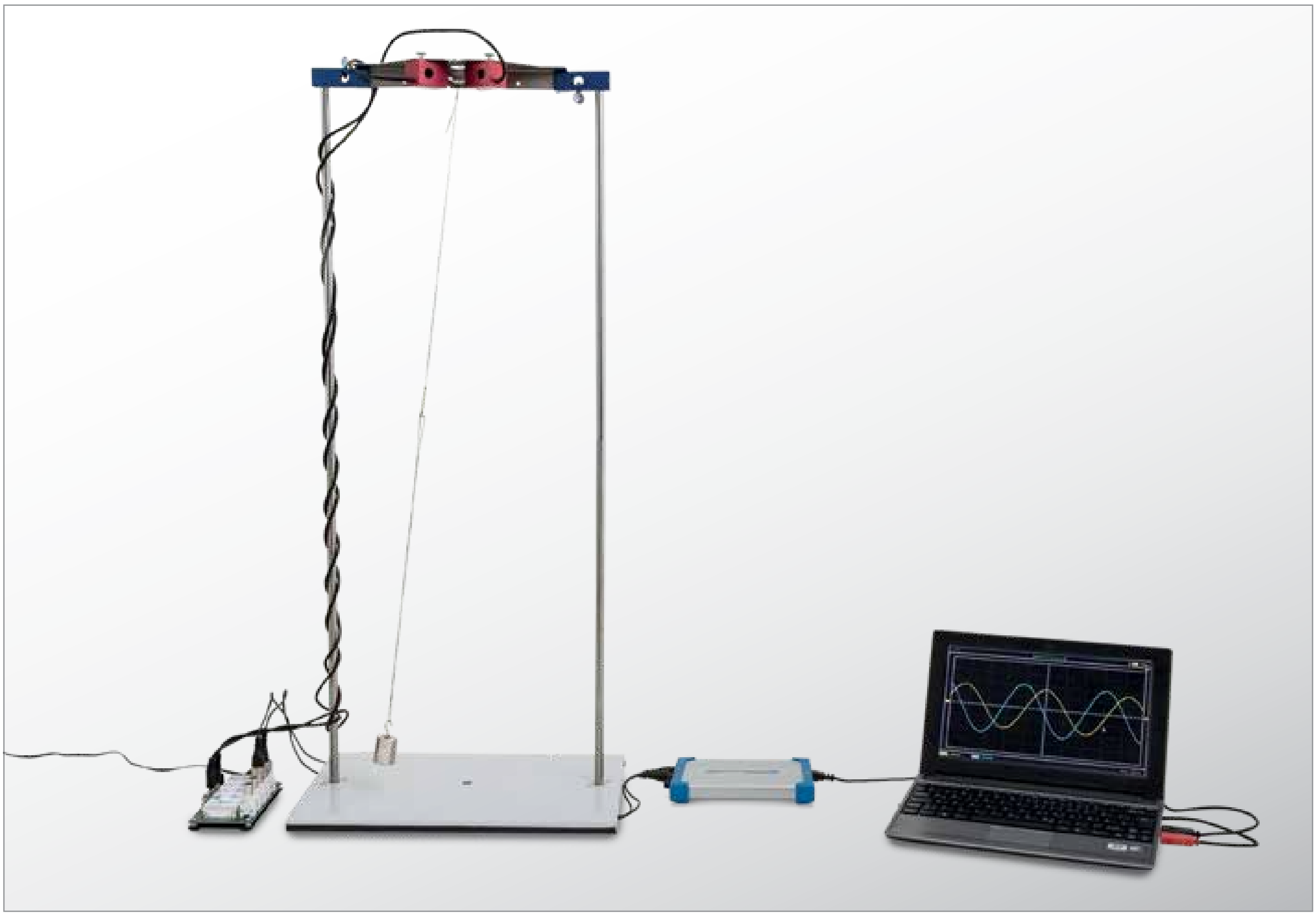


Fig. 3 Période d'oscillation *T* en fonction de la masse du pendule *m*

UE1050121 | MOUVEMENT OSCILLATOIRE ELLIPTIQUE D'UN PENDULE PESANT SIMPLE



EXERCICES

- Enregistrement du mouvement oscillatoire elliptique d'un pendule pesant simple en deux composants perpendiculaires l'un à l'autre pour différentes conditions initiales.

OBJECTIF

Description du mouvement oscillatoire elliptique d'un pendule pesant simple comme recouvrement de deux composants perpendiculaires l'un à l'autre

RESUME

En fonction des conditions initiales, un pendule pesant simple correctement accroché oscille en régime des petites oscillations de telle manière que le corps du pendule décrit une ellipse pendant le mouvement. Si l'on décompose ce mouvement en deux composants perpendiculaires l'un à l'autre, on crée un déphasage entre les deux. Dans l'expérience, ce phénomène est représenté en mesurant les oscillations au moyen de deux capteurs de force dynamiques perpendiculaires l'un à l'autre. Les résultats analysés sont l'amplitude des composants et leur déphasage.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Complément « Pendule simple »	1012854
1	Matériel de support Oscillations mécan.	1012849
1	Capteurs « Oscillations mécaniques » (230 V, 50/60 Hz)	1012850 ou
	Capteurs « Oscillations mécaniques » (115 V, 50/60 Hz)	1012851
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857

GENERALITES

En fonction des conditions initiales, un pendule pesant simple correctement accroché oscille en régime des petites oscillations de telle manière que le corps du pendule décrit une ellipse pendant le mouvement. Si l'on décompose ce mouvement en deux composants perpendiculaires l'un à l'autre, on crée un déphasage entre les deux.

Dans l'expérience, ce phénomène est représenté par la mesure des oscillations au moyen de deux capteurs de force dynamiques perpendiculaires l'un à l'autre. Le déphasage est visible immédiatement sur la représentation graphique des oscillations grâce à un oscilloscope à deux canaux.
Trois cas spécifiques sont alors mis en évidence :

a) Si le pendule oscille sur la ligne bissectrice entre les deux capteurs de force, le déphasage est $\varphi = 0°$.
b) Pour les trajectoires perpendiculaires à la ligne bissectrice, le déphasage est $\varphi = 180°$.
c) Si le corps du pendule décrit une ellipse, le déphasage est $\varphi = 90°$.

EVALUATION

Les oscillations sont enregistrées et gelées dans un oscilloscope à mémoire. Les résultats analysés sont l'amplitude des composants et leur déphasage.

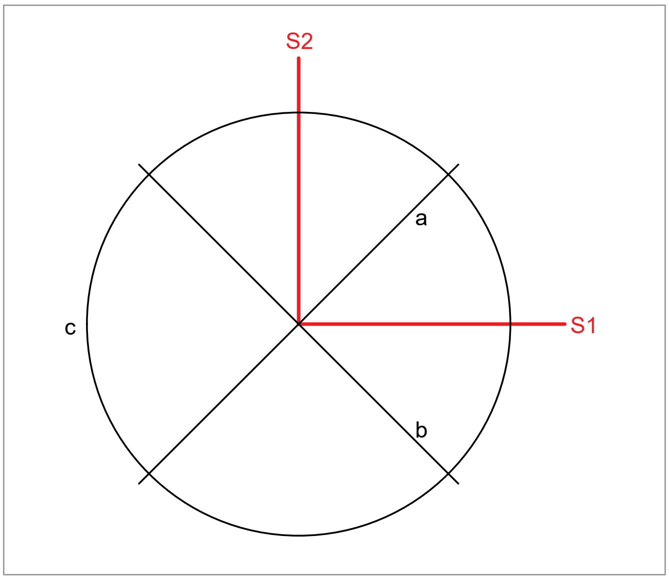


Fig. 1 Ajustage des capteurs S_1 et S_2 et sens d'oscillation étudiés du pendule à fil.

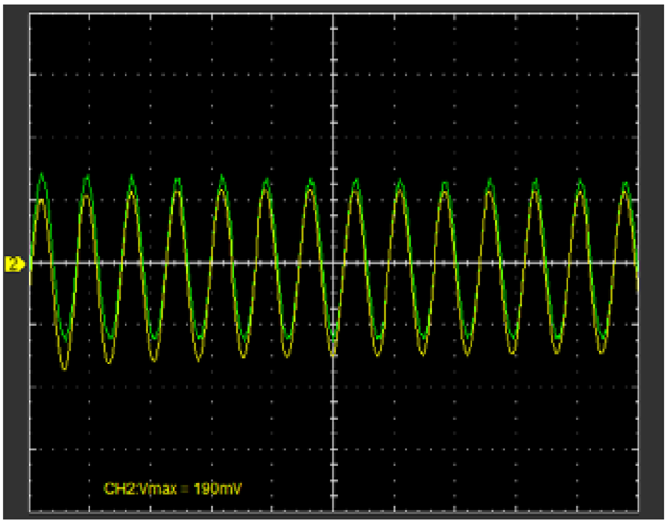


Fig. 2 Les composants oscillants du pendule pesant simple lors d'un mouvement oscillatoire « sur la ligne bissectrice »

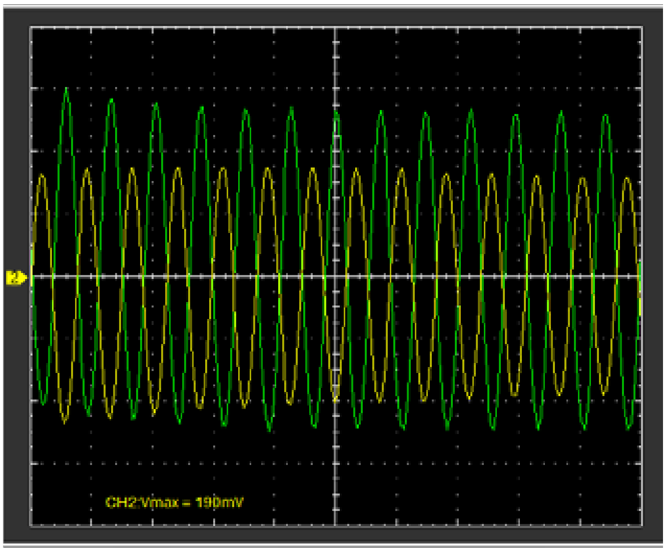


Fig. 3 Composants oscillants du pendule pesant simple lors d'un mouvement oscillatoire « perpendiculaire à la ligne bissectrice »

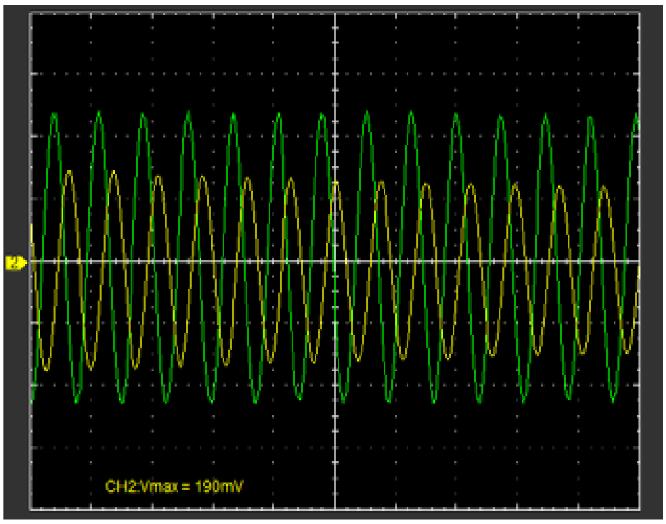


Fig. 4 Composants oscillants du pendule pesant simple lors d'un mouvement oscillatoire elliptique

UE1050201
PENDULE GRAVITATIONNEL VARIABLE

EXERCICES

- Mesure de la période d'oscillation *T* en fonction de la composante efficace geff de l'accélération de la pesanteur.

- Mesure de la période d'oscilla- tion *T* à différentes longueurs de pendule *L*.

OBJECTIF

Mesure de la période d'oscillation d'un pendule en fonction de la composante efficace de l'accélération de la pesanteur

RESUME

La période d'oscillation d'un pendule est augmentée par l'inclinaison de son axe de rotation, car la composante efficace de l'accélération de la pesanteur est alors réduite.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pendule g variable	1000755
1	Support de barrière photoélectrique pour pendule	1000756
1	Barrière photoélectrique	1000563
1	Compteur numérique (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Compteur numérique (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Tige statif, 470 mm	1002934

GENERALITES

La période d'oscillation d'un pendule mathématique est déterminée par la longueur du pendule *L* et l'accélération de la pesanteur *g*. On peut démontrer l'influence de l'accélération de la pesanteur en inclinant l'axe de rotation autour duquel oscille le pendule.

Lorsque l'axe de rotation est incliné, la composante g_{par} qui est parallèle à l'axe de rotation, de l'accélération de la pesanteur g est compensée par le support de l'axe de rotation (cf. Fig.1). La composante efficace restante g_{eff} s'élève à :

(1) $$g_{eff} = g \cdot \cos\alpha$$

α: Angle d'inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la verticale

Après la déviation du pendule d'un angle φ de sa position au repos, il s'exerce sur la masse accrochée m une force de rappel

(2) $$F = -m \cdot g_{eff} \cdot \sin\varphi$$

Aussi, pour de petites déviations, l'équation du mouvement pendulaire est la suivante :

(3) $$m \cdot L \cdot \ddot{\varphi} + m \cdot g_{eff} \cdot \varphi = 0$$

Le pendule oscille ainsi à la fréquence angulaire suivante :

(4) $$\omega = \sqrt{\frac{g_{eff}}{L}}$$

EVALUATION

L'équation (4) permet de déterminer la période d'oscillation du pendule

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g_{eff}}}$$

La période d'oscillation est donc plus courte lorsque le pendule est raccourci et plus longue lorsque la composante efficace de l'accélération de la pesanteur est réduite.

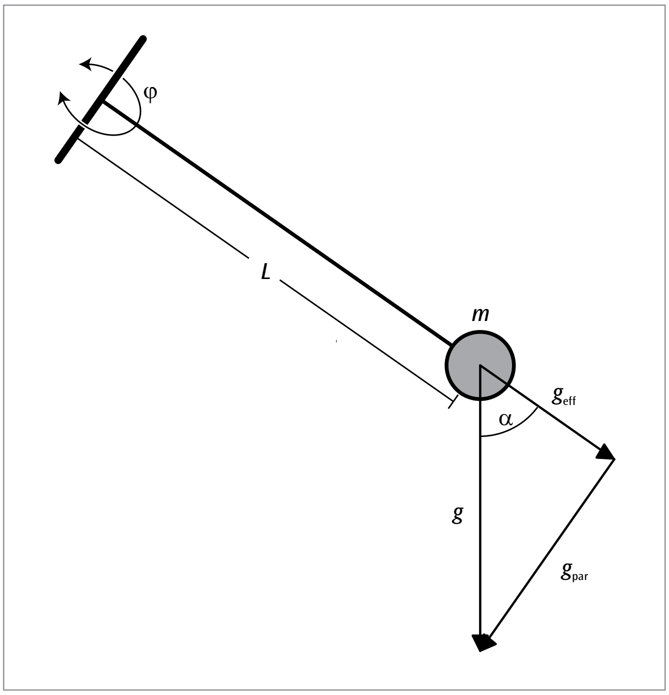


Fig. 1 Pendule gravitationnel variable (représentation schématique)

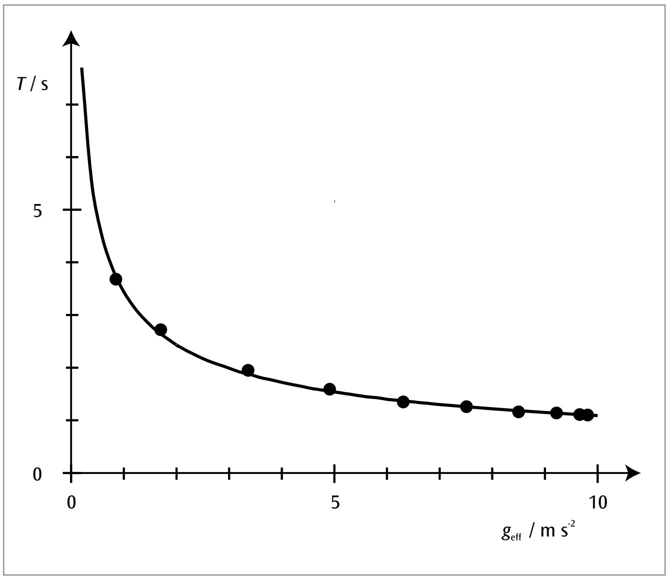
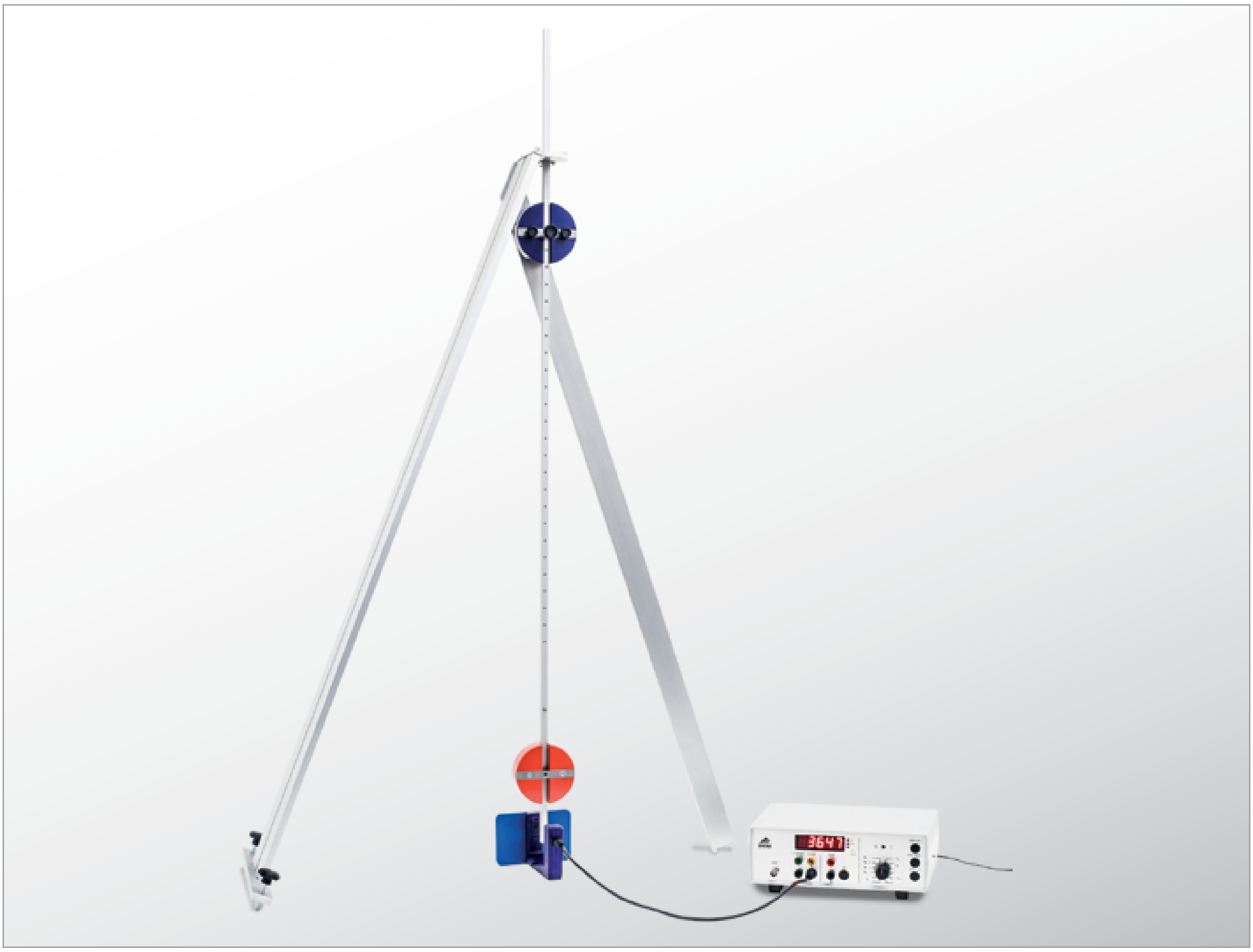


Fig. 2 Période d'oscillation d'un pendule en fonction de la composante efficace de l'accélération de la pesanteur
Tracé obtenu pour L = 30 cm

UE1050221 | PENDULE REVERSIBLE DE KATER



EXERCICES

- Faire coïncider un pendule de réversion à durée d'oscillation identique sur deux suspensions.
- Déterminer la durée d'oscillation et calculer l'accélération locale de la pesanteur.

OBJECTIF

Déterminer l'accélération locale de la pesanteur à l'aide d'un pendule de réversion

RESUME

Le pendule de réversion représente une forme spéciale du pendule physique. Il oscille au choix sur deux suspensions et permet ainsi de déterminer si la durée d'oscillation est identique dans les deux cas. La longueur de pendule réduite coïncide alors avec l'écart des deux suspensions. Il est plus facile ainsi de déterminer l'accélération locale de la pesanteur à partir de la durée d'oscillation et la longueur de pendule réduite. La coïncidence du pendule de réversion est obtenue dans l'expérience par le décalage d'une masse entre les suspensions, tandis qu'une masse opposée un peu plus grande reste fixée à l'extérieur.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pendule réversible de Kater	1018466
1	Barrière photoélectrique	1000563
1	Compteur numérique (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Compteur numérique (115 V, 50/60 Hz)	1001032

GENERALITES

Le pendule de réversion représente une forme spéciale du pendule physique. Il oscille au choix sur deux suspensions et permet ainsi de déterminer si la durée d'oscillation est identique dans les deux cas. La longueur de pendule réduite coïncide alors avec l'écart des deux suspensions. Il est plus facile ainsi de déterminer l'accélération locale de la pesanteur à partir de la durée d'oscillation et la longueur de pendule réduite.

Lorsqu'un pendule physique oscille librement et à faibles déviations φ de sa position de repos, l'équation de mouvement est la suivante :

(1) $$\frac{J}{m \cdot s} \cdot \ddot{\varphi} + g \cdot \varphi = 0$$

J : moment d'inertie par rapport à l'axe d'oscillation,
g : accélération de la pesanteur,
m : masse pendulaire,
s : écart entre l'axe d'oscillation et le centre de gravité

La grandeur

(2) $$L = \frac{J}{m \cdot s}$$

est la longueur du pendule physique. Un pendule mathématique de cette longueur oscille avec la même durée d'oscillation.
Selon la loi de Steiner, l'équation pour le moment d'inertie est la suivante :

(3) $$J = J_s + m \cdot s^2$$

J_S : moment d'inertie par rapport à l'axe du centre de gravité

Par conséquent, à un pendule de réversion avec deux suspensions dans un écart d, il faut assigner les deux longueurs de pendule réduites

(4) $$L_1 = \frac{J_S}{m \cdot s} + s \quad \text{et} \quad L_2 = \frac{J_S}{m \cdot (d - s)} + d - s$$

Elles coïncident lorsque le pendule de réversion oscille avec la même durée d'oscillation sur les deux suspensions. Dans ce cas,

(5) $$s = \frac{d}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - \frac{J_S}{m}}$$

et

(6) $$L_1 = L_2 = d$$

Dans ce cas, la durée d'oscillation T s'élève à

(7) $$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{d}{g}}$$

Dans l'expérience, on obtient la coïncidence du pendule de réversion en décalant une masse m_2 = 1 kg entre les suspensions, tandis qu'on fixe une masse opposée m_1 = 1,4 kg un peu plus grande à l'extérieur. La durée d'oscillation est mesurée par voie électronique, tandis que l'extrémité inférieure du pendule interrompt périodiquement une barrière lumineuse. Ainsi, les durées d'oscillation T_1 et T_2 assignées aux longueurs de pendule réduites L_1 et L_2 sont mesurées en fonction de la position x_2 de la masse m_2.

EVALUATION

Les deux courbes de mesure $T_1(x_2)$ et $T_2(x_2)$ se coupent deux fois à la valeur $T = T_1 = T_2$, la détermination exacte des points d'intersection nécessitant une interpolation entre les points de mesure. À partir de la valeur obtenue, on calcule

$$g = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \cdot d, \; d = 0{,}8 \text{ m}$$

avec une précision relative de 0,3 pour mille.

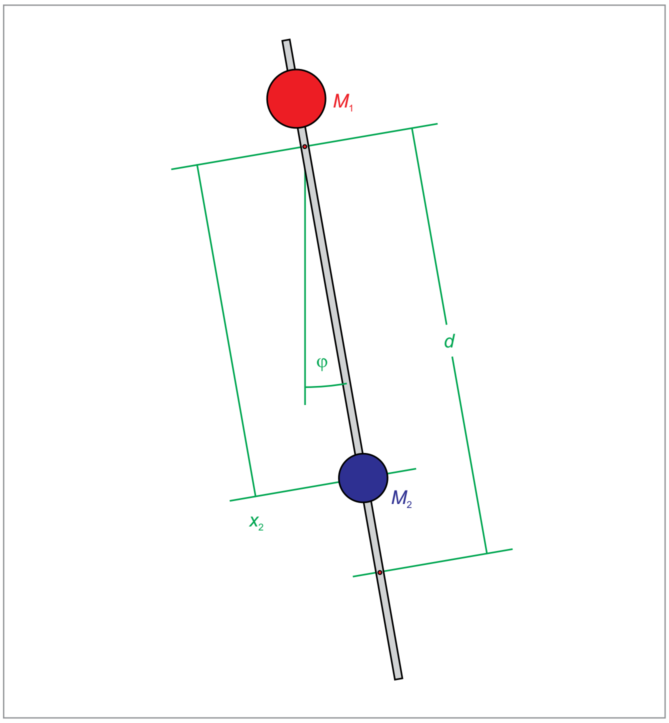


Fig. 1 : Représentation schématique du pendule de réversion

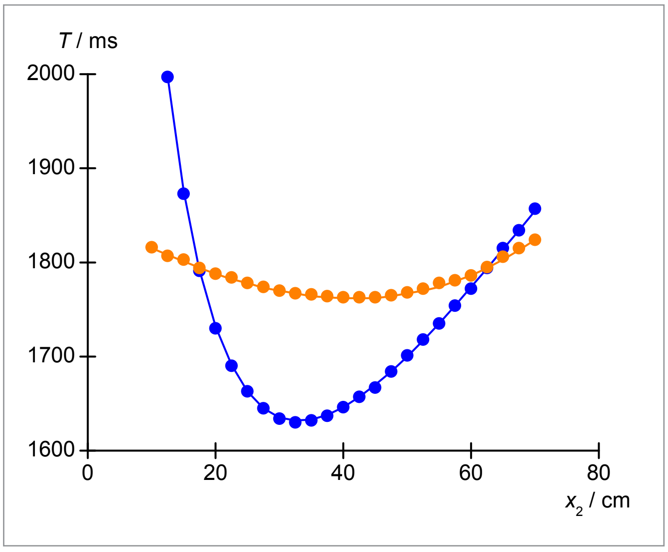


Fig. 2 : Durées d'oscillation mesurées T_1 et T_2 en fonction de de la position de la masse 2.

UE1050250 | PENDULE DE FOUCAULT

OBJECTIF
Démontrer la rotation de la Terre avec un pendule de Foucault

RESUME

Un pendule de Foucault est un long pendule à fil dont la grande masse permet de démontrer la rotation de la Terre. Dans l'expérience, on utilise un pendule de 1,2 m dont le sens d'oscillation peut être déterminé avec une grande précision au moyen d'une projection d'ombre. Si l'observation dure un peu plus longtemps, on peut compenser l'atténuation par une excitation électromagnétique à réglage continu.

EXERCICES

- Mesurer le sens de l'oscillation en fonction du temps.
- Déterminer la vitesse de rotation.
- Déterminer la latitude géographique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pendule de Foucault (230 V, 50/60 Hz)	1000748 ou
	Pendule de Foucault (115 V, 50/60 Hz)	1000747
1	Chronomètre numérique	1002811

GENERALITES

Un pendule de Foucault est un long pendule à fil dont la grande masse permet de démontrer la rotation de la Terre. Il remonte à *Jean Foucault* qui, en 1851, découvrit en utilisant un pendule de deux mètres de long que le sens de l'oscillation se modifiait au fil du temps. Plus tard, l'expérience fut reproduite avec des pendules toujours plus longs et plus lourds.

Comme la Terre tourne sur son axe, une force de Coriolis est exercée par rapport au système de coordonnées terrestre du pendule oscillant :

(1) $$\boldsymbol{F} = 2 \cdot m \cdot \boldsymbol{\Omega}_0 \times \boldsymbol{v}$$

m : masse du corps du pendule

$\boldsymbol{\Omega}_0$: vecteur de la vitesse angulaire de la Terre

$\boldsymbol{v}$: vecteur de vitesse du pendule oscillant

dans le sens transversal au sens de l'oscillation. Elle entraîne une rotation du plan d'oscillation à une fréquence angulaire qui dépend de la latitude géographique φ du point de suspension.

Comme le pendule de Foucault n'est dévié que dans de petits angles α, le corps du pendule tourne uniquement sur le plan horizontal défini dans la Fig. 1 par l'axe *N* tourné vers le Nord et l'axe *E* orienté vers l'Est. Seules sont considérées les déviations à l'horizontale, car le corps du pendule est suspendu à un fil. C'est pourquoi seule la composante verticale

(2) $$\Omega(\varphi) = \Omega_0 \cdot \sin\varphi$$

du vecteur $\boldsymbol{\Omega}_0$ est déterminante. Aussi l'équation de mouvement du pendule de Foucault oscillant est-elle la suivante :

(3) $$\frac{d^2\alpha}{dt^2} \cdot \boldsymbol{e}_p + 2 \cdot \Omega_0 \cdot \sin\varphi \cdot \frac{d\alpha}{dt} \cdot \boldsymbol{e}_v + \frac{g}{L} \cdot \alpha \cdot \boldsymbol{e}_p = 0$$

L : longueur du pendule

g : accélération de la pesanteur

$\boldsymbol{e}_p$: vecteur unitaire horizontal parallèle au sens actuel de l'oscillation

$\boldsymbol{e}_v$: vecteur unitaire horizontal perpendiculaire au sens actuel de l'oscillation

Sa résolution peut être divisée en résolution pour l'angle de déviation α et en résolution pour le vecteur unitaire $\boldsymbol{e}_p$ tournant parallèlement au sens actuel de l'oscillation :

(4a) $$\alpha(t) = \cos(\omega \cdot t + \beta) \quad \text{avec} \quad \omega = \sqrt{\frac{g}{L}}$$

(4b) $$\boldsymbol{e}_p(t) = \boldsymbol{e}_E \cdot \cos(\psi(t)) + \boldsymbol{e}_N \cdot \sin(\psi(t))$$

avec $\psi(t) = \Omega_0 \cdot \sin\varphi \cdot t + \psi_t$: sens de l'oscillation

$\boldsymbol{e}_E$: vecteur unitaire horizontal vers l'Est

$\boldsymbol{e}_N$: vecteur unitaire horizontal vers le Nord

Au fil du temps, le plan d'oscillation tourne donc à la fréquence indiquée dans l'équation (2). Sur l'hémisphère Nord, la rotation est à droite et sur l'hémisphère Sud, elle est à gauche. La vitesse de rotation aux pôles est maximale, tandis qu'à l'Équateur, il n'y a pas de déviation.

L'expérience utilise un pendule à fil de 1,2 m de long. Pour éviter des oscillations elliptiques, le fil du pendule heurte à chaque déviation un anneau de Charon. On peut lire avec une grande précision le sens de l'oscillation sur une graduation angulaire grâce à la projection d'ombre du fil. Après quelques minutes déjà, on peut observer la rotation du plan d'oscillation.

Si l'observation dure un peu plus longtemps, on peut compenser l'atténuation par une excitation électromagnétique à réglage continu.

EVALUATION

L'angle d'orientation φ du plan d'oscillation dépend linéairement du temps (voir Fig. 2). La pente des droites passant par les points de mesure donne la valeur recherchée $\Omega(\varphi)$. On calcule la latitude géographique en degrés en transformant l'équation (2) en conséquence.

$$\varphi = \frac{180°}{\pi} \cdot \arcsin\left(\frac{86400\ \text{s}}{360\ \text{grd}} \cdot \Omega(\varphi)\right)$$

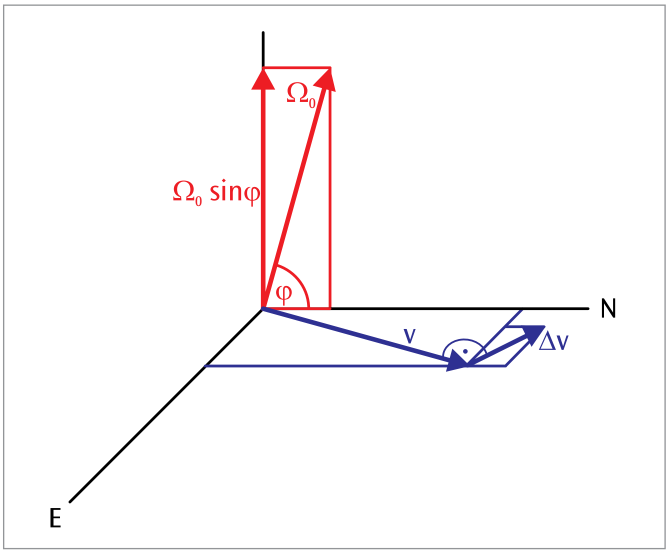


Fig. 1 : Représentation dans le système de coordonnées terrestres du pendule de Foucault

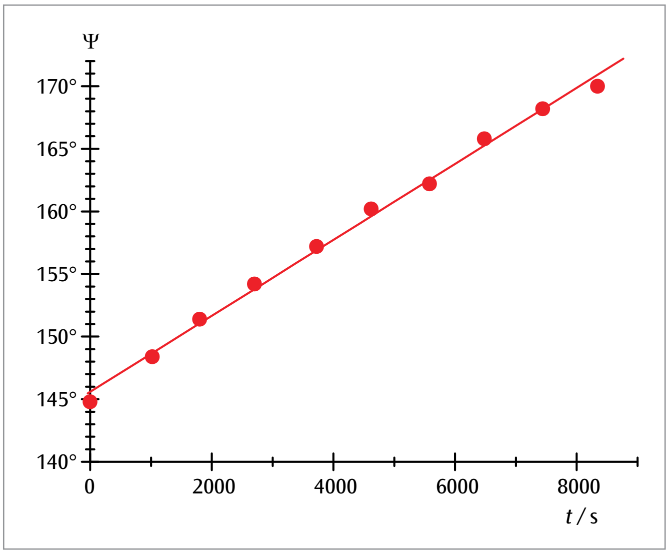


Fig. 2 : Courbe de mesure relevée à la latitude géographique φ = 50°

UE1050311 | OSCILLATIONS HARMONIQUES

EXERCICES

- Enregistrement de l'oscillation harmonique d'un pendule élastique vertical en fonction du temps au moyen d'un détecteur de mouvement à ultrasons.

- Mesure de la période d'oscillation T pour différentes combinaisons de constantes de raideur k du ressort et de masses m.

OBJECTIF

Mesure des oscillations d'un pendule élastique vertical au moyen d'un détecteur de mouvement à ultrasons

RESUME

Les mouvements oscillants d'un pendule élastique vertical sont un exemple classique d'oscillation harmonique. Dans l'expérience, ces oscillations sont enregistrées au moyen d'un détecteur de mouvements à ultrasons qui mesure la distance entre la masse accrochée au ressort et le détecteur.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Jeu de 5 ressorts cylindriques (Loi de Hooke)	1003376
1	Jeu de masses à fente 10 x 10 g	1003227
1	Jeu de masses à fente 5 x 50 g	1003229
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Tige statif, 1000 mm	1002936
1	Noix de serrage avec crochet	1002828
1	€Motion*	1021673
1	Double mètre à ruban de poche	1002603
Supplémentaire requis :		
1	Coach 7 Licence d'utilisation	

* Alternative : 1 WiLab 1022284 et 1 Dêtecteur de mouvement 1022288 ou
1 VinciLab 1021477 et 1 Dêtecteur de mouvement 1021683

GENERALITES

Les oscillations sont générées lorsqu'un système écarté de sa position d'équilibre est renvoyé par une force excitatrice dans cette même position d'équilibre. On parle d'oscillation harmonique lorsque la force de rappel du système est à tout moment proportionnelle à l'écart de la position d'équilibre. Les mouvements oscillants d'un pendule élastique vertical en sont un exemple classique, la force de rappel étant alors proportionnelle à l'élongation du ressort. Cette proportionnalité entre l'élongation et la force de rappel du ressort est décrite par la loi de Hooke.

La relation entre l'élongation x et la force de rappel F est donc régie par l'équation

(1) $$F = -k \cdot x$$

où k est la constante de raideur du ressort.

Par conséquent, pour une masse m accrochée au ressort cylindrique, l'équation du mouvement est de la forme

(2) $$m \cdot \frac{\mathrm{d}^2 x}{\mathrm{d}t^2} + k \cdot x = 0$$

tant que la masse du ressort elle-même ainsi qu'une éventuelle force de frottement sont négligeables.
En règle générale, la solution à l'équation de mouvement s'écrit :

(3) $$x(t) = A \cdot \sin\left(\sqrt{\frac{k}{m}} \cdot t + \varphi\right)$$

comme cela est confirmé par l'enregistrement des oscillations harmoniques d'un pendule élastique vertical en fonction du temps, au moyen d'un détecteur de mouvement à ultrasons et en adaptant une fonction sinusoïdale aux données de mesure.
Le détecteur de mouvements à ultrasons mesure la distance entre la masse accrochée au pendule et le détecteur. Par conséquent, mis à part un décalage du point zéro qui peut être compensé par calibration, la grandeur de mesure correspond directement à la valeur $x(t)$ observée dans l'équation 3.
La période d'oscillation T est définie comme l'intervalle entre deux points où une onde sinusoïdale traverse l'axe zéro dans le même sens.
À partir de l'équation (3), on obtient :

(4) $$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{k}}$$

Afin de vérifier l'équation (4), on réalise des mesures avec différentes combinaisons de masse m et de constante de raideur k du ressort, puis on détermine la période d'oscillation en mesurant l'écart entre les deux points où une courbe traverse l'axe zéro dans les données enregistrées.

EVALUATION

À partir de l'équation (4), on déduit la formule :

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{k} \cdot m$$

Par conséquent, les données de mesure sont représentées dans un graphe T^2/m pour différentes constantes de raideur k du ressort comme paramètres. Les valeurs mesurées se situent dans les limites de tolérance de mesure sur une droite passant par l'origine dont le gradient est calculé au moyen d'un autre graphe.

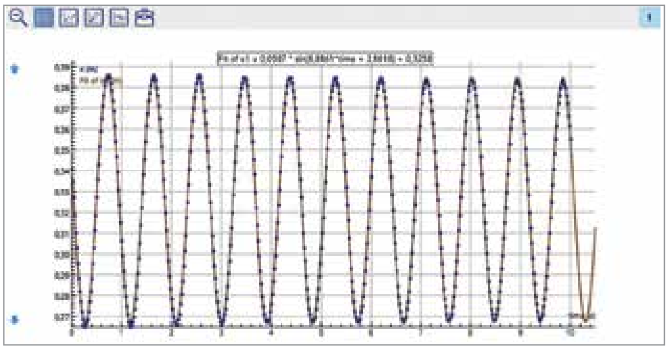


Fig. 1 : Données des mouvements oscillants enregistrées après adaptation à une fonction sinus

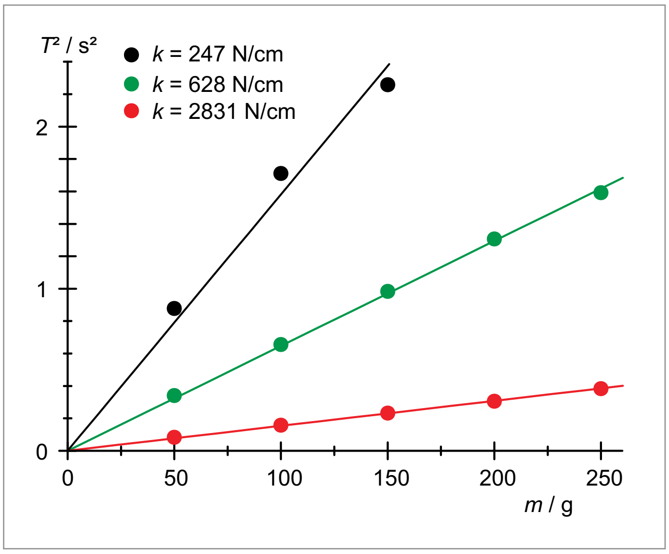


Fig. 2 : T^2 en fonction de m

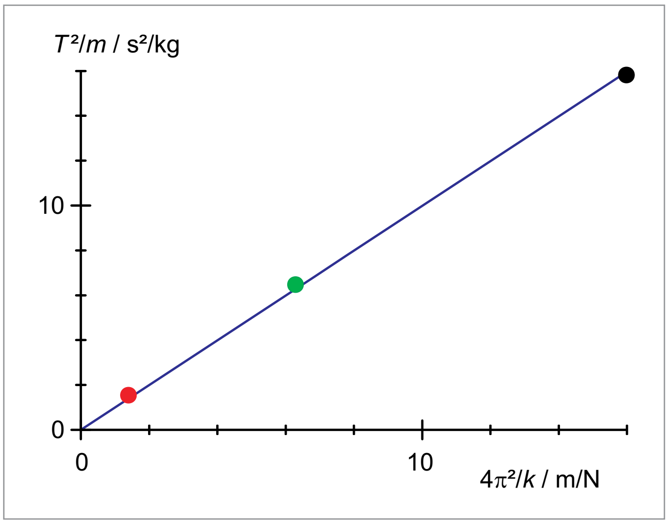
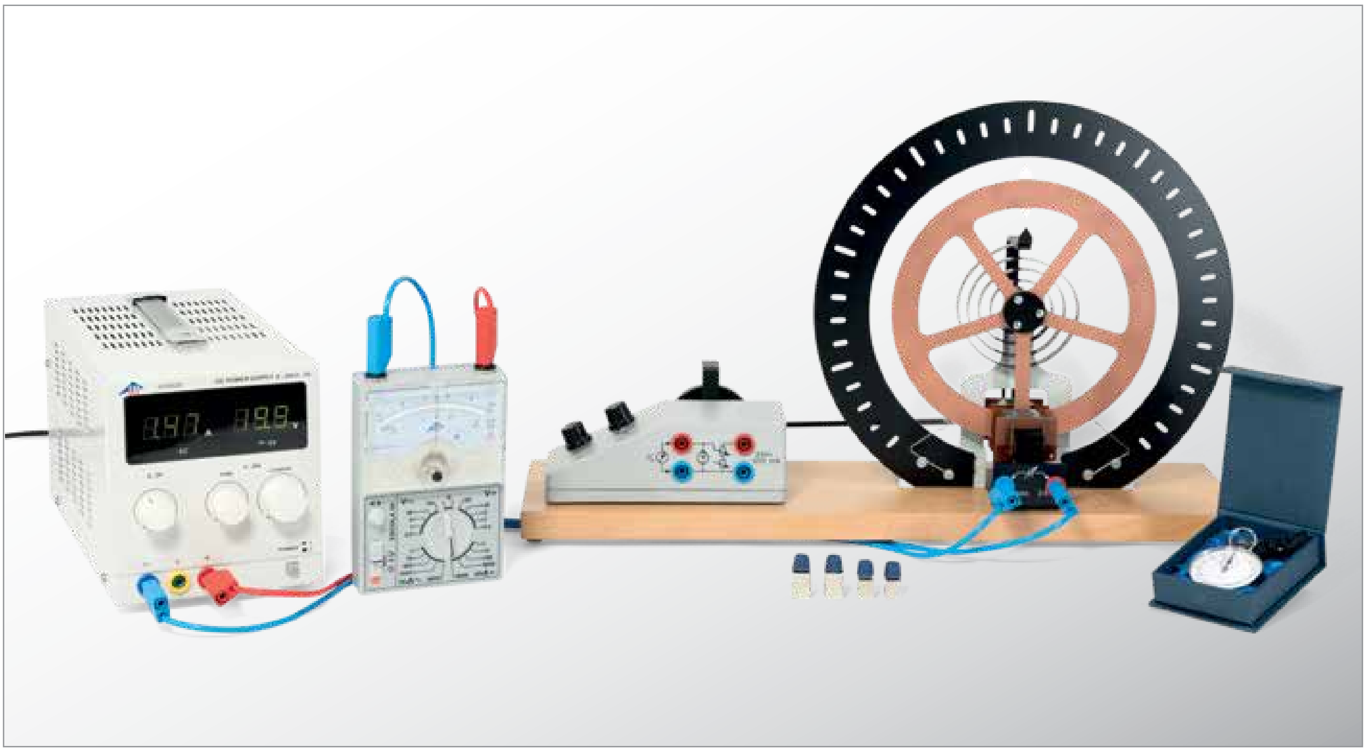


Fig. 3 : $\frac{T^2}{m}$ en fonction de $\frac{4\pi^2}{k}$

UE1050500
PENDULE TOURNANT D'APRES POHL I



› EXERCICES

- Mesurer le temps d'oscillation *T* pour différentes déviations et vitesses initiales.
- Déterminer la constante d'atténuation δ du pendule tournant atténué.

OBJECTIF

Mesurer et analyser des oscillations tournantes harmoniques libres

RESUME

Le pendule tournant d'après Pohl permet d'étudier des oscillations tournantes harmoniques libres. Seuls le couple de rotation de rappel d'un ressort en volute et le couple de rotation atténuant d'un frein à courant de Foucault réglable agissent sur le pendule. Dans l'expérience, nous allons démontrer l'indépendance du temps d'oscillation vis-à-vis de la déviation et la vitesse initiales et analyser l'atténuation des amplitudes d'oscillation.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pendule tournant d'après Pohl	1002956
1	Chronomètre mécanique, 15 min	1003369
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Le pendule tournant d'après Pohl permet d'étudier des oscillations tournantes harmoniques libres. Seuls le couple de rotation de rappel d'un ressort en volute et le couple de rotation atténuant d'un frein à courant de Foucault réglable agissent sur le pendule.

Équation de mouvement pour l'angle de déviation φ d'une oscillation tournante libre du pendule tournant :

(1) $$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\cdot\delta\cdot\frac{d\varphi}{dt} + \omega_0^2\cdot\varphi = 0$$

$$\text{avec } \delta = \frac{k}{2J}\,,\ \omega_0^2 = \frac{D}{J}$$

J : moment d'inertie
D : constante de rappel
k : coefficient d'atténuation

Tant que l'atténuation n'est pas trop grande et que la condition $\delta < \omega_0$ est remplie, la solution de l'équation de mouvement est la suivante :

(2) $$\varphi(t) = \varphi_0 \cdot e^{-\delta t} \cdot \cos(\omega \cdot t + \psi)$$

$$\text{avec } \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

Dans ce cas, l'amplitude initiale φ_0 et l'angle de phase y sont des paramètres quelconques qui dépendent de la déviation et de la vitesse du pendule tournant à l'instant $t = 0$. Le pendule oscille donc pendant

(3) $$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

L'amplitude d'oscillation diminue au fil du temps d'après

(4) $$\hat{\varphi}(t) = \varphi_0 \cdot e^{-\delta t}$$

Dans l'expérience, nous allons étudier des oscillations à différentes atténuations déterminées par l'intensité de courant réglable du frein à courant de Foucault. Le temps d'oscillation est mesuré à l'aide d'un chronomètre. Il s'avère qu'à une atténuation donnée, le temps d'oscillation ne dépend pas de la déviation initiale ni de la vitesse initiale. Pour déterminer l'atténuation, on note les déviations décroissantes du pendule à droite et à gauche, le pendule, pour des raisons de simplicité, démarrant sans vitesse initiale.

EVALUATION

L'équation (4) définit l'amplitude d'oscillation comme une grandeur positive. Il s'agit donc du nombre de déviations à droite et à gauche. En appliquant le logarithme naturel de ces déviations par rapport au temps, on obtient une droite de pente -δ. En réalité, on observe des écarts du comportement linéaire, car la force des frottements n'est pas – comme supposé – tout à fait proportionnelle à la vitesse.

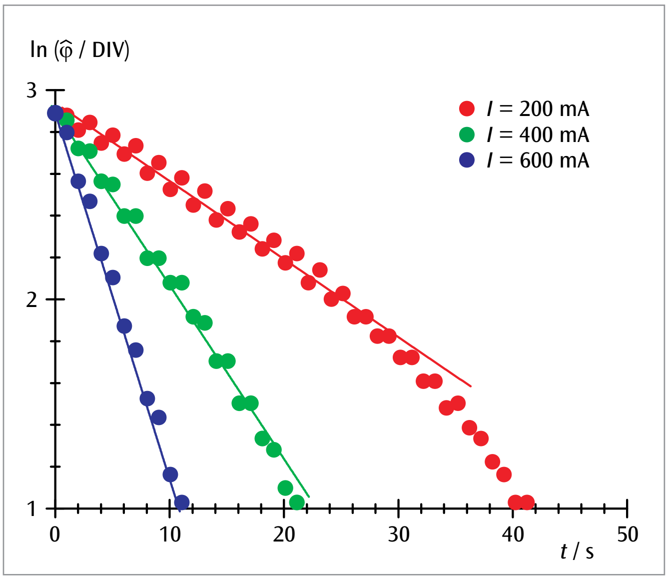
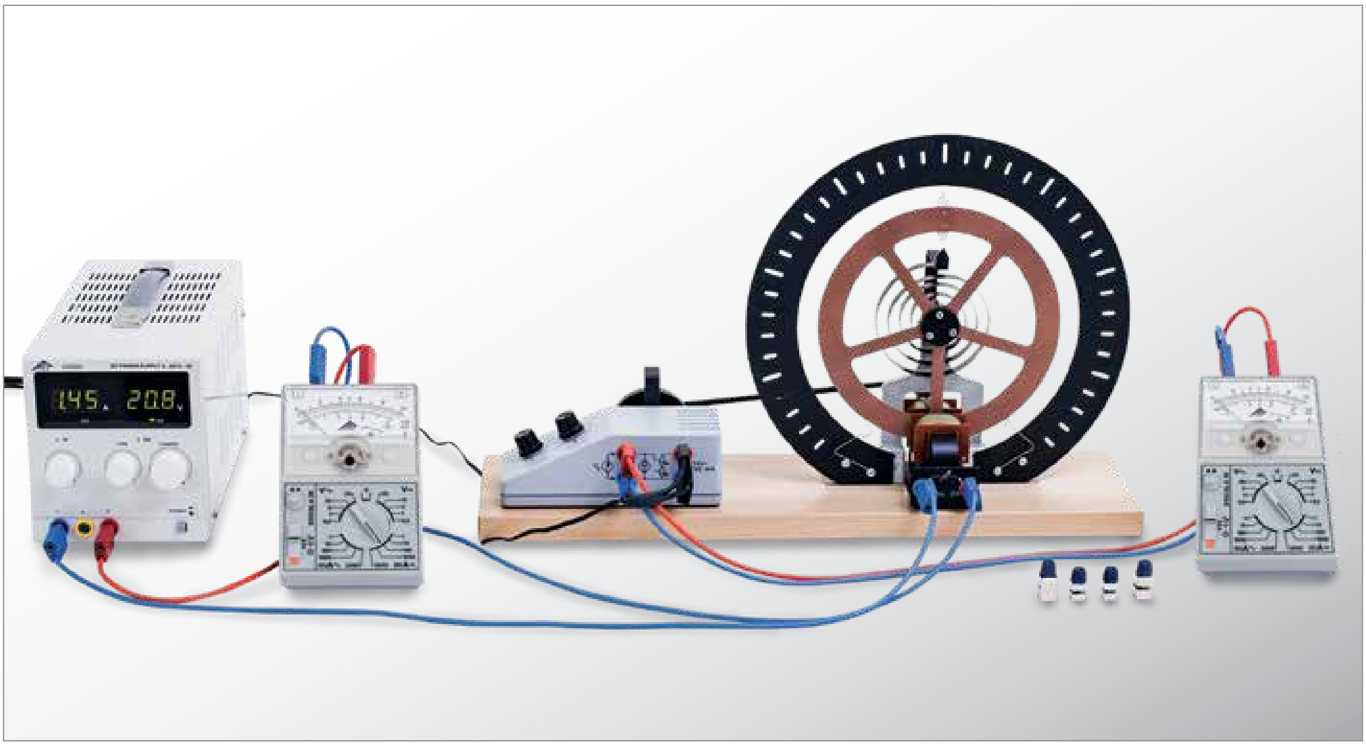


Fig. 1 : ln($\hat{\varphi}$) en fonction du temps à différentes atténuations

UE1050550
PENDULE TOURNANT D'APRES POHL II



EXERCICES

- Mesurer l'amplitude d'oscillations forcées en fonction de la fréquence d'excitation pour différentes atténuations.

- Observer le déphasage entre l'excitation et l'oscillation en présence des très petites et très grandes fréquences d'excitation.

OBJECTIF

Mesurer et analyser des oscillations forcées

RESUME

Le pendule tournant de Pohl convient également pour étudier des oscillations forcées. Pour cela, le système oscillant est relié à la barre de l'excitateur qui est déplacée par un moteur à courant continu à régime réglable et qui détend et contracte périodiquement le ressort de rappel en volute. Dans l'expérience, nous allons mesurer pour différentes atténuations l'amplitude en fonction de la fréquence d'excitation et observer le déphasage entre l'excitation et l'oscillation.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pendule tournant d'après Pohl	1002956
1	Chronomètre mécanique, 15 min	1003369
1	Alimentation secteur 24 V, 700 mA (230 V, 50/60 Hz)	1000681 ou
	Alimentation secteur 24 V, 700 mA (115 V, 50/60 Hz)	1000680
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multimètre analogique AM50	1003073
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Le pendule tournant de Pohl convient également pour étudier des oscillations forcées. Pour cela, le système oscillant est relié à la barre de l'excitateur qui est déplacée par un moteur à courant continu à régime réglable et qui détend et contracte périodiquement le ressort de rappel en volute

L'équation de mouvement du système est

(1)
$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+2\cdot\delta\cdot\frac{d\varphi}{dt}+\omega_0^2\cdot\varphi=A\cdot\cos\left(\omega_E\cdot t\right)$$

$$\text{avec } \delta=\frac{k}{2J},\ \omega_0^2=\frac{D}{J},\ A=\frac{M_0}{J}$$

J : moment d'inertie
D : constante de rappel
k : coefficient d'atténuation
M_0 : amplitude du couple de rotation externe
ω_E : fréquence angulaire du couple de rotation externe

La solution de cette équation de mouvement se compose d'une part homogène et d'une part inhomogène. La part homogène correspond à l'oscillation atténuée libre qui est étudiée dans l'expérience UE1050500. Elle diminue de façon exponentielle au fil du temps et, après la phase appelée « transitoire », elle devient négligeable par rapport à la part inhomogène.
En revanche, la part inhomogène

(2)
$$\varphi(t)=\varphi_E\cdot\cos\left(\omega_E\cdot t-\psi_E\right)$$

est liée au couple de rotation externe et reste conservée aussi longtemps que celui-ci agit. Son amplitude

(3)
$$\varphi_E=\frac{A_0}{\sqrt{\left(\omega_0^2-\omega_E^2\right)^2+4\cdot\delta^2\cdot\omega_E^2}}$$

est d'autant plus grande que la fréquence d'excitation ω_E se situe à hauteur de la fréquence propre ω_0 du pendule tournant. Dans le cas de $\omega_E = \omega_0$, on parle de résonance.
Le déphasage

(4)
$$\psi_E=\arctan\left(\frac{2\cdot\delta\cdot\omega_E}{\omega_0^2-\omega_E^2}\right)$$

indique que les déviations du pendule suivent l'excitation. Pour de très petites fréquences, il est pratiquement nul, mais augmente avec la fréquence et atteint 90° à hauteur de la fréquence de résonance. Enfin, en présence de très fortes fréquences d'excitation, l'excitation et l'oscillation sont déphasées de 180°.

EVALUATION

Les amplitudes mesurées des oscillations atténuées sont représentées par rapport à la fréquence d'excitation. Il en résulte différentes courbes de mesure qui peuvent être décrites par l'équation (4), à condition d'avoir sélectionné les bons paramètres d'atténuation δ.
On observe de faibles écarts par rapport aux valeurs trouvées pour l'atténuation dans l'expérience UE1050500. Cela s'explique par le fait que le frottement n'est pas – comme supposé – exactement proportionnel à la vitesse.

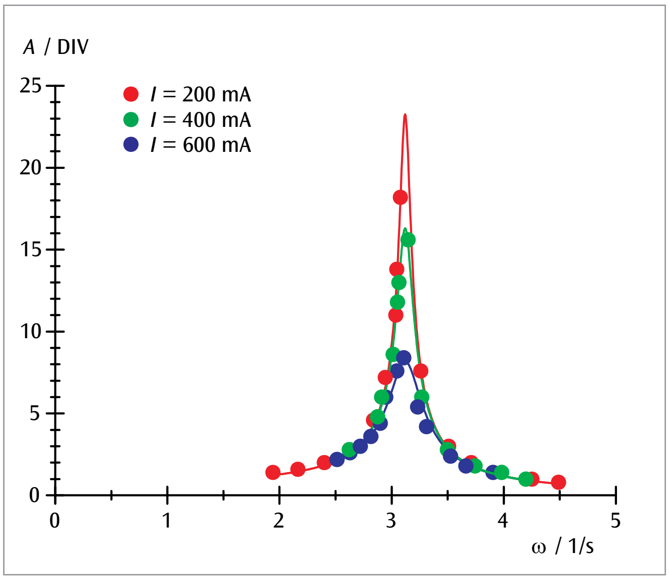


Fig. 1 Courbes de résonance avec différentes atténuations

UE1050600 | OSCILLATIONS COUPLEES

OBJECTIF

Enregistrement et évaluation des oscillations de deux pendules identiques couplés

RESUME

L'oscillation entre deux pendules identiques couplés peut être caractérisée par la période d'oscillation et la période de battement. La période de battement représente l'écart entre deux moments où un pendule oscille à une amplitude minimum. Les deux grandeurs peuvent être calculées à partir des deux périodes de battement propres pour l'oscillation en phase et l'oscillation en opposition de phase et des pendules couplés.

EXERCICES

- Enregistrement de l'oscillation en phase et détermination de la période d'oscillation T_+.
- Enregistrement de l'oscillation en opposition de phase et détermination de la période d'oscillation T_-.
- Enregistrement d'une oscillation couplée et détermination de la période d'oscillation T ainsi que de la période de battement T_Δ.
- Comparaison des valeurs mesurées avec celles obtenues à partir des périodes d'oscillation propres T_+ et T_-.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
2	Pendule avec capteur de déplacement (230 V, 50/60 Hz)	1000763 ou
	Pendule avec capteur de déplacement (115 V, 50/60 Hz)	1000762
1	Ressort cylindrique 3,0 N/m	1002945
2	Etau de fixation	1002832
2	Tige statif, 1000 mm	1002936
1	Tige statif, 470 mm	1002934
4	Noix universelle	1002830
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002750
1	WiLab*	1022284
2	Capteur de tension 500 mV, différentiel	1021681
2	Câble spêcial capteur	1021514
Supplémentaire requis :		
1	Coach 7 Licence d'utilisation	

* Alternative : 1 VinciLab 1021477

GENERALITES

Lorsque deux pendules couplés oscillent, de l'énergie va et vient entre les deux pendules. Si les deux pendules sont identiques et qu'ils sont excités de manière à ce qu'un pendule soit au repos au début, tandis que l'autre oscille, la transmission d'énergie est totale. C'est-à-dire qu'un pendule est entièrement au repos, tandis que l'autre oscille avec une amplitude maximale. La durée entre les deux arrêts d'un pendule ou, d'une manière générale, entre deux

moments où le pendule oscille avec une amplitude minimale, est la période de battement T_Δ.

Les oscillations entre deux pendules mathématiques identiques couplés peuvent être décrites comme superposition de deux oscillations propres. On peut observer ces oscillations propres en excitant les deux pendules à des oscillations en phase ou en opposition de phase. Dans le premier cas, les pendules sans influence du couplage oscillent à la fréquence des pendules non couplés ; dans le second cas, sous l'influence maximale du couplage, ils oscillent à la fréquence propre maximale. Toutes les autres oscillations peuvent être représentées comme des superpositions de ces deux oscillations propres.
On obtient pour le mouvement des pendules l'équation suivante :

(1)
$$L \cdot \varphi_1 + g \cdot \varphi_1 + k \cdot (\varphi_1 - \varphi_2) = 0$$
$$L \cdot \varphi_2 + g \cdot \varphi_2 + k \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) = 0$$

g : Accélération de la pesanteur, L : Longueur de pendule,
k : Constante de couplage

Pour les grandeurs auxiliaires $\varphi_- = \varphi_1 - \varphi_2$ et $\varphi_+ = \varphi_1 + \varphi_2$ (arbitraires dans un premier temps), on obtient les équations suivantes :

(2)
$$L \cdot \varphi_+ + g \cdot \varphi_+ = 0$$
$$L \cdot \varphi_- + (g + 2k) \cdot \varphi_- = 0$$

Leurs solutions

(3)
$$\varphi_+ = a_+ \cdot \cos(\omega_+ t) + b_+ \cdot \sin(\omega_+ t)$$
$$\varphi_- = a_- \cdot \cos(\omega_- t) + b_- \cdot \sin(\omega_- t)$$

avec les fréquences angulaires

(4)
$$\omega_+ = \sqrt{\frac{g}{L}}$$
$$\omega_- = \sqrt{\frac{g+2k}{L}}$$

correspondent aux oscillations propres décrites en cas d'excitation en phase ou en opposition de phase ($\varphi_+ = 0$ en phase et $\varphi_- = 0$ en opposition de phase).
Les mouvements des pendules peuvent être calculés à partir de la somme ou la différence des deux grandeurs auxiliaires. On obtient la solution

(5)
$$\varphi_1 = \frac{1}{2} \cdot \left(a_+ \cdot \cos(\omega_+ t) + b_+ \cdot \sin(\omega_+ t) + a_- \cdot \cos(\omega_- t) + b_- \cdot \sin(\omega_- t)\right)$$
$$\varphi_2 = \frac{1}{2} \cdot \left(a_+ \cdot \cos(\omega_+ t) + b_+ \cdot \sin(\omega_+ t) - a_- \cdot \cos(\omega_- t) - b_- \cdot \sin(\omega_- t)\right)$$

Dans un premier temps, les paramètres a_+, a_-, b_+ et b_- sont des grandeurs quelconques qui peuvent être calculées depuis l'état d'oscillation des deux pendules au moment $t = 0$.

Le cas le plus simple à interpréter est le suivant : au moment 0, le pendule 1 en position zéro possède une vitesse angulaire initiale ψ_0, tandis que le pendule 2 en position zéro est au repos.

(6)
$$\varphi_1 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\psi_0}{\omega_+} \cdot \sin(\omega_+ t) + \frac{\psi_0}{\omega_-} \cdot \sin(\omega_- t)\right)$$
$$\varphi_2 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\psi_0}{\omega_+} \cdot \sin(\omega_+ t) - \frac{\psi_0}{\omega_-} \cdot \sin(\omega_- t)\right)$$

L'équation suivante s'applique alors aux vitesses des deux pendules :

(7)
$$\varphi_1 = \frac{\psi_0}{2} \cdot \left(\cos(\omega_+ t) + \cos(\omega_- t)\right)$$
$$\varphi_2 = \frac{\psi_0}{2} \cdot \left(\cos(\omega_+ t) - \cos(\omega_- t)\right)$$

Après la conversion mathématique, on obtient

(8) $\varphi_1 = \psi_0 \cdot \cos(\omega_\Delta t) \cdot \cos(\omega t)$
$\varphi_2 = \psi_0 \cdot \sin(\omega_\Delta t) \cdot \cos(\omega t)$

avec (9) $\omega_\Delta = \frac{\omega_- - \omega_+}{2}$
$\omega = \frac{\omega_+ + \omega_-}{2}$

Cela correspond à une oscillation des deux pendules avec la même fréquence angulaire ω, leurs amplitudes de vitesse ψ_1 et ψ_2 étant modulées avec la fréquence angulaire ω_Δ :

(10)
$$\psi_1(t) = \psi_0 \cdot \cos(\omega_\Delta t)$$
$$\psi_2(t) = \psi_0 \cdot \sin(\omega_\Delta t)$$

EVALUATION

L'équation (4) permet de calculer les périodes d'oscillation T_+ et T_- de l'oscillation en phase et de l'oscillation en opposition de phase :

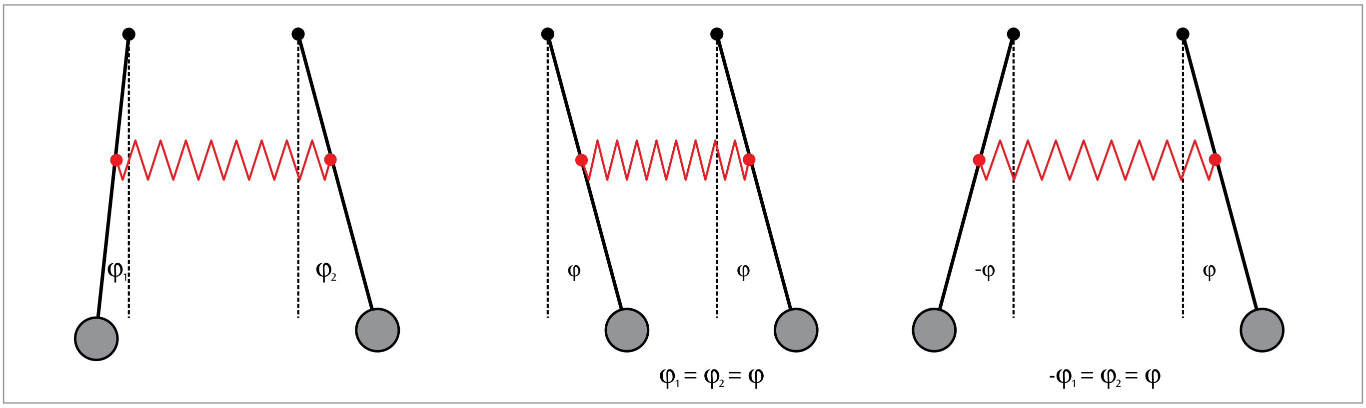
$$T_+ = \frac{2\pi}{\omega_+} = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}} \quad \text{et} \quad T_- = \frac{2\pi}{\omega_-} = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g+2k}}$$

Pour la période d'oscillation T de l'oscillation couplée, l'équation (9) engendre :

$$\frac{2\pi}{T} = \omega = \frac{\pi}{T_+} + \frac{\pi}{T_-} \quad \text{et ainsi} \quad T = 2 \cdot \frac{T_+ \cdot T_-}{T_- + T_+}$$

Habituellement, la modulation d'amplitude décrite dans l'équation (10) est caractérisée par la période de battement T_Δ, qui correspond à la durée s'écoulant entre deux arrêts des pendules :

$$\frac{2\pi}{2T_\Delta} = \omega_\Delta = \frac{\pi}{T_-} - \frac{\pi}{T_+} \quad \text{et ainsi} \quad T_\Delta = \frac{T_+ \cdot T_-}{T_+ - T_-}$$

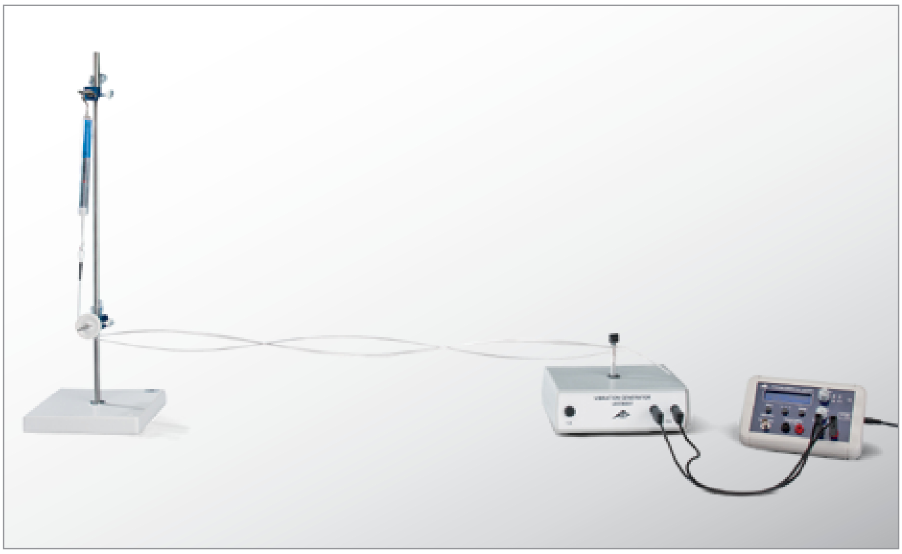


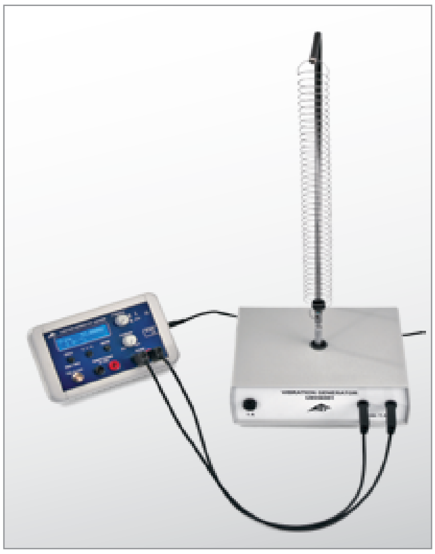
Oscillation couplée générale

Oscillation couplée en phase

Oscillation couplée en opposition de phase

UE1050700 | ONDES MECANIQUES





EXERCICES

- Générer des ondes stationnaires longitudinales sur un ressort hélicoïdal et des ondes stationnaires transversales sur une corde.
- Mesurer les fréquences propres f_n en fonction du nombre n de nœuds.
- Déterminer les longueurs d'onde correspondantes λ_n et la vitesse d'onde c.

OBJECTIF

Étudier des ondes stationnaires sur un ressort hélicoïdal tendu et une corde tendue

RESUME

Des ondes mécaniques apparaissent par exemple sur un ressort hélicoïdal tendu sous la forme d'ondes longitudinales ou sur une corde tendue sous la forme d'ondes transversales. Dans les deux cas, il se forme des ondes stationnaires si le support est fixé à l'une de ses extrémités, car l'onde incidente et l'onde réfléchie à l'extrémité fixe de même amplitude et de même longueur d'onde se superposent. Si l'autre extrémité est également fixe, les ondes ne peuvent se propager que si des conditions de résonance sont remplies. Dans l'expérience, le ressort hélicoïdal et la corde sont fixés à une extrémité. L'autre extrémité est reliée à une distance L à un générateur de vibrations qu'un générateur de fonctions amène à émettre des oscillations de faible amplitude et de fréquence réglable f. Cette extrémité peut également être considérée comme une extrémité à peu près fixe. On mesure les fréquences propres en fonction du nombre de nœuds des ondes stationnaires. Ces données permettront de calculer la vitesse d'onde.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Accessoires pour oscillations de ressort	1000703
1	Accessoires pour ondes de corde	1008540
1	Générateur de vibrations	1000701
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Dynamomètre de précision, 2 N	1003105
1	Double mètre à ruban de poche	1002603
1	Paire de cordons de sécurité, 75 cm, rouge/bleu	1017718

GENERALITES

Des ondes mécaniques apparaissent par exemple sur un ressort hélicoïdal tendu ou sur une corde tendue. Dans le cas du ressort, on parle d'ondes longitudinales, car la déviation est parallèle au sens de propagation. Dans le cas de la corde en revanche, il s'agit d'ondes transversales. Dans les deux cas, il se forme des ondes stationnaires si le support est fixé à l'une de ses extrémités, car l'onde incidente et l'onde réfléchie à l'extrémité fixe de même amplitude et de même longueur d'onde se superposent. Si l'autre extrémité est également fixée, les ondes ne peuvent se propager que si des conditions de résonance sont remplies.

Soit $\xi(x,t)$ la déviation longitudinale / transversale à l'emplacement x le long du support au moment t. Dans ce cas,

(1) $$\xi_1(x,t) = \xi_0 \cdot \cos(2\pi \cdot f \cdot t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x)$$

est une onde sinusoïdale se déplaçant vers la droite sur le support. La fréquence f et la longueur d'onde λ sont corrélées par l'équation

(2) $$c = f \cdot \lambda$$

c : vitesse d'onde

Lorsque cette onde venant de la gauche à $x = 0$ est réfléchie à une extrémité fixe, il se forme une onde se déplaçant à gauche.

(3) $$\xi_2(x,t) = -\xi_0 \cdot \cos(2\pi \cdot f \cdot t + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x)$$

Les deux ondes se superposent en ondes stationnaires

(4) $$\xi(x,t) = 2\xi_0 \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \cdot \sin(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x)$$

Ces superpositions s'appliquent indépendamment du type d'onde et du support.
Si la seconde extrémité est également fixée et qu'elle se trouve à $x = L$, il faut qu'à tous les moments t la condition de résonance

(5) $$\xi(L,t) = 0 = \sin(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot L)$$

soit remplie. Il en résulte pour la longueur d'onde

(6a) $$\frac{2\pi}{\lambda_n} \cdot L = (n+1) \cdot \pi \text{ soit } \lambda_n = 2 \cdot \frac{L}{n+1}$$

$$\text{ou } L = (n+1) \cdot \frac{\lambda_n}{2}$$

et selon l'équation (2) pour la fréquence

(6b) $$f_n = (n+1) \cdot \frac{c}{2 \cdot L}$$

En d'autres termes, la condition de résonance (5) exige que la longueur L représente très précisément un multiple entier de la demi-longueur d'onde. La fréquence de résonance doit convenir à cette longueur d'onde, n représentant le nombre de nœuds d'oscillations. Elle est nulle s'il ne se forme qu'un anti-nœud sur la composante fondamentale (voir Fig. 2).
Dans l'expérience, le support – une corde ou un ressort – est fixé à une extrémité. L'autre extrémité est reliée à une distance L à un générateur de vibrations qu'un générateur de fonctions amène à émettre des oscillations de faible amplitude et de fréquence réglable f. Cette extrémité peut également être considérée comme une extrémité à peu près fixe.

EVALUATION

Si l'on applique la fréquence de résonance au nombre de nœuds d'oscillations, les points de mesure se situent sur une droite de la pente

$$\alpha = \frac{c}{2 \cdot L}$$

La longueur L étant connue, on peut alors calculer la vitesse d'onde c. Les paramètres restant constants, elle dépend de la force de serrage F, comme le montre la Fig. 5 pour les ondes de la corde.

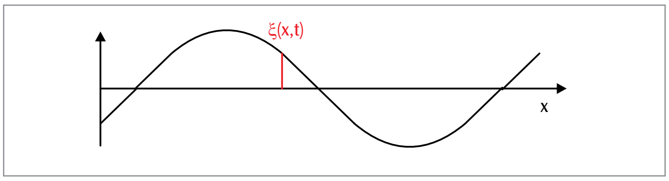


Fig. 1 : Représentation pour définir la déviation locale $\xi(x,t)$

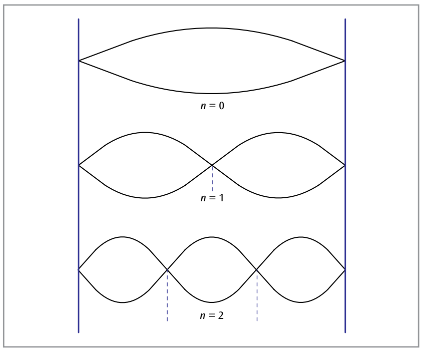


Fig. 2 : Ondes stationnaires

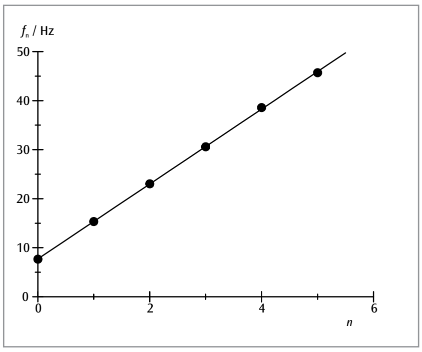


Fig. 3 : Fréquence de résonance en fonction du nombre de nœuds pour les ondes du ressort hélicoïdal

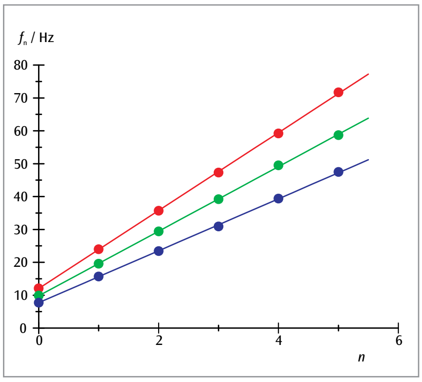


Fig. 4 : Fréquence de résonance en fonction du nombre de nœuds pour les ondes de la corde

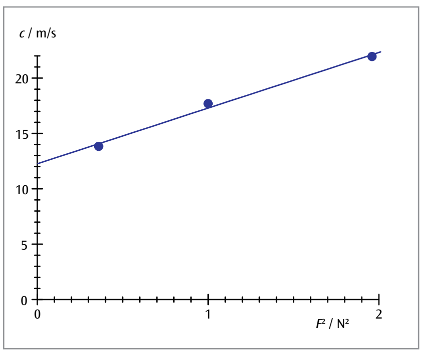
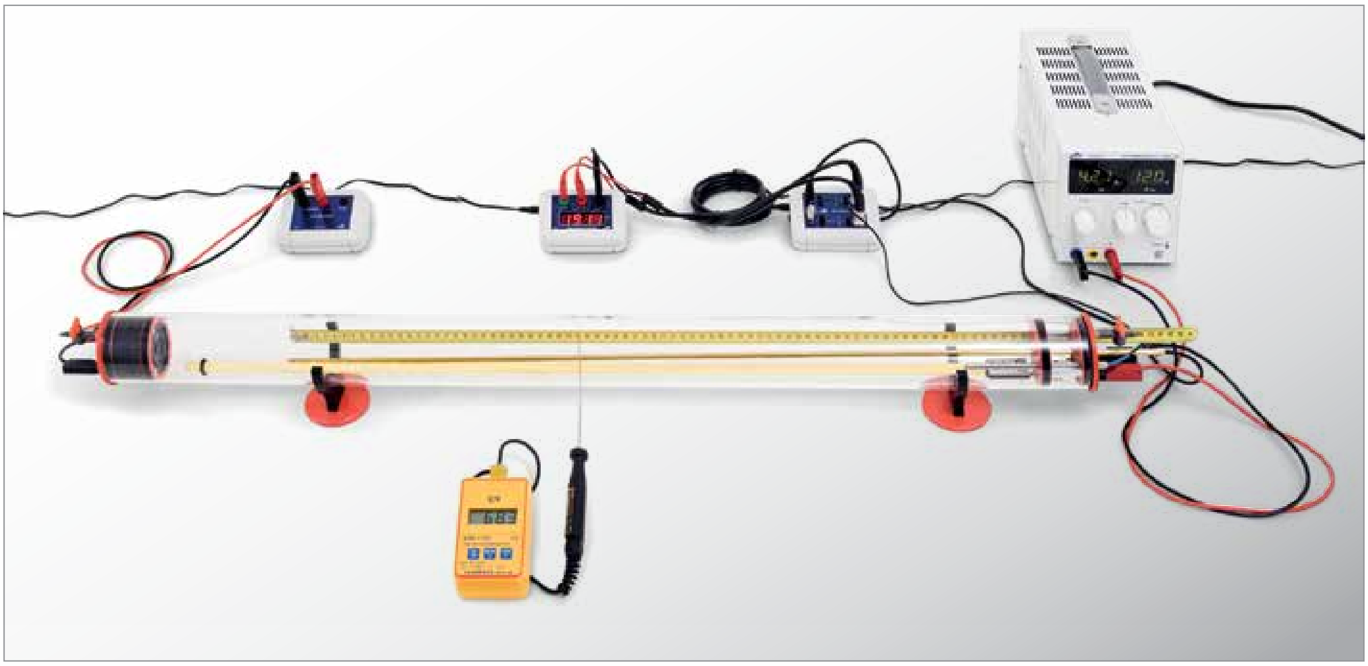


Fig. 5 : Vitesse c des ondes de la corde en fonction de F^2

UE1070310 | VITESSE DU SON DANS L'AIR I



› EXERCICES

- Mesure de la durée *t* d'une impulsion acoustique dans l'air à température ambiante en fonction de l'écart s entre deux sondes microphoniques.
- Confirmation du rapport linéaire entre *s* et *t*.
- Mesure de la durée *t* d'une impulsion acoustique dans l'air à température ambiante en fonction de la température *T* avec un écart fixe entre deux sondes microphoniques.
- Détermination de la vitesse du son (vitesse de groupe) en fonction de la température.
- Comparaison avec le résultat du théorème de Laplace.

OBJECTIF

Mesure des durées des impulsions sonores dans un tube de Kundt

RESUME

Dans les gaz, les ondes sonores se propagent sous forme d'ondes longitudinales. La vitesse de groupe coïncide à la vitesse de phase. Au cours de l'expérience, nous allons mesurer dans un tube de Kundt la durée d'une impulsion sonore entre deux sondes microphoniques et en déduire la vitesse du son. La dépendance de la vitesse du son vis-à-vis de la température est vérifiée entre la température ambiante et 50 °C. Le résultat de la mesure coïncide avec celui du théorème de Laplace.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube de Kundt E	1017339
1	Générateur d'impulsions K	1017341
1	Sonde à microphone, longue tige	1017342
1	Sonde à microphone, à courte tige	4008308
1	Amplificateur de microphone (230 V, 50/60 Hz)	1014520 ou
	Amplificateur de microphone (115 V, 50/60 Hz)	1014521
1	Compteur de microsecondes (230 V, 50/60 Hz)	1017333 ou
	Compteur de microsecondes (115 V, 50/60 Hz)	1017334
1	Thermoplongeur K	1017340
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Thermomètre de poche numérique ultra-rapide	1002803
1	Sonde à immersion NiCr-Ni type K, - 65°C – 550°C	1002804
2	Paire de cordons de sécurité, 75 cm	1002849
Compléments recommandés :		
	Différents gaz techniques	

GENERALITES

Les ondes sonores sont des ondes élastiques se propageant dans des fluides déformables. Leur vitesse dépend des propriétés élastiques du fluide. Dans les gaz simples, ils se propagent exclusivement sous la forme d'ondes longitudinales, la vitesse de groupe coïncidant avec la vitesse de phase.

Selon le théorème de Laplace, les ondes sonores dans les gaz sont considérées comme des modifications adiabatiques de la pression / de la densité. Pour la vitesse du son, on obtient

(1)
$$c=\sqrt{\frac{C_P}{C_V}\cdot\frac{p}{\rho}}$$

p : pression, ρ : densité,
C_P, C_V : capacités calorifiques du gaz

Pour un gaz idéal de température absolue T :

(2)
$$\frac{p}{\rho}=\frac{R\cdot T}{M}$$

$R=8{,}314\frac{\text{J}}{\text{Mol}\cdot\text{K}}$: constante de gaz universelle

M : masse molaire

Par conséquent, la vitesse du son est égale à

(3)
$$c=\sqrt{\frac{C_P}{C_V}\cdot\frac{R\cdot T}{M}}$$

Pour les différences de température ΔT pas trop élevées en comparaison avec une température de référence T_0, la vitesse du son dépend linéairement du changement de température ΔT :

(4)
$$c=\sqrt{\frac{C_P}{C_V}\cdot\frac{R\cdot T_0}{M}}\cdot\left(1+\frac{\Delta T}{2\cdot T_0}\right)$$

En choisissant de l'air sec comme gaz idéal, on trouve souvent l'indication suivante pour la vitesse du son :

(5)
$$c(T)=\left(331{,}3+0{,}6\cdot\frac{\Delta T}{\text{K}}\right)\frac{\text{m}}{\text{s}}$$

T_0 = 273,15 K = 0°C

Au cours de l'expérience, nous allons mesurer dans un tube de Kundt la durée t d'une impulsion sonore entre deux sondes microphoniques séparées de la distance s. L'impulsion sonore résulte du mouvement brusque d'une membrane de haut-parleur qui est commandé par une impulsion de tension à front montant. La mesure de durée à haute résolution avec un compteur à la microseconde près démarre lorsque l'impulsion sonore atteint la première sonde microphonique et s'arrête lorsque la seconde sonde se situant à la distance s est atteinte.
Pour les mesures de durée en fonction de la température, une cartouche chauffante réchauffe jusqu'à 50 °C l'air dans le tube de Kundt. Pendant la phase de refroidissement, la répartition de la température est suffisamment homogène. Ainsi suffit-il de mesurer la température à un seul point dans le tube de Kundt.
Une olive de tuyau permet d'introduire d'autres gaz techniques que de l'air dans le tube de Kundt.

EVALUATION

On calcule la vitesse du son à partir du quotient du parcours s et de la durée t :

$$c=\frac{s}{t}$$

Dans la Fig. 2, elle est la valeur inverse de la pente de la droite.
La dépendance de la vitesse du son vis-à-vis de la température est décrite par l'équation 3 avec les paramètres

$$M=28{,}97\frac{\text{g}}{\text{Mol}},\ \frac{C_p}{C_V}=\frac{7}{5}$$

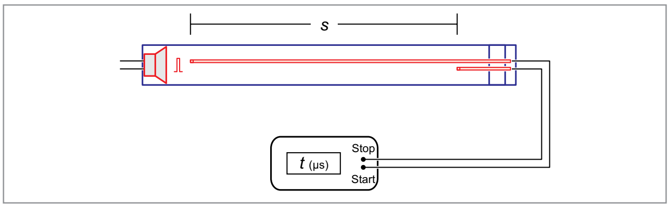


Fig. 1 : Représentation schématique du montage expérimental

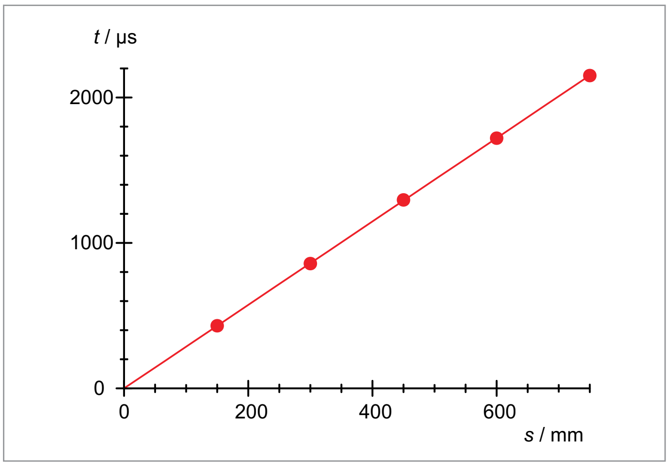


Fig. 2 : Durée du son t dans l'air en fonction du parcours s à température ambiante.

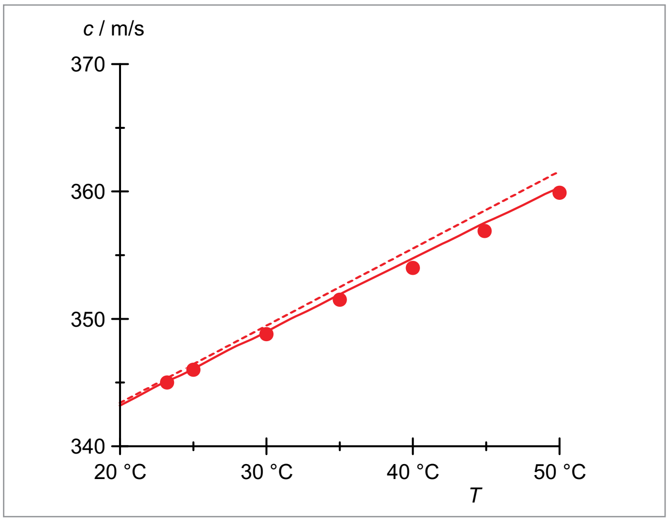
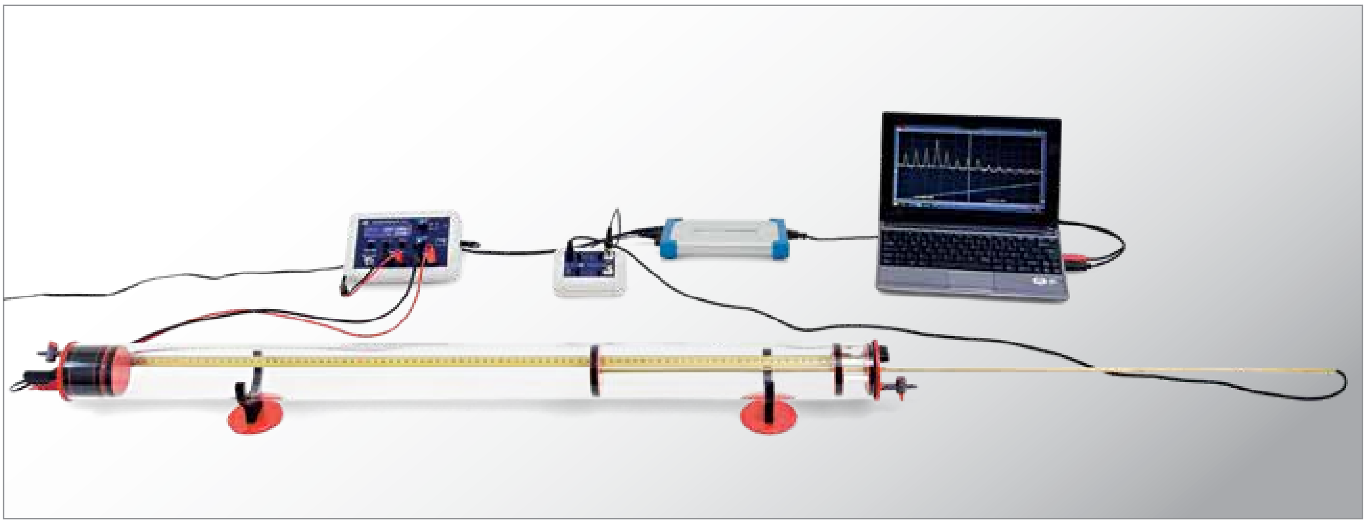


Fig. 3 : Vitesse du son c dans l'air en fonction de la température T
Ligne continue : calculée avec l'équation 3
Ligne discontinue : calculée avec l'équation 5

UE1070320 | VITESSE DU SON DANS L’AIR II



› EXERCICES

- Générer des ondes stationnaires sonores dans un tube de Kundt fermé des deux côtés.
- Mesurer la fréquence de base en fonction de la longueur du tube de Kundt.
- Mesurer les fréquences de la composante fondamentale et de l’harmonique avec une longueur de tube fixe
- Déterminer la vitesse d’onde à partir des fréquences de résonance.

OBJECTIF

Générer et mesurer les ondes stationnaires sonores dans un tube de Kundt

RESUME

Dans les gaz, les ondes sonores se propagent sous forme d’ondes longitudinales. La vitesse de groupe coïncide à la vitesse de phase. Au cours de l’expérience, on génère des ondes stationnaires dans un tube de Kundt fermé des deux côtés et on mesure la fréquence de base en fonction de la longueur du tube ainsi que les fréquences de la composante fondamentale et de l’harmonique à une longueur de tube fixe. La vitesse d’onde est calculée à partir des fréquences de résonance, puis représentée sous forme graphique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube de Kundt E	1017339
1	Sonde à microphone, à long	1017342
1	Amplificateur de microphone (230 V, 50/60 Hz)	1014520 ou
	Amplificateur de microphone (115 V, 50/60 Hz)	1014521
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
1	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Câble BNC/4mm, 0,5 m	4008293
1	Paire de cordons de sécurité, 75 cm	1002849

GENERALITES

Dans un tube de Kundt, on peut, à l’aide d’un haut-parleur, générer des ondes stationnaires en produisant des ondes sonores qui présentent une fréquence de résonance adéquate et qui sont réfléchies à l’autre extrémité d’une paroi. En connaissant la longueur du tube, on peut déterminer la vitesse des ondes à partir de la fréquence de résonance et du numéro de l’harmonique.

Dans l’air et dans d’autres gaz, les ondes sonores se propagent sous forme de modifications rapides de pression et de densité. Le plus simple est de les décrire à l’aide de la pression acoustique, qui se superpose à la pression atmosphérique. Comme variante à la pression acoustique p, on peut aussi se servir de la vitesse acoustique v pour décrire une onde sonore, c'est-à-dire la vitesse moyenne des particules à l'endroit x dans le fluide oscillant au moment t. La pression et la vitesse acoustiques sont corrélées par ex. par l'équation de mouvement d'Euler

(1) $$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \cdot \frac{\partial v}{\partial t}$$

ρ_0 : densité du gaz

Dans le tube de Kundt, les ondes sonores se propagent le long du tube. Elles peuvent donc être décrites par une équation d'onde unidimensionnelle qui s'applique tant à la pression qu'à la vitesse acoustique :

(2) $$\frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial t^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} \text{ ou}$$

$$\frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial t^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2}$$

c : vitesse du son

Dans l'expérience, on observe des ondes harmoniques qui sont réfléchies à l'extrémité du tube de Kundt. Comme solutions de l'équation d'onde, on observe donc les superpositions d'ondes incidentes et réfléchies.

(3) $$p = p_{0>} \cdot e^{2\pi i\left(f t - \frac{x}{\lambda}\right)} + p_{0<} \cdot e^{2\pi i\left(f t + \frac{x}{\lambda}\right)}$$

$p_0>$, $v_0>$: amplitudes de l'onde incidente,
$p_0<$, $v_0<$: amplitudes de l'onde réfléchie,
f : fréquence, λ : longueur d'onde,

Avec

(4) $$f \cdot \lambda = c$$

En appliquant ces solutions à l'équation (1) et en considérant séparément les ondes incidentes et réfléchies, on obtient le rapport suivant :

(5) $$p_{0>} = v_{0>} \cdot Z \text{ et } p_{0<} = v_{0<} \cdot Z$$

La grandeur

(6) $$Z = c \cdot \rho_0$$

est l'impédance acoustique caractéristique qui correspond à l'impédance caractéristique du fluide. Elle joue un rôle important lorsqu'on observe les réflexions d'une onde sonore contre une paroi d'une impédance W :

Dans ce cas :

(7) $$r_v = \frac{v_{0<}}{v_{0>}} = \frac{Z-W}{Z+W} \text{ et } r_p = \frac{p_{0<}}{p_{0>}} = \frac{\frac{1}{Z} - \frac{1}{W}}{\frac{1}{Z} + \frac{1}{W}}$$

Dans l'expérience, W est sensiblement supérieure à Z et, par conséquent, r_v = 1 et r_p = -1.

Si, pour des raisons de simplicité, on imagine la paroi à x = 0, il résulte de (3) pour la part spatiale de l'onde sonore :

(8) $$p = p_{0>} \cdot \left(e^{-2\pi i \cdot \frac{x}{\lambda}} + e^{+2\pi i \cdot \frac{x}{\lambda}} \right) \cdot e^{-2\pi i \cdot f \cdot t}$$

$$= 2 \cdot p_{0>} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x \right) \cdot e^{-2\pi i \cdot f \cdot t}$$

et $$v = v_{0>} \cdot \left(e^{-2\pi i \cdot \frac{x}{\lambda}} - e^{+2\pi i \cdot \frac{x}{\lambda}} \right) \cdot e^{-2\pi i \cdot f \cdot t}$$

$$= -2 \cdot i \cdot v_{0>} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x \right) \cdot e^{-2\pi i \cdot f \cdot t}$$

La réalité physique ne retient que les parts réelles de ces termes qui correspondent à des ondes stationnaires sonores dont la pression acoustique contre la paroi (donc à x = 0) présente un anti-nœud, tandis que la vitesse acoustique y montre un nœud. En outre, la vitesse précède la pression d'un déphasage de 90°.

Dans l'écart L avec la paroi, les ondes sonores sont générées au moyen d'un haut-parleur qui oscille à la fréquence f. Là, la pression forme également un anti-nœud et la vitesse acoustique un nœud. Ces conditions ne peuvent être réunies que si L constitue un multiple entier d'une demi-longueur d'onde :

(9) $$L = n \cdot \frac{\lambda_n}{2}$$

Par conséquent, en raison de (3), les fréquences doivent remplir la condition de résonance

(10) $$f_n = n \cdot \frac{c}{2 \cdot L}$$

Dans l'expérience, la fréquence f du haut-parleur varie en permanence, tandis qu'une sonde microphonique mesure la pression acoustique sur la paroi de réflexion. La résonance est obtenue lorsque le signal microphonique présente une amplitude maximale.

EVALUATION

Conformément à (9), les longueurs d'onde font partie des fréquences de résonance f_n déterminées

$$\lambda_n = \frac{2 \cdot L}{n}$$

Pour confirmer (3) et déterminer la vitesse d'onde, ces valeurs sont représentées dans un diagramme f-λ.

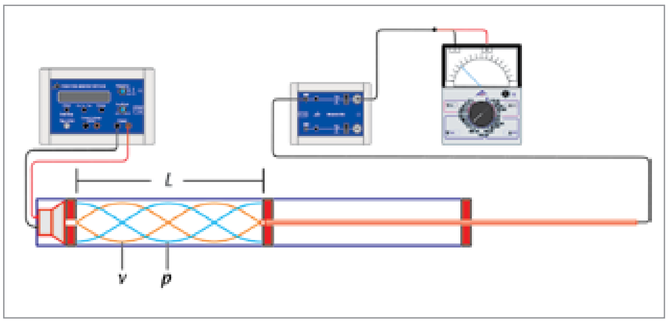


Fig. 1 : Représentation schématique du montage expérimental

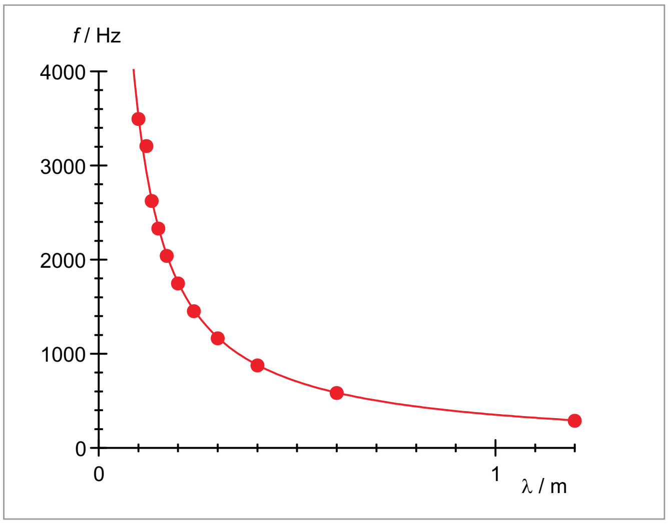
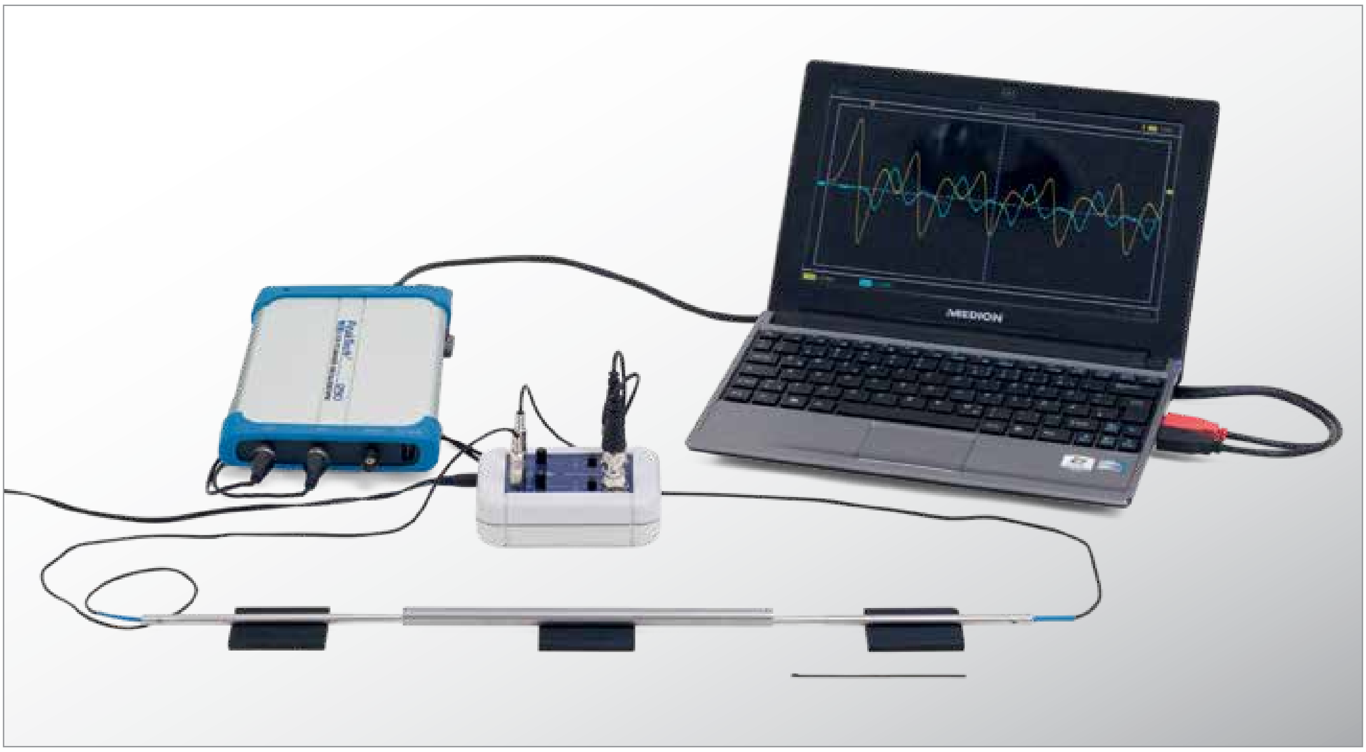


Fig. 2 : Diagramme fréquence / longueurs d'onde

UE1070410 | PROPAGATION DU SON DANS DES BAGUETTES



› EXERCICES

- Provoquer une excitation impulsionnelle d'ondes acoustiques longitudinales dans des baguettes et détecter les ondes avec deux sondes microphoniques.
- Analyser avec un oscilloscope les impulsions acoustiques en fonction du matériau et de la longueur des baguettes.
- Déterminer les vitesses du son longitudinales des matériaux à partir des durées des impulsions acoustiques.
- Déterminer les modules d'élasticité des matériaux à partir des vitesses du son longitudinales et des densités.

OBJECTIF

Étude des ondes acoustiques longitudinales dans des baguettes rondes et détermination de la vitesse du son longitudinale

RESUME

Les ondes acoustiques peuvent se propager dans des corps solides sous la forme d'ondes longitudinales, transversales, de dilatation ou de flexion. Une onde longitudinale élastique est propagée dans une baguette par une séquence périodique de dilatation et de tension dans le sens longitudinal de la baguette. La vitesse de propagation dépend uniquement du module d'élasticité et de la densité du matériau, si le diamètre de la baguette est nettement inférieur à sa longueur. Dans l'expérience, elle est déterminée à partir des durées des impulsions acoustiques après une excitation impulsionnelle.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Jeu d'appareils « Propagation du son dans des barres » (230 V, 50/60 Hz)	1018469 ou
	Jeu d'appareils « Propagation du son dans des barres » (115 V, 50/60 Hz)	1018468
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857

GENERALITES

Les ondes acoustiques ne se propagent pas seulement dans des gaz ou des liquides, mais aussi dans des solides. Dans les solides, les ondes peuvent apparaître sous la forme d'ondes longitudinales, transversales, de dilatation ou de flexion. Une onde longitudinale élastique est propagée dans une baguette par une séquence périodique de dilatation et de tension dans le sens longitudinal de la baguette. La dilatation est provoquée par une déviation périodique des atomes de leurs positions de repos. Avec une baguette dont le diamètre est nettement inférieur à sa longueur, la contraction transversale est négligeable, c'est-à-dire que pour l'indice de Poisson, on obtient dans une bonne approximation $\mu = 0$.

Dans ce cas, les équations suivantes décrivent le rapport entre les modifications dans le temps et dans l'espace de la tension σ et la déviation ξ :

(1) $$\frac{\partial\sigma}{\partial x}=\rho\cdot\frac{\partial v}{\partial t} \quad \text{et} \quad \frac{\partial v}{\partial x}=\frac{1}{E}\cdot\frac{\partial\sigma}{\partial t} \quad \text{avec } v=\frac{\partial\xi}{\partial t}$$

ρ : densité du matériau de la baguette,
E : module d'élasticité du matériau de la baguette

Il en résulte les équations d'ondes

(2) $$\frac{\partial^2\sigma}{\partial t^2}=\frac{E}{\rho}\cdot\frac{\partial^2\sigma}{\partial x^2} \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}=\frac{E}{\rho}\cdot\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$$

avec la vitesse du son longitudinale

(3) $$c_L=\sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

Dans l'expérience, les ondes acoustiques longitudinales dans des baguettes de différents matériaux et longueurs sont générées par une excitation impulsionnelle à l'une des extrémités des baguettes, détectées par des sondes microphoniques à l'extrémité excitée et à l'extrémité opposée des baguettes, puis représentées sur un oscilloscope. Les extrémités des baguettes constituent des surfaces limite réverbérantes entre lesquelles les impulsions acoustiques vont et viennent. Les oscillogrammes permettent de déterminer la durée des impulsions acoustiques.
Avec ces baguettes longues, les impulsions acoustiques réfléchies plusieurs fois sont nettement distinctes dans le temps, tandis qu'avec des baguettes courtes, elles peuvent se superposer en « ondes stationnaires ».

EVALUATION

Les durées des impulsions acoustiques permettent de déterminer les vitesses de son longitudinales d'après

(4) $$c_L=\frac{2\cdot L}{T}, \ L \text{ : longueur de baguette}$$

car l'impulsion acoustique traverse la baguette deux fois pendant le temps T.
Les vitesses de son déterminées et les densités de matériaux déterminées par pesage permettent de calculer les modules d'élasticité d'après (3).

Tab. 1 : Vitesses de son longitudinales c_L, densités ρ et modules d'élasticité E mesurées pour différents matériaux.

Matériel	**c_L (m / s)**	**ρ (g / cm³)**	**E (m / s)**
Verre	5370	2,53	73
Aluminium	5110	2,79	73
Bois (hêtre)	5040	0,74	19
Acier inox	4930	7,82	190
Cuivre	3610	8,84	115
Laiton	3550	8,42	106
Plexiglas	2170	1,23	6
PVC	1680	1,50	4

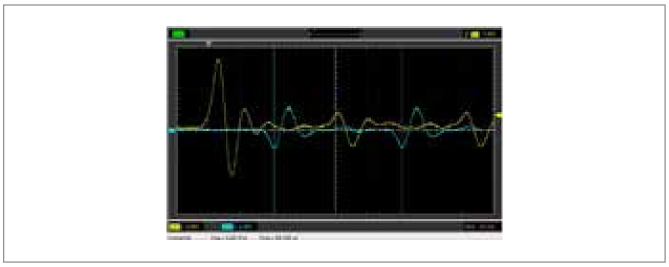


Fig. 1 : Propagation d'une impulsion acoustique, signal à l'extrémité de baguette excitée (jaune) (baguette en acier inox, 400 mm)

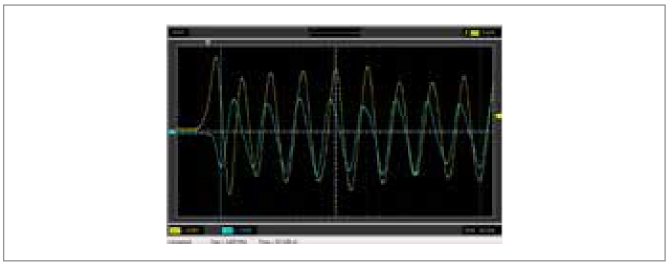


Fig. 2 : Onde stationnaire, signal à l'extrémité de baguette excitée (jaune) (baguette en acier inox, 100 mm)

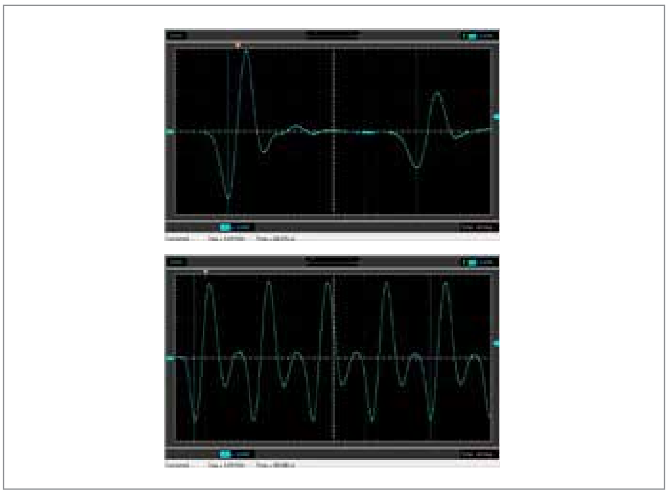


Fig. 3 : Propagation d'une impulsion acoustique (en haut : baguette en PVC, 200 mm, en bas : baguette en verre, 200 mm), signal à l'extrémité de baguette opposée à l'excitation (cyan)

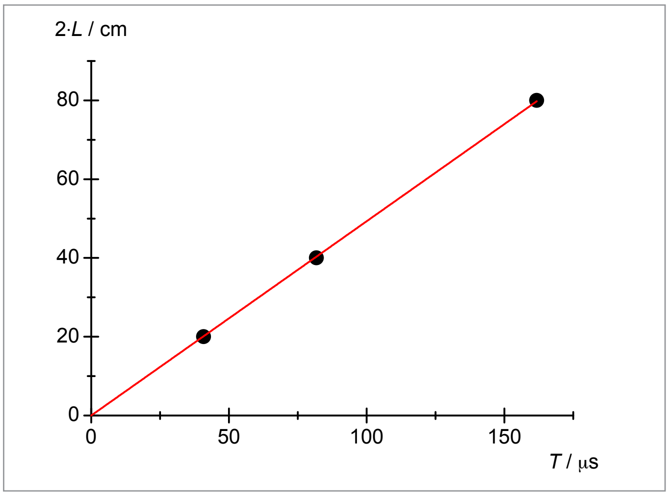
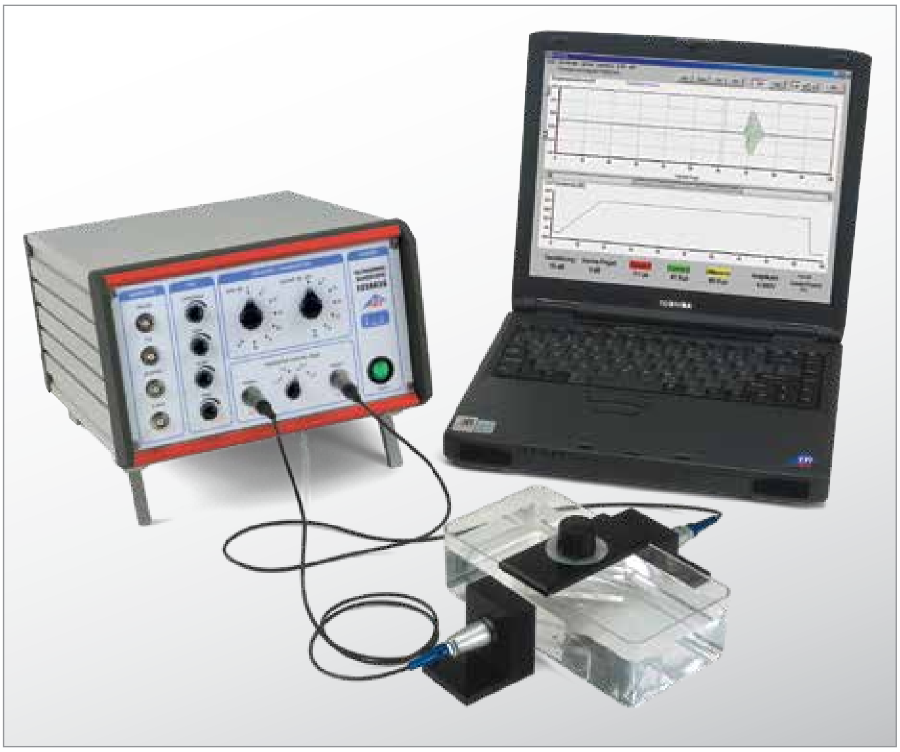


Fig. 4 : Double longueur de baguette 2·L en fonction des durées T pour les baguettes en acier inox

UE1070530 | PROPAGATION DU SON DANS DES CORPS SOLIDES



OBJECTIF

Détermination des vitesses du son pour des ondes longitudinales et transversales dans des corps solides

RESUME

Dans des corps solides, le son se propage sous forme d'ondes longitudinales et transversales. Les vitesses du son des deux ondes divergent considérablement, la vitesse longitudinale du son étant déterminée par le module d'élasticité du corps solide, tandis que la vitesse transversale du son dépend du module de cisaillement. Il est possible de déterminer les constantes élastiques du corps solide en mesurant les deux vitesses du son.

EXERCICES

- Détermination de la vitesse du son pour des ondes longitudinales dans le polyméthacrylate de méthyle à partir des temps de propagation d'un signal ultrasonique de 1 MHz.
- Mesure de la transmission d'ondes sonores longitudinales et transversales dans un corps solide en utilisant une plaque plane parallèle, placée obliquement.
- Détermination des vitesses du son pour des ondes longitudinales et transversales à partir des angles critiques de la réflexion totale.
- Détermination du module d'élasticité *E*, du module de cisaillement *G* et du coefficient de Poisson μ du corps solide observé à partir des deux vitesses du son.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Echoscope à ultrasons GS200	1018616
2	Sonde à ultrasons 1 MHz, GS200	1018617
1	Jeu « Ultrasons dans des corps solides »	1002584
1	Plaque d'aluminium avec graduation angulaire	1002585
1	Jeu de 3 cylindres	1002588
1	Gel de branchement pour ultrasons	1008575

GENERALITES

Le son ne se propage dans les gaz et les liquides que sous forme d'ondes longitudinales. La pression oscille alors autour d'une valeur d'équilibre et engendre des zones oscillantes de densification et de raréfaction. Dans les corps solides, le son pénètre également sous forme d'ondes transversales où la tension de cisaillement oscille. Ces ondes peuvent se propager dans un corps solide, car les forces de poussée élastique nécessaires à leur transmission y sont présentes.

Les ondes longitudinales et les ondes transversales présentent des vitesses du son divergentes. Elles dépendent de la densité ρ et des constantes élastiques du corps solide. La vitesse du son de l'onde longitudinale étant

(1) $$c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho}\cdot\frac{1-\mu}{(1+\mu)\cdot(1-2\mu)}}$$

E: Module d'élasticité, μ: Coefficient de Poisson

supérieur à l'onde transversale

(2) $$c_T = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

G: Module de cisaillement

Le module d'élasticité E et le module de cisaillement G d'un corps solides sont en relation l'un avec l'autre par le coefficient de Poisson μ :

(3) $$\frac{E}{G} = 2 \cdot (1+\mu)$$

Il est donc possible de calculer toutes les trois forces élastiques si les deux vitesses du son c_L et c_T sont connues.
Dans cet essai expérimental, nous mesurerons d'abord les temps de propagation t nécessaires à la transmission d'un signal ultrasonique de 1 MHz dans trois cylindres en polyméthacrylate de méthyle de longueur différente s ; ces temps seront ensuite portés dans un diagramme s-t (voire l'illustration 1). La vitesse longitudinale du son dans le polyméthacrylate de méthyle se calculera à partir de la droite adaptée aux points de mesure. Un bac rempli d'eau sera ensuite placé dans le trajet des rayons, puis le temps de transmission sera mesuré. Ce temps sera encore diminué en plaçant une mince plaque plane parallèle en polyméthacrylate de méthyle ou en aluminium dans le trajet des rayons, le son se propageant plus rapidement dans le matériau de la plaque que dans l'eau. De manière plus précise, nous mesurerons alors, derrière le bac d'eau, deux signaux ultrasoniques séparés qui résultent des différences existant entre les temps de propagation de la vitesse longitudinale et de la vitesse transversale du son dans le corps solide (cf. l'illustration 2). Si la plaque se trouve sous un angle α oblique par rapport au rayon incident, ce dernier sera scindé en deux faisceaux partiels sous les angles β_L et β_T, conformément à la loi de Snell-Descartes, (cf. l'illustration 3).

(4) $$\frac{c}{\sin \alpha} = \frac{c_L}{\sin \beta_L} = \frac{c_T}{\sin \beta_T}$$

c: Vitesse du son dans l'eau

Étant donné que les deux vitesses du son c_L et c_T dans le corps solide sont supérieures à la vitesse du son c dans l'eau, le phénomène de la réflexion totale se manifestera alors – séparément pour les ondes longitudinales et transversales – c'est à dire que les signaux transmis disparaissent complètement. Il est possible de calculer les vitesses du son correspondantes à partir des deux angles critiques α_L pour les ondes longitudinales et α_T pour les ondes transversales :

(5) $$c_L = \frac{c}{\sin \alpha_L} \quad \text{et} \quad c_T = \frac{c}{\sin \alpha_T}$$

EVALUATION

a) Dans le diagramme s-t, les points de mesure obtenus dans la première partie à partir des mesures des temps de propagation ne se trouvent pas sur une droite d'origine, les temps de propagation du signal étant systématiquement englobés à ces mesures par la couche d'adaptation et de protection du transducteur ultrasonore.

b) L'équation de détermination du coefficient de Poisson μ se calculera à partir des équations 1 à 3

$$\mu = \frac{\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{c_L}{c_T}\right)^2 - 1}{\left(\frac{c_L}{c_T}\right)^2 - 1}$$

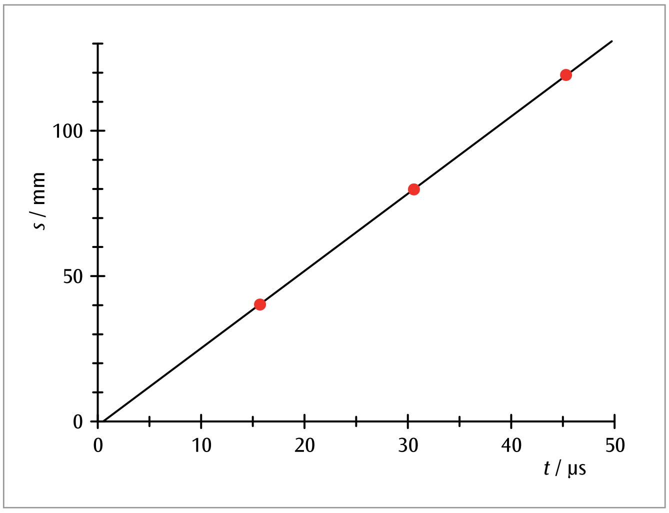


Fig. 1 : Diagramme s-t du signal ultrasonique dans le polyacrylique

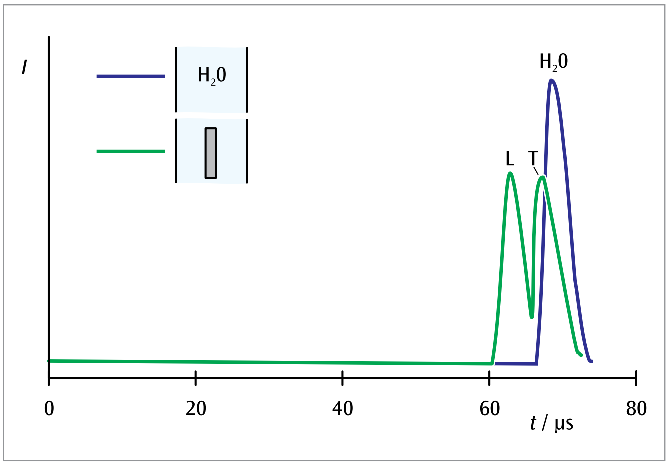


Fig. 2 : Signal ultrasonique après la transmission dans le bac d'eau (bleu : sans plaque à faces parallèles, vert : avec plaque à faces parallèles)

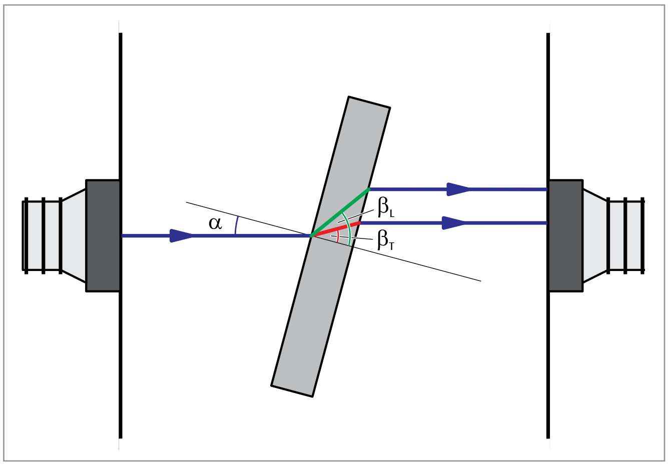
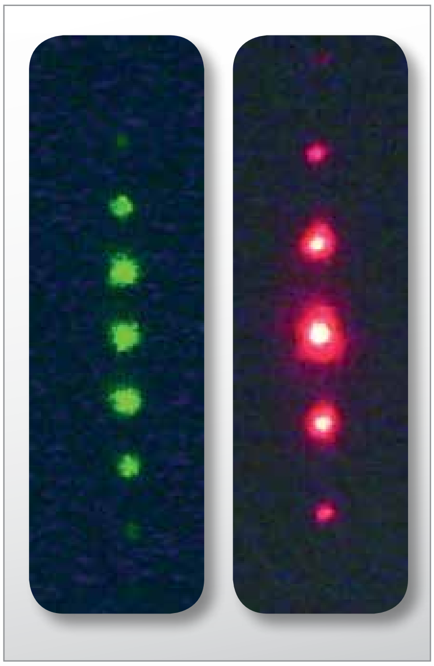


Fig. 3 : Ensemble de mesures permettant de déterminer la vitesse longitudinale et la vitesse transversale du son dans un corps solide à partir des angles critiques de la réflexion totale

UE1070550 | EFFET DE LUCAS-BIQUARD



EXERCICES

- Observation de la figure de diffraction à fréquence d’ultrason constante pour deux longueurs d’onde lumineuse différentes.
- Observation de la figure de diffraction pour différentes fréquences d’ultrason comprises entre 1 et 12 MHz.
- Définitions de la longueur d’onde sonore et de la vitesse du son.

OBJECTIF

Détermination de la vitesse d’ondes ultrasonores dans les liquides

RESUME

Les variations de densité périodiques d’une onde ultrasonore stationnaire traversant un liquide sont utilisées comme réseau optique pour la diffraction d’un rayon de lumière monochromatique parallèle qui se propage verticalement par rapport à l’onde ultrasonore. En se basant sur la longueur connue de l’onde lumineuse, la figure de diffraction permet de calculer la longueur de l’onde sonore qui traverse le liquide et d’utiliser cette dernière pour calculer la vitesse sonique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Générateur d’ultrasons cw avec sonde	1002576
1	Éprouvette, complète	1002578
1	Diode laser pour l’effet Lucas-Biquard, rouge	1002577
1	Diode laser pour l’effet Lucas-Biquard, vert	1002579
1	Double mètre à ruban de poche	1002603
1	Gel de branchement pour ultrasons	1008575

GENERALITES

La diffraction de la lumière par les ultrasons dans un liquide a été prévue dès 1922 par Brillouin et mise expérimentalement en évidence en 1932 par Debye et Sears et par Lucas et Biquard. Elle repose sur la variation périodique de l'indice de réfraction dans le liquide provoquée par une onde ultrasonore. Sur une onde lumineuse passant simultanément à la verticale, cette disposition fait l'effet d'un réseau de phase qui se déplace à la vitesse du son. La constante du réseau correspond à la longueur d'onde des ultrasons et dépend par conséquent de la fréquence de ces derniers et de la vitesse sonique du fluide traversé par la lumière. Le mouvement du réseau de phase est négligeable s'il est observé sur un écran très éloigné.

Au cours de l'expérience, un transducteur module des ultrasons à des fréquences comprises entre 1 et 12 MHz dans le fluide d'essai. Un faisceau lumineux monochromatique parallèle traverse le liquide dans le sens horizontal en même temps qu'il est diffracté par le réseau de phase. La figure de diffraction contient plusieurs maxima de diffraction situés à intervalles réguliers les uns des autres.
Pour l'angle α_k du maximum de diffraction du *k*-ème ordre, on a

(1)
$$\tan \alpha_k = k \cdot \frac{\lambda_L}{\lambda_S}$$

λ_L: Longueur de l'onde lumineuse
λ_S: Longueur de l'onde sonore

La longueur de l'onde sonore λ_S peut donc être définie à partir des intervalles entre les maxima de diffraction. Par ailleurs, suivant

(2)
$$c = f \cdot \lambda_S$$

on peut calculer, la vitesse sonique *c* du fluide traversé, étant donné que les fréquences *f* des ondes sonores sont elles aussi connues.

EVALUATION

On mesure la distance *s* entre le transducteur d'ultrasons et la figure de diffraction ainsi que l'écart x_{2k} entre le -*k*-ème et le +*k*-ème maximum de diffraction. Les deux valeurs sont intégrées dans le calcul de l'angle αk pour le maximum de diffraction de *k*-ème ordre.

$$\tan \alpha_k = \frac{x_{2k}}{2 \cdot s}$$

L'équation à une inconnue de la longueur de l'onde sonore λ_S est ainsi

$$\lambda_S = \frac{2 \cdot k \cdot s}{x_{2k}} \cdot \lambda_L$$

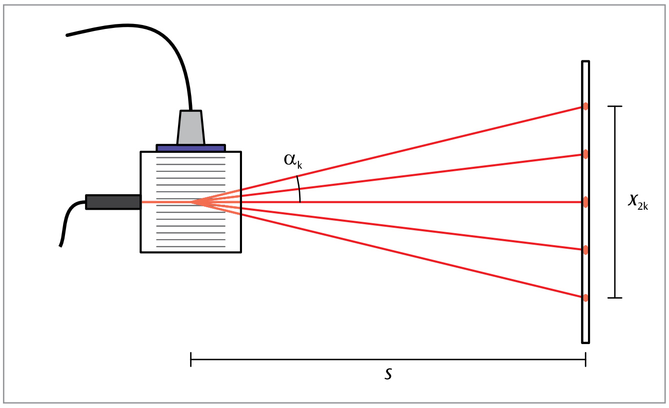


Fig. 1 Représentation schématique de la diffraction de la lumière sur un réseau de phase produit par des ultrasons traversant un liquide (effet de Lucas-Biquard)

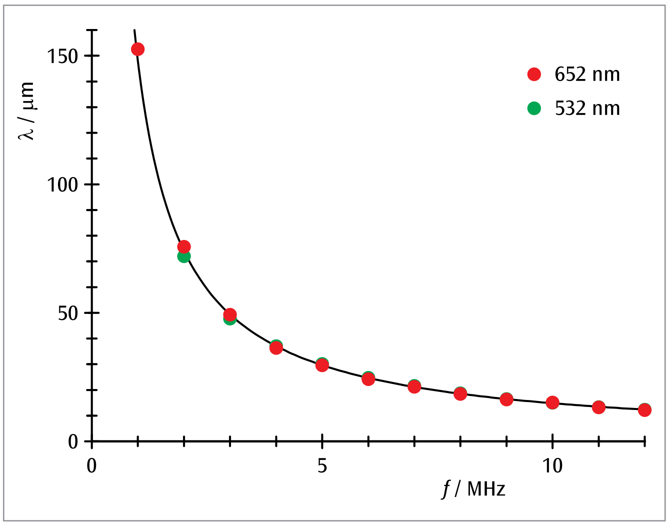


Fig. 2 Longueur de l'onde sonore λ_S dans l'eau en fonction de la fréquence *f*

UE1080350 | VISCOSIMETRE A CHUTE DE BILLE

EXERCICES

- Mesurer les durées de chute d'une bille dans une solution aqueuse de glycérine en fonction de la température.
- Déterminer la viscosité dynamique et comparer avec les données bibliographiques.
- Comparer la dépendance de la viscosité dynamique vis-à-vis de la température à l'aide de l'équation d'Arrhénius et Andrade et déterminer l'énergie d'activation.

OBJECTIF

Déterminer la viscosité dynamique d'une solution aqueuse de glycérine

RESUME

La viscosité dynamique, c'est-à-dire le facteur de proportionnalité entre le gradient de vitesse et la contrainte de cisaillement dans un liquide, caractérise la ténacité d'un liquide. Elle peut être mesurée avec le viscosimètre Höppler à chute de bille. Un thermostat à circulation permet également d'effectuer des mesures en fonction de la température. Dans l'expérience, ces mesures sont réalisées sur une solution aqueuse de glycérine. La dépendance de la viscosité vis-à-vis de la température peut être décrite avec l'équation d'Arrhénius et Andrade.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Viscosimètre à chute de bille	1012827
1	Chronomètre numérique	1002811
1	Bains thermostatiques et circulation (230 V, 50/60 Hz)	1008654 ou
	Bains thermostatiques et circulation (115 V, 50/60 Hz)	1008653
2	Tuyau flexible en silicone 6 mm	1002622
1	Glycérine, 85 %, 250 ml	1007027
En plus recommandé :		
1	Jeu de 10 béchers, forme basse	1002872
2	Cylindre de mesure, 100 ml	1002870
	Eau distillée, 5 l	

GENERALITES

La ténacité d'un liquide résulte de la liaison réciproque des particules de liquide entre elles. Plus cette liaison augmente, plus la mobilité des particules diminue. La formation d'un gradient de vitesse dans un profil d'écoulement nécessite alors une contrainte de cisaillement plus élevée. Décrivant la ténacité du liquide, le facteur de proportionnalité entre le gradient de vitesse et la contrainte de cisaillement est une grandeur appelée « viscosité dynamique ». Les liquides dont la viscosité dynamique ne dépend pas de la contrainte de cisaillement sont appelés « liquides de Newton ».

La viscosité dynamique η de la plupart des liquides diminue au fur et à mesure que la température augmente. Cette diminution peut souvent être décrite avec l'équation d'Arrhénius-Andrade.

(1)
$$\eta = \eta_0 \cdot \exp\left(\frac{E_A}{R \cdot T}\right)$$

E_A : énergie d'activation des particules de liquide
T : température absolue

$$R = 8{,}314 \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{mol} \cdot \mathrm{K}}$$: constante des gaz

Pour mesurer la viscosité dynamique, on observe souvent une bille qui, sous l'effet de la gravitation, descend dans le liquide. Sa chute est freinée par la force de frottement de Stokes

(2)
$$F_1 = \eta \cdot 6\pi \cdot r \cdot v$$

r : rayon de la bille

C'est pourquoi elle diminue à vitesse constante v. L'influence de la force gravitationnelle est réduite par la poussée de la bille dans le liquide :

(3)
$$F_2 = \frac{4\pi}{3} \cdot r^3 \cdot (\rho_0 - \rho) \cdot g$$

ρ_0 : densité de la bille
ρ : densité du liquide étudié
g : accélération de la pesanteur

Il résulte de l'équilibre entre les forces F_1 et F_2 :

(4)
$$\eta = \frac{2}{9} \cdot r^2 \cdot g \cdot (\rho_0 - \rho) \cdot \frac{t}{s}$$

s : parcours de mesure
t : temps de chute pour le parcours de mesure

En réalité, l'équation (2) décrit la force de frottement exercée sur la bille uniquement pour les cas où le diamètre du tube de mesure rempli du liquide d'essai est sensiblement supérieur à celui de la bille. Toutefois, cela exigerait une grande quantité de liquide d'essai. Dans la pratique, pour mesurer la viscosité, on utilise un viscosimètre Höppler à chute de bille avec un tube de mesure incliné par rapport à la verticale, dans lequel la bille glisse et roule sur la paroi. Dans ce cas, l'équation pour déterminer la viscosité dynamique est la suivante :

(5)
$$\eta = t \cdot (\rho_0 - \rho) \cdot K$$

Le facteur de calibrage K est indiqué par le fabricant pour chaque bille livrée. Pour éviter d'éventuelles erreurs systématiques, on peut tourner le tube de mesure et mesurer le temps de chute pour le chemin retour.
Dans l'expérience, on étudie de la glycérine normale qui, regardée de plus près, est une solution aqueuse contenant une part de glycérine d'env. 85 %. On utilise délibérément la dilution, car la viscosité de la glycérine pure est trop élevée pour de nombreuses applications. La viscosité est mesurée en fonction de la température. À cet effet, le viscosimètre à chute de bille est relié à un thermostat de circulation. La dilution ciblée de la solution de glycérine avec de l'eau distillée permet également d'étudier la dépendance de la concentration vis-à-vis de la viscosité.

EVALUATION

Une comparaison de la viscosité mesurée avec les données bibliographiques confirme les indications du fabricant sur la concentration. On peut réécrire l'équation (1) de la manière suivante :

$$\ln\eta = \ln\eta_0 + E_A \cdot \frac{1}{R \cdot T}$$

C'est pourquoi on applique $y = \ln\eta$ à $x = \frac{1}{R \cdot T}$ et on détermine l'énergie d'activation E_A à partir de la pente de la droite qui en résulte.

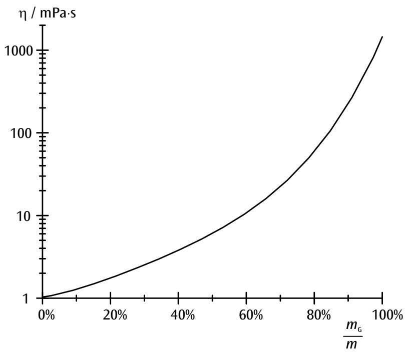


Fig. 1 Viscosité dynamique d'une solution aqueuse de glycérine à 20 °C en fonction de la concentration de masse (données bibliographiques interpolées)

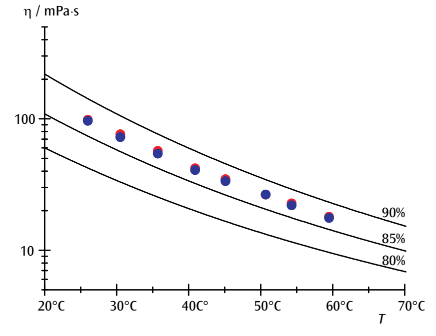


Fig. 2 Viscosité dynamique d'une solution aqueuse de glycérine à 20 °C en fonction de la température (comparaison entre les données de mesure et les données bibliographiques interpolées)

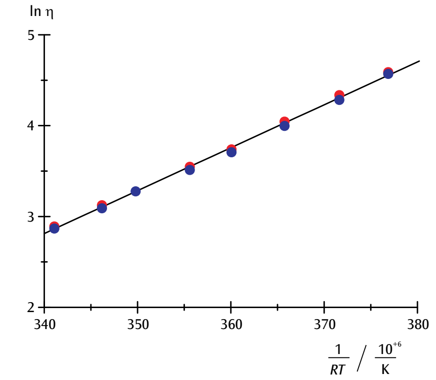


Fig. 3 Représentation pour confirmer l'équation d'Arrhénius et Andrade et déterminer l'énergie d'activation (E_A = 47 kJ/mol)

UE1080400 | TENSION SUPERFICIELLE

OBJECTIF

Mesure de la tension superficielle selon la méthode d'adhérence

RESUME

Pour déterminer la tension superficielle d'un liquide, une lame est plongée à l'horizontale dans ce liquide, puis tirée lentement vers le haut pour l'en extraire tout en mesurant la force de traction. La lamelle qui se forme sur la lame rompt dès qu'une force caractéristique est dépassée. Cette force ainsi que la longueur de la lame permettent de calculer la tension superficielle.

EXERCICES

- Production d'une lamelle de liquide entre une lame de forme circulaire et la surface du liquide en extrayant lentement la lame du bain de liquide.
- Mesure de la force de traction peu avant la rupture de la lamelle de liquide.
- Détermination de la tension superficielle à partir de la force de traction mesurée.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Anneau pour la tension superficielle	1000797
1	Dynamomètre de précision 0,1 N	1003102
1	Jeu de 10 béchers, forme basse	1002872
1	Laborboy II	1002941
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Tige statif, 750 mm	1002935
1	Noix de serrage avec crochet	1002828
1	Pied à coulisse, 150 mm	1002601

GENERALITES

La tension superficielle ou interfaciale d'un liquide est une propriété de la surface de séparation entre le liquide et l'air avoisinant. Elle résulte du fait que les forces des molécules voisines de chaque molécule de liquide située à la surface ne peuvent s'exercer que d'un seul côté sur celle-ci, alors qu'elles s'exercent de tous les côtés sur une molécule qui se trouve dans le bain de liquide (cf. figure 1). La molécule située à la surface subit donc une force verticale par rapport à la surface, à l'intérieur du bain de liquide. Pour amener d'autres molécules à la surface afin d'agrandir celle-ci, un apport d'énergie est nécessaire.

On désigne le quotient

(1) $$\sigma = \frac{\Delta E}{\Delta A}$$

tiré de l'énergie ajoutée à température constante ΔE et de la modification ΔA de la surface comme tension superficielle ou encore densité de flux énergétique de la surface.

Pour mieux illustrer cette définition, on peut par exemple observer une lame de forme circulaire, dans un premier temps entièrement plongée dans le liquide. Si l'on retire progressivement la lame du bain de liquide, une lamelle de liquide remonte sur le bord inférieur de la lame (cf. figure 2). La surface de cette lamelle sur les côtés extérieur et intérieur de la lame varie dans l'ensemble de

(2) $$\Delta A = 4 \cdot \pi \cdot R \cdot \Delta x$$

R: Rayon de l'anneau

si la lame est retirée de la distance supplémentaire de Δx.

Une force

(3) $$F_0 = \frac{\Delta E}{\Delta x}$$

est nécessaire. Si la force F_0 est dépassée lorsque la lame est retirée du liquide, la lamelle de liquide se détache.

Dans le cadre de l'expérience, un anneau métallique possédant un bord inférieur vif est suspendu à l'horizontale à un dynamomètre de précision. L'anneau métallique est dans un premier temps entièrement plongé dans le liquide d'essai (de l'eau par ex.) et ensuite retiré progressivement du bain de liquide dans un mouvement ascendant. La lamelle de liquide rompt si la force de traction F dépasse la valeur limite F_0.

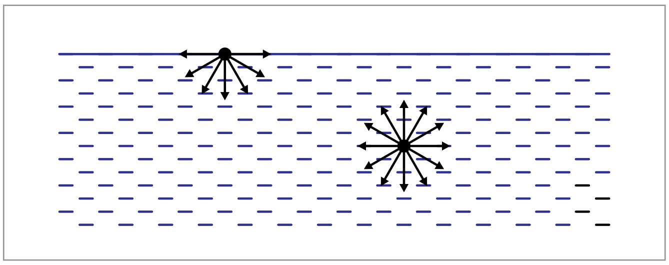


Fig. 1 Forces d'interaction exercées sur une molécule de liquide à la surface et sur une molécule située à l'intérieur du liquide par les molécules voisines

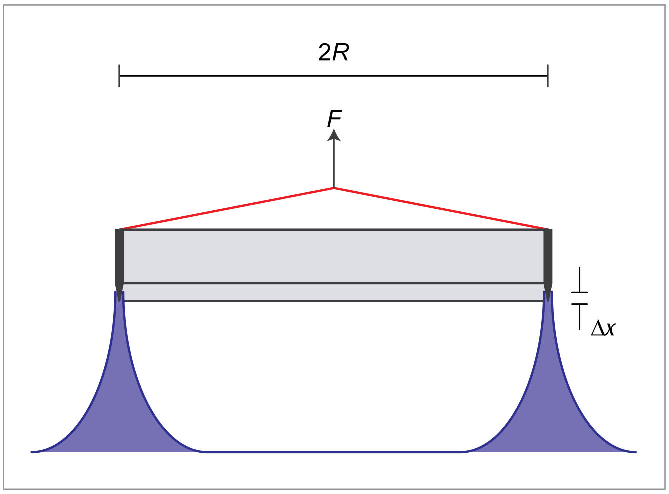


Fig. 2 Représentation schématique

EVALUATION

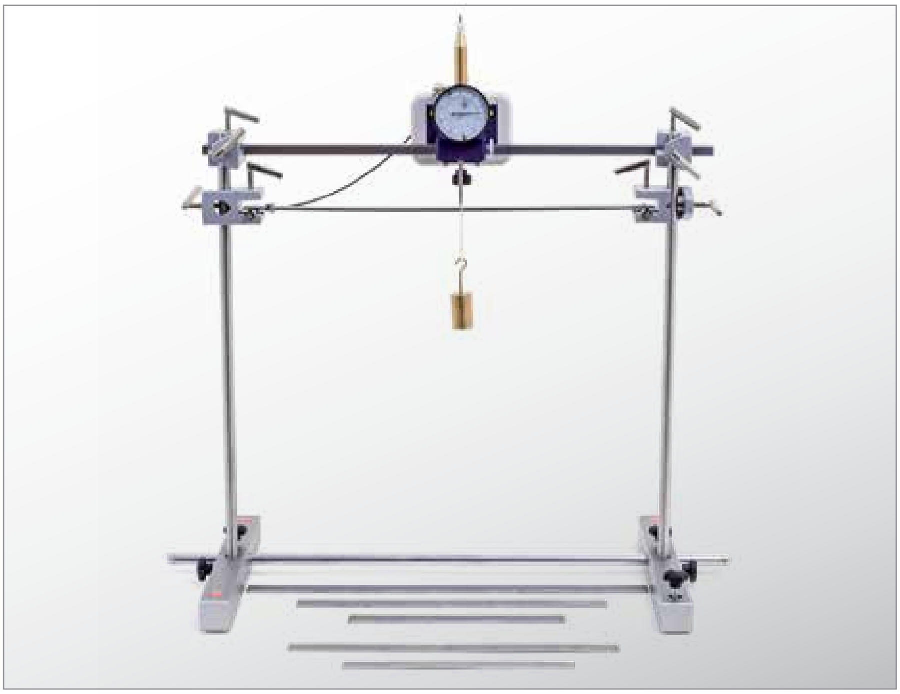
De (1), (2) et (3), on déduit

$$F_0 = \frac{\Delta E}{\Delta x} = 4 \cdot \pi \cdot R \cdot \sigma$$

L'équation conditionnelle est donc

$$\sigma = \frac{F_0}{4 \cdot \pi \cdot R}$$

UE1090200 | FLEXION DE BARRES PLATES



OBJECTIF

Mesurer la déformation de barres plates soutenues des deux côtés et déterminer le module d'élasticité

RESUME

La résistance à la déformation d'une barre plate et plane contre la flexion résultant d'une force extérieure peut être calculée de façon analytique, si la déformation est nettement inférieure à la longueur de la barre. Elle est proportionnelle au module d'élasticité *E* du matériau de la barre. Dans l'expérience, on détermine le module d'élasticité pour l'acier et l'aluminium en mesurant la déformation en présence d'une force connue.

EXERCICES

- Mesurer le profil de déformation à charge centrale et non-centrale.
- Mesurer la déformation en fonction de la force.
- Mesurer la déformation en fonction de la longueur, de la largeur, de l'épaisseur et du matériau et détermi-ner le module d'élasticité.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil pour la mesure du module d'élasticité	1018527
1	Jeu d'extension pour le module d'élasticité	1018528
1	Décamètre à ruban de poche, 2 m	1002603
1	Micromètre 0-25 mm	1002600

GENERALITES

La résistance à la déformation d'une barre plate et plane contre la flexion résultant d'une force extérieure peut être calculée de façon analytique, si la déformation est nettement inférieure à la longueur de la barre. Elle est proportionnelle au module d'élasticité *E* du matériau de la barre. Donc, la déformation de la barre en présence d'une force connue permet de déterminer le module d'élasticité.

Pour le calcul, on divise la barre en fibres parallèles qui, en cas de flexion, sont comprimées du côté intérieur et allongées du côté extérieur. La fibre neutre n'est ni comprimée, ni allongée, tandis que l'allongement relatif ou la compression relative ε des autres fibres et la contrainte σ qui en résulte dépendent de l'écart *z* avec la fibre neutre :

(1) $$\varepsilon(z)=\frac{s+\Delta s(z)}{s}=\frac{z}{\rho(x)} \quad \text{et} \quad \sigma(z)=E\cdot\varepsilon(z)$$

$\rho(x)$: rayon de courbure local de la flexion

Pour la courbure, il faut donc appliquer le moment de flexion local

(2) $$M(x)=\int_A \sigma(z)\cdot z\cdot \mathrm{d}A=\frac{1}{\rho(x)}\cdot E\cdot I$$

avec $I=\int_A z^2\cdot \mathrm{d}A$: moment quadratique.

Comme variante au rayon de courbure $\rho(x)$, on mesure dans l'expérience le profil de déforma-tion $w(x)$ de la fibre neutre depuis sa position de repos, calculé de la manière suivante. Tant que les modifications $\mathrm{d}w(x)$ / $\mathrm{d}x$ de la déformation sont suffisamment petites, on peut appliquer :

(3) $$\frac{d^2w}{dx^2}(x)=\frac{1}{\rho(x)}=\frac{M(x)}{E\cdot I}$$

qui permet d'obtenir le profil de déformation par une double intégration.
Un exemple classique est l'observation d'une barre de longueur *L* soutenue aux deux extrémités, qu'une force *F* exercée sur *a* tire vers le bas. En équilibre, la somme de toutes les forces exercées est nulle :

(4) $$F_1+F_2-F=0$$

Il en est de même pour la somme de tous les moments agissant à un endroit quelconque *x* de la barre :

(5) $$M(x)-F_1\cdot x-F_2\cdot(L-x)+F\cdot(a-x)=0$$

Aucune courbure ni déformation n'est observée aux extrémités de la barre, donc $M(0) = M(L) = 0$ et $w(0) = w(L) = 0$. Ainsi, $M(x)$ est déterminé dans son intégralité :

(6) $$M(\zeta)=\begin{cases}F\cdot L\cdot(1-\alpha)\cdot\zeta; & 0\le\zeta\le\alpha\\ F\cdot L\cdot\alpha\cdot(1-\zeta); & \alpha<\zeta\le 1\end{cases}$$

$$\text{avec } \zeta=\frac{x}{L} \text{ et } \alpha=\frac{a}{L}$$

Une double intégration permet d'obtenir le profil de déformation

(7) $$w(\zeta)=\begin{cases}\frac{F\cdot L^3}{E\cdot I}\cdot\left[(1-\alpha)\cdot\frac{\zeta^3}{6}-\left(\frac{\alpha^3}{6}-\frac{\alpha^2}{2}-\frac{\alpha}{3}\right)\cdot\zeta\right]\\ \frac{F\cdot L^3}{E\cdot I}\cdot\left[\frac{\alpha^3}{6}-\left(\frac{\alpha^3}{6}+\frac{\alpha}{3}\right)\zeta+\frac{\alpha}{2}\cdot\zeta^2-\frac{\alpha}{6}\zeta^3\right]\end{cases}$$

Sa courbe est vérifiée dans l'expérience avec une charge centrale ($\alpha = 0{,}5$) et une charge non-centrale ($\alpha < 0{,}5$).

EVALUATION

En cas de charge centrale, $w(x=\frac{L}{2},a=\frac{L}{2})=-\frac{F\cdot L^3}{48\cdot E\cdot I}$

Pour un rectangle de largeur *b* et de hauteur *d*, on calcule

$$I=\int_A z^2\cdot dA=\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} z^2\cdot b\cdot dz=\frac{d^3}{12}\cdot b$$

Dans ce cas,

$$w(x=\frac{L}{2},a=\frac{L}{2})=-\frac{1}{4}\cdot\frac{F}{E}\cdot\frac{L^3}{d^3}\cdot\frac{1}{b}$$

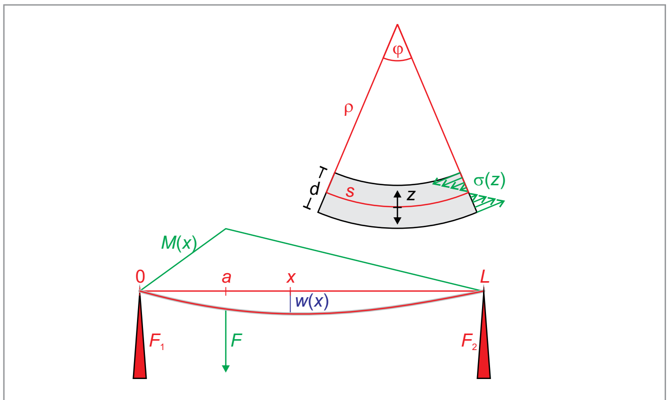


Fig. 1: Esquisse du profil de déformation

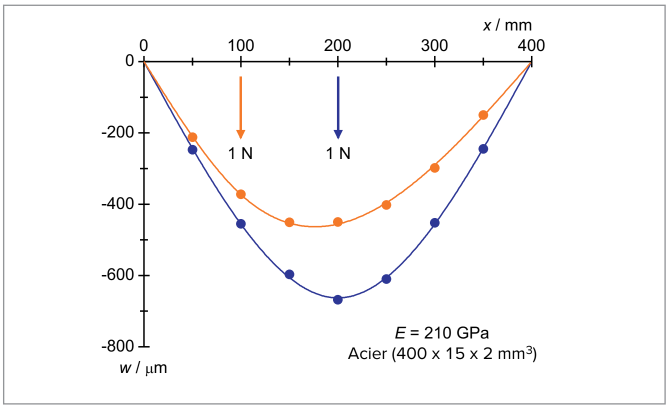


Fig. 2 : Profil de déformation mesuré et calculé en cas de charge centrale et non-centrale

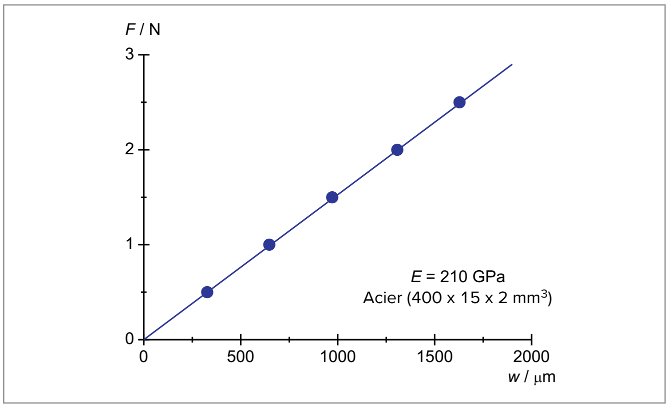


Fig. 3 : Confirmation de la loi de Hooke

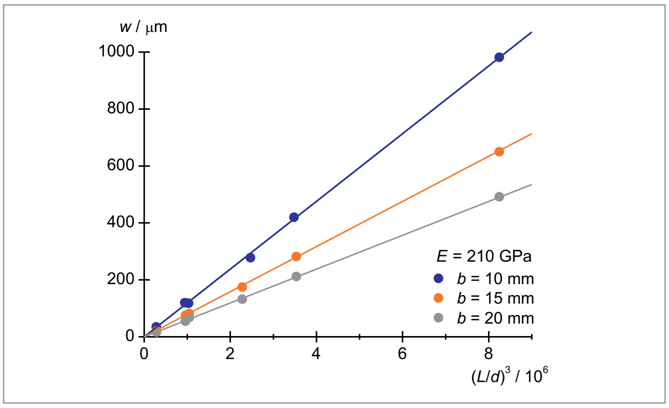


Fig. 4 : Rapport entre la déformation et $(L/d)^3$

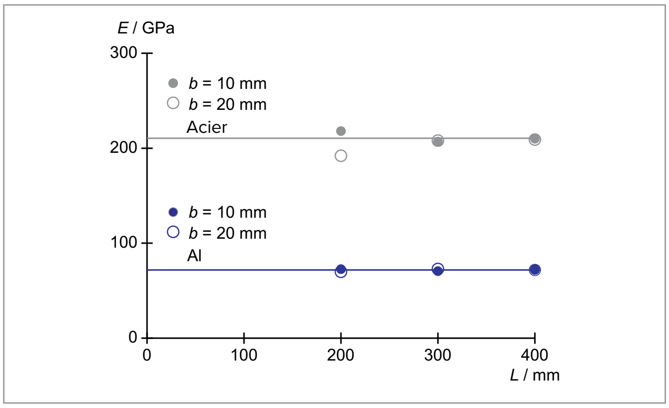


Fig. 5 : Module d'élasticité l'acier et de l'aluminium

UE1090300 | TORSION DE BAGUETTES RONDES

OBJECTIF

Déterminer la référence angulaire et le module de cisaillement

RESUME

Pour qu'il puisse se déformer, un corps solide doit subir une force extérieure, à laquelle s'oppose une résistance qui dépend du matériau et de la géométrie du corps ainsi que de la direction de la force appliquée. La déformation est réversible et proportionnelle à la force appliquée, tant que celle-ci n'est pas trop forte. Un exemple souvent étudié est la torsion d'une baguette ronde homogène serrée d'un côté. On peut calculer par l'analyse sa résistance à la déformation et la déterminer en mesurant la durée d'oscillation après avoir monté un système oscillant constitué d'une baguette et d'un balancier.

EXERCICES

- Déterminer la référence angulaire de baguettes rondes en fonction de la longueur.
- Déterminer la référence angulaire de baguettes rondes en fonction du diamètre.
- Déterminer la référence angulaire de baguettes rondes de différents matériaux et déterminer le module de cisaillement.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Echoscope à ultrasons GS200	1018616
1	Sonde à ultrasons 1 MHz, GS200	1018617
1	Jeu « Ultrasons dans des corps solides »	1002584
1	Plaque d'aluminium avec graduation angulaire	1002585 ou
	Jeu de 3 cylindres	1002588

GENERALITES

Pour qu'il puisse se déformer, un corps solide doit subir une force extérieure, à laquelle s'oppose une résistance qui dépend du matériau et de la géométrie du corps ainsi que de la direction de la force appliquée. La déformation est élastique, par conséquent réversible et proportionnelle à la force appliquée, tant que celle-ci n'est pas trop forte.

Un exemple souvent étudié est la torsion d'une baguette ronde homogène serrée d'un côté, car sa résistance à la déformation peut être calculée par l'analyse. Pour cela, coupez la baguette ronde en coupes radiales et cylindriques pour obtenir des segments de longueur *L*. La torsion de la baguette à l'extrémité libre dans un petit angle ψ entraîne le cisaillement de tous les segments avec un rayon *r* sans courbure dans un angle

(1) $$\alpha_r = \frac{r}{L} \cdot \psi$$

(Fig. 1). Il faut appliquer la tension de cisaillement

(2) $$\tau_r = \frac{dF_{r,\varphi}}{dA_{r,\varphi}} = G \cdot \alpha_r$$

G : module de cisaillement du matériau de la baguette

en exerçant la force partielle $dF_{r,\varphi}$ dans le sens tangentiel sur la surface frontale

(3) $$\Delta A_{r,\varphi} = r \cdot d\varphi \cdot dr$$

du segment. On obtient

(4) $$dF_{r,\varphi} = G \cdot \frac{r^2}{L} \cdot \psi \cdot d\varphi \cdot dr$$

qui permet de calculer aisément la force dF_r nécessaire à la torsion du cylindre creux de rayon *r* et d'angle ψ ainsi que le couple correspondant dM_r :

(5) $$dM_r = r \cdot dF_r = G \cdot 2\pi \cdot \frac{r^3}{L} \cdot \psi \cdot dr$$

Pour la torsion du cylindre plein de rayon r_0, on applique

(6) $$M = \int_0^{r_0} dM_r = D \cdot \psi \ \text{ avec } \ D = G \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r_0^{\,4}}{L}$$

Il y a proportionnalité entre le couple *M* et l'angle de torsion ψ, c'est-à-dire que la référence angulaire *D* est constante, tant que le couple *M* n'est pas trop grand. Si les valeurs sont trop grandes, la déformation devient plastique et irréversible.
Dans l'expérience, pour déterminer la référence angulaire, on relie un balancier à l'extrémité fixe de la baguette et on l'oscille sur l'axe de torsion avec une durée d'oscillation

(7) $$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{D}}$$

J : moment d'inertie du balancier

en évitant de trop fortes déviations. En connaissant le moment d'inertie, on peut calculer la référence angulaire à partir de la durée d'oscillation. Plus exactement, on répartit le moment d'inertie J_0 du balancier et le moment d'inertie de deux masses supplémentaires *m*, qui sont agencées dans un rayon *R* autour de l'axe de torsion :

(8) $$J = J_0 + 2 \cdot m \cdot R^2$$

Puis, on mesure la durée d'oscillation *T* pour le balancier avec la masse supplémentaire ainsi que la durée d'oscillation T_0 pour le balancier sans masses supplémentaires.

EVALUATION

Pour la référence angulaire, on calcule l'équation de détermination à partir de (7) et (8).

$$D = 4\pi^2 \cdot \frac{2 \cdot m \cdot R^2}{T^2 - T_0^2}$$

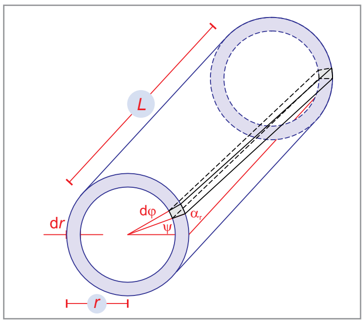


Fig. 1 : Représentation schématique permettant de calculer le couple dM_r requis pour la torsion d'un cylindre creux de longueur *L*, de rayon *r* et d'épaisseur de paroi *dr*.

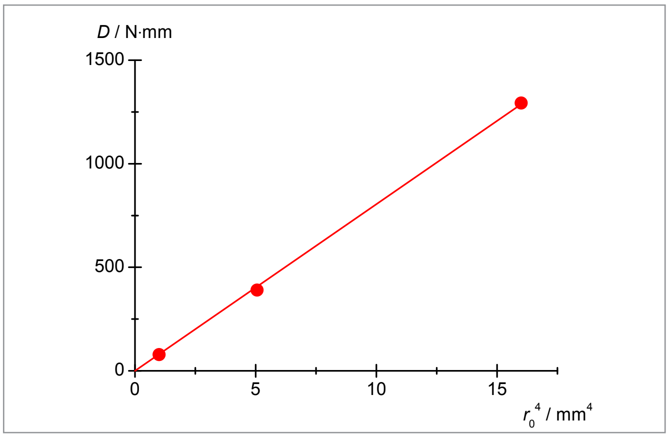


Fig. 2 : Référence angulaire de baguettes en aluminium de 500 mm de long en fonction de $r_0^{\,4}$

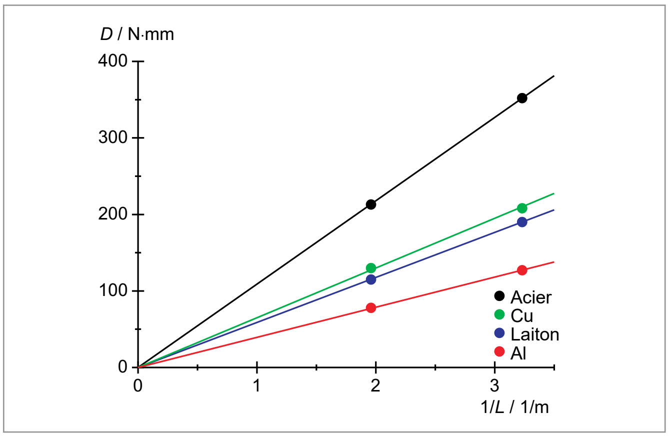


Fig. 3 : Référence angulaire des baguettes rondes en fonction de 1/*L*

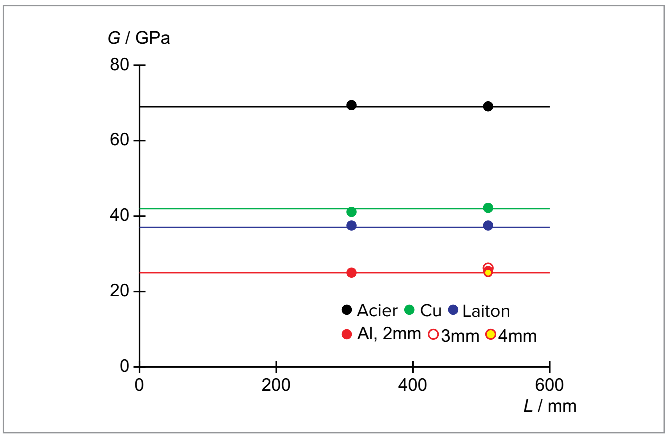


Fig. 4 : Module de cisaillement *G* des barres en fonction de lodulus *G* des barres en fonction de *L*

UE2010130
DILATATION THERMIQUE DE CORPS SOLIDES

› EXERCICES

- Mesurer la dilatation thermique d'un tube en laiton, d'un tube en acier et d'un tube en verre.
- Déterminer les coefficients de dilatation linéaires de ces matériaux et les comparer avec les valeurs théoriques.

OBJECTIF

Déterminer les coefficients de dilatation du laiton, de l'acier et du verre

RESUME

Généralement, lorsqu'on chauffe fortement des corps solides, ils se dilatent plus ou moins. Dans l'expérience, nous allons faire passer de l'eau chaude à travers des tubes fins en laiton, en acier et en verre. La mesure de la dilatation longitudinale s'effectue avec un comparateur. La modification de longueur permet de déterminer le coefficient de dilatation linéaire pour les trois matériaux.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil de dilataion thermique D	1002977
1	Bains thermostatiques et circulation (230 V, 50/60 Hz)	1008654 ou
	Bains thermostatiques et circulation (115 V, 50/60 Hz)	1008653
1	Comparateur avec adaptateur	1012862
2	Tuyau flexible en silicone 6 mm	1002622

NOTE

S'il suffit d'étudier la différence de longueur entre la température ambiante et la température de la vapeur d'eau, on peut remplacer le thermostat d'immersion / de circulation par un générateur de vapeur (cf. Fig. 3).

GENERALITES

Dans un corps solide, chaque atome oscille autour de sa position d'équilibre. L'oscillation n'est pas harmonique, car l'énergie potentielle augmente plus fortement lorsque deux atomes en position d'équilibre s'approchent que s'ils s'éloignent l'un de l'autre. Lorsque la température, et par conséquent l'énergie d'oscillation, est plus élevée, les atomes oscillent de manière à ce que la distance moyenne entre deux atomes voisins est plus importante que la distance d'équilibre. Cet effet augmente avec la température, aussi le corps solide se dilate-t-il toujours plus au fur et à mesure que la température augmente. Dans ce contexte, il est usuel de considérer des modifications de longueur relatives et d'en calculer les modifications de volume.

Le coefficient de dilatation linéaire est défini par

(1) $$\alpha = \frac{1}{L(\vartheta)} \cdot \frac{dL}{d\vartheta}$$

L: longueur

ϑ: température en °C

Il dépend fortement du matériau et ne dépend généralement que peu de la température. Aussi

(2) $$L(\vartheta) = L_0 \cdot \exp(\alpha \cdot \vartheta)$$

$$L_0 = L(0\ °C)$$

ou à des températures pas trop élevées

(3) $$L(\vartheta) = L_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \vartheta)$$

Dans l'expérience, nous allons effectuer des mesures sur des tubes fins en acier, en laiton et en verre qui, pour être réchauffés, sont traversés par de l'eau chaude. Un thermostat de circulation garantit une température d'eau réglable constante. Comme les tubes sont fixés d'un côté à l'appareil d'extension longitudinale, un comparateur permet de lire à l'autre extrémité la modification de longueur en fonction de la température ambiante (température de référence).

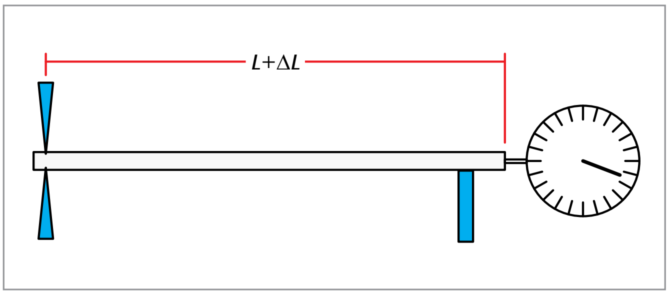


Fig. 1 Représentation schématique du montage expérimental de mesure

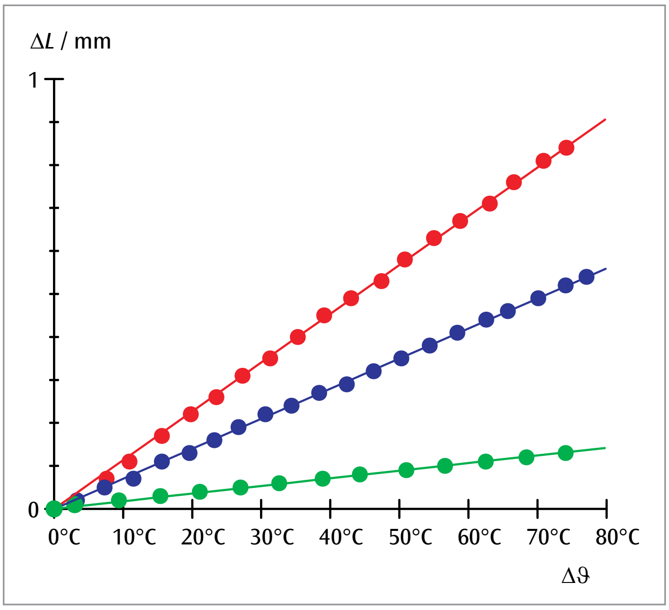


Fig. 2 Modification de longueur du laiton (rouge), de l'acier (bleu) et du verre (vert) en fonction de la différence de température

EVALUATION

Dans la plage de température étudiée, $\alpha \cdot \vartheta \ll 1$.
L'équation (3) peut donc être modifiée

$$\Delta L = L(\vartheta_1) \cdot \alpha \cdot \Delta\vartheta \text{ avec } \Delta\vartheta = \vartheta_2 - \vartheta_1,\ L(\vartheta_1) = 600 \text{ mm}$$

Les coefficients de dilatation linéaires recherchés peuvent être déterminés dans la Fig. 1 à partir de la pente des droites passant par l'origine.
Par ailleurs, la dérivation de l'équation (1) est devenue superflue, même si l'on considère des températures élevées. Dans ce cas, α s'avère ne pas être constant, mais dépendant de la température. Considéré de plus près, c'est justement le cas dans la plage de température étudiée. Comme les modifications de longueur sont mesurées avec une résolution de 0,01 mm, une analyse détaillée des données montre, notamment pour le laiton, que les valeurs de mesure ne sont pas tout à fait linéaires et que le coefficient de dilatation augmente légèrement au fur et à mesure que la température augmente.

Fig. 3 Montage avec un générateur de vapeur

UE2010301 | ANOMALIE DE L'EAU

› EXERCICES

- Mesure de la dilatation thermique de l'eau à des températures entre 0°C et 15°C.
- Démonstration de l'anomalie thermique.
- Détermination de la température de l'eau à son maximum de densité

OBJECTIF

Détermination de la température de la densité maximum de l'eau

RESUME

Lorsque la température est augmentée entre 0°C et 4°C, le volume de l'eau diminue dans un premier temps, puis augmente quand les températures sont plus élevées. La densité de l'eau atteint sa valeur maximale à environ 4°C.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Dispositif de mesure de l'anomalie de l'eau	1002889
1	Cuve en plastique	4000036
1	Agitateur magnétique	1002808
1	Thermomètre numérique, 1 canal	1002793
1	Sonde à immersion NiCr-Ni type K, - 65°C – 550°C	1002804
En plus recommandé :		
1	Tuyau flexible en silicone 6 mm	1002622
1	Tige statif, 470 mm	1002934
1	Pince avec noix	1002829
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Entonnoir	

GENERALITES

Comparée à la plupart des autres matières, l'eau présente une particularité. Jusqu'à une température d'environ 4°C, elle se contracte au réchauffement et ne se dilate qu'à des températures plus élevées. Comme la densité correspond à l'inverse du volume d'une quantité de matière, l'eau atteint donc son maximum de densité à environ 4°C.

Au cours de l'expérience, la dilatation de l'eau est mesurée dans un récipient avec colonne montante. On mesure la hauteur de montée *h* en fonction de la température de l'eau ϑ. Si l'on néglige que le récipient en verre se dilate également en cas de réchauffement, le volume total de l'eau dans le récipient et la colonne résulte de l'équation suivante :

(1) $$V(\vartheta) = V_0 + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)$$

d : Diamètre intérieur de la colonne, V_0 : Volume du récipient
Si l'on tient compte de la dilatation du récipient, l'équation (1) est alors modifiée :

(2) $$V(\vartheta) = V_0 \cdot (1 + 3 \cdot \alpha \cdot \vartheta) + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)$$

$\alpha = 3{,}3\ 10^{-6}\ \mathrm{K}^{-1}$: Coefficient de dilatation linéaire du verre

EVALUATION

Pour la densité ρ de l'eau, il résulte des équations (1) et (2)

$$\frac{\rho(\vartheta)}{\rho(0°C)} = \frac{V_0 + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(0°C)}{V_0 \cdot (1 + 3 \cdot \alpha \cdot \vartheta) + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)}$$

Selon le tableau, le maximum de ce rapport se situe à $\vartheta = 3{,}9°C$.

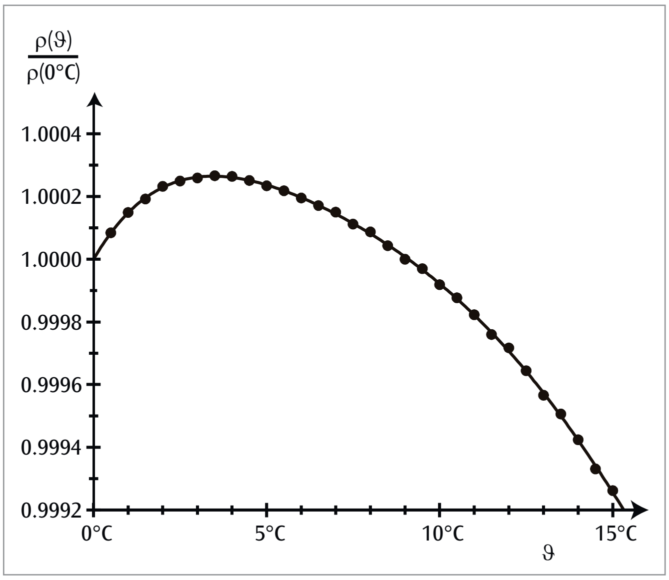


Fig. 1 Densité relative de l'eau en fonction de la température

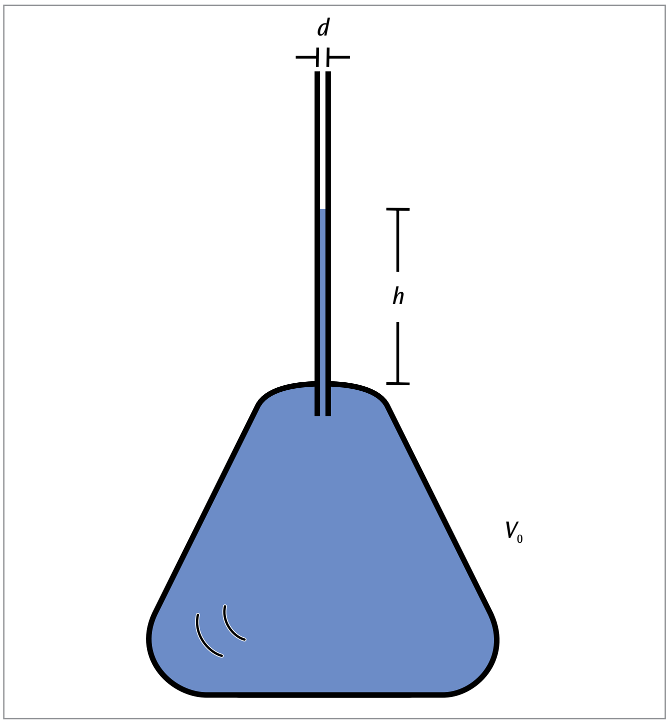


Fig. 2 Récipient avec colonne montante

UE2020100 | CONDUCTION THERMIQUE

› EXERCICES

- Mesurer la courbe de température le long de barres métalliques chauffées d'un côté et refroidies de l'autre, à l'état non stationnaire et stationnaire.
- Mesurer le courant thermique à l'état stationnaire.
- Déterminer la conductivité thermique du matériau de la barre.

OBJECTIF

Mesurer la conduction thermique dans des barres métalliques

RESUME

En conduction thermique, de la chaleur est transférée d'une zone chaude vers une zone froide par l'interaction entre les atomes ou molécules voisins, sans que ceux-ci ne soient eux-mêmes transportés. Dans une barre cylindrique en métal, dont les extrémités sont maintenues à différentes températures, un gradient de température se stabilise après un certain temps le long de la barre, de sorte que la température diminue régulièrement vers l'extrémité froide et que le courant thermique qui s'écoule est constant. La transition de l'état non stationnaire à l'état stationnaire est relevée au moyen de plusieurs séries de mesures, au cours desquelles la température est déterminée à chaque fois aux points de mesure. Les barres métalliques sont chauffées électriquement, aussi le courant thermique à l'état stationnaire peut-il être déterminé à partir de la puissance électrique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Kit d'appareils sur la conduction thermique	1017329
1	Barre conductrice de chaleur (Al)	1017331
1	Barre conductrice de chaleur (Cu)	1017330
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Thermomètre de poche numérique ultra-rapide	1002803
1	Sonde à immersion NiCr-Ni type K, - 65°C – 550°C	1002804
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718
1	Jeu de 10 béchers, forme basse	1002872

GENERALITES

La chaleur peut être transmise d'une zone chaude à une zone froide par conduction thermique, rayonnement thermique et convection. En conduction thermique, ce transport d'énergie s'effectue par l'interaction entre les atomes ou molécules voisins, sans que ceux-ci ne soient eux-mêmes transportés. En cas de réchauffement par ex. d'une barre métallique, les atomes situés à l'extrémité chaude oscillent plus fortement, c'est-à-dire avec plus d'énergie, qu'à l'extrémité froide. L'énergie est cédée aux atomes voisins par des chocs avec ceux-ci et transmise ainsi à travers la barre. Les métaux sont des conducteurs thermiques particulièrement bons, car ils profitent en plus des chocs entre des électrons libres et les atomes.

Dans une barre cylindrique de section de surface A, dont les extrémités sont maintenues à différentes températures, un gradient de température se stabilise après un certain temps le long de la barre, de sorte que la température T diminue régulièrement vers l'extrémité froide. Pendant un temps dT, une quantité d'énergie dQ traverse la section de la barre et il se forme un courant thermique constant P_Q :

(1) $$P_Q = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = \lambda \cdot A \cdot \frac{dT}{\mathrm{d}x}$$

P_Q : courant thermique (mesuré en watts)
A : surface de section de la barre
λ : conductivité thermique du matériau de la barre
T : température, x : coordonnées le long de la barre

Avant que le gradient de température constant ne soit atteint, la barre, au moment t, présente une répartition thermique $T(x,t)$, qui s'approche progressivement de l'état stationnaire. L'équation différentielle est appliquée :

(2) $$\lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(x,t) - c \cdot \rho \cdot \frac{\partial T}{\partial t}(x,t) = 0$$

c : chaleur spécifique et ρ: densité du matériau de la barre

Dans le cas stationnaire, il y a concordance avec l'équation (1)

(3) $$\frac{\partial T}{\partial t}(x,t) = 0 \quad \text{et} \quad \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}(x,t) = const. = \frac{P_Q}{A}$$

Dans l'expérience, la barre est chauffée électriquement à une extrémité. Une source de chaleur à régulation électronique alimente la barre de conduction avec un courant thermique qui peut être déterminé comme puissance électrique

(4) $$P_{el} = U \cdot I$$

par la mesure de la tension de chauffage U et du courant de chauffage I. La régulation électronique du courant garantit que l'extrémité de la barre atteint très rapidement une température d'environ 90 °C, qui sera ensuite maintenue constante.

La chaleur à l'autre extrémité de la barre est évacuée via les lamelles de refroidissement dans de l'eau glacée ou tout simplement dans de l'eau à température ambiante. La puissance thermique cédée peut donc être déterminée par voie calorimétrique.

Une manchette isolante réduit le dégagement de chaleur de la barre de conduction à l'environnement et améliore la linéarité du profil de température à l'état stationnaire. Un thermomètre électronique ultrarapide mesure les températures aux points de mesure prévus le long de la barre. Vous disposez d'une barre en cuivre et d'une barre an aluminium.

EVALUATION

La puissance thermique P_Q correspond à la puissance électrique P_{el}, déduction faite d'une faible perte de puissance P_l: $P_Q = P_{el} - P_{ll}$:

Par conséquent : $$\lambda = \frac{P_{el} - P_l}{A} \cdot \frac{L}{T(0) - T(L)}$$

(L : écart entre les points de mesure de température choisis)

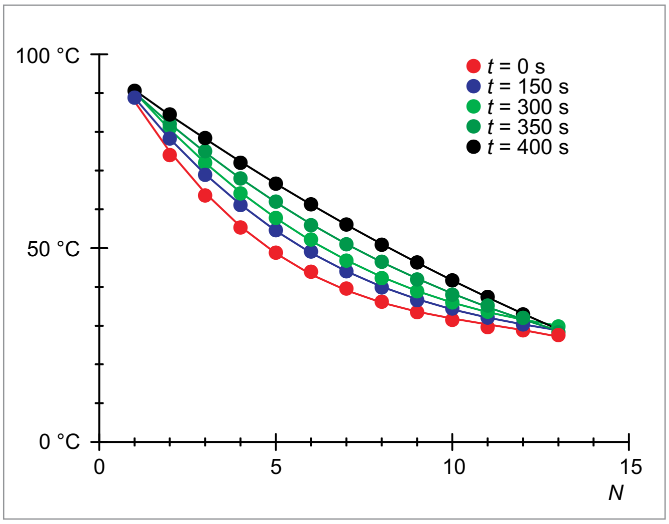


Fig. 1 Températures le long de la barre en aluminium dans cinq séries de mesures effectuées dans un écart de 150 s

UE2020200 | CUBE DE LESLIE

› EXERCICES

- Mise en évidence du rayonnement thermique d’un cube de Leslie avec une thermopile selon Moll
- Mesure de l’intensité relative des radiations émises pour les quatre surfaces du cube en fonction de la température
- Confirmation de la corrélation de T_4 avec l’intensité du rayonnement

OBJECTIF

Mesure du rayonnement thermique d’un cube de Leslie

RESUME

Le rayonnement émis par un corps dépend de sa température et des propriétés de sa surface. Plus exactement, la loi de Kirchhoff dit que pour une température donnée, le rayonnement émis par un corps correspond à l’énergie rayonnante qu’il est susceptible d’absorber, et qu’il correspond au rayonnement E_{SB} émis par un corps noir à cette température. L’expérience consiste à chauffer un cube de Leslie rempli d’eau chaude à une température de 100°C max., puis à mesurer l’intensité relative des radiations thermiques émises au moyen d’une thermopile selon Moll.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Cube de Leslie	1000835
1	Support rotatif pour cube de Leslie	1017875
1	Thermopile d’après Moll	1000824
1	Amplificateur de mesure U (115 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
	Amplificateur de mesure U (230 V, 50/60 Hz)	1020744
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Thermomètre de poche numérique ultra-rapide	1002803
1	Sonde à immersion NiCr-Ni type K, - 65°C – 550°C	1002804
2	Paire de cordons de sécurité, 75 cm	1002849
2	Pied en tonneau, 500 g	1001046
1	Double mètre à ruban de poche	1002603

GENERALITES

Les échanges thermiques d'un corps avec son environnement s'effectuent aussi par l'émission et l'absorption d'un rayonnement thermique. Le rayonnement émis par un corps dépend de sa température et des qualités de sa surface, comme on peut le voir avec un cube de Leslie.

L'intensité des radiations émises par le corps étudié est désignée par l'émissivité *E*. Le pouvoir d'absorption *A* est le rapport entre l'intensité du rayonnement absorbé et celle du rayonnement incident. On constate alors que le coefficient d'absorption est particulièrement élevé lorsque l'émissivité l'est aussi. Plus exactement, la loi de Kirchhoff dit que pour tous les corps à une température donnée, le rayonnement émis correspond à l'énergie rayonnante susceptible d'être absorbée, et qu'il correspond à l'émissivité E_{SB} d'un corps noir à cette température.

(1) $$\frac{E(T)}{A} = E_{SB}(T) = \sigma \cdot T^4$$

σ : constante de Stefan-Boltzmann,
T : température en Kelvin

En règle générale, les variations du coefficient d'absorption en fonction de la température peuvent être négligées. L'émissivité d'un corps peut donc être calculée comme suit :

(2) $$E(T) = A \cdot \sigma \cdot T^4.$$

Si le corps a la même température T_0 que son environnement, l'intensité du rayonnement qu'il émet

(3) $$E(T_0) = A \cdot \sigma \cdot T_0^4$$

est la même que celle du rayonnement qu'il absorbe de son environnement. Si sa température est plus élevée, l'intensité du rayonnement absorbé ne change pas tant que la température ambiante reste constante. Par conséquent, le débit d'énergie thermique (mesuré avec un détecteur de rayonnement) du corps étudié est de

(4) $$\Delta E(T) = A \cdot \sigma \cdot \left(T^4 - T_0^4\right).$$

par unité de surface et de temps. L'expérience est réalisée avec un cube de Leslie comportant quatre surfaces radiantes différentes : blanche, noire, aluminium mat et aluminium poli. Le cube est rempli d'eau chaude et chauffé à une température d'environ 100°C, puis on mesure l'intensité relative des radiations thermiques émises au moyen d'une thermopile selon Moll. Les valeurs mesurées pour les quatre surfaces du cube sont relevées pendant tout le processus de refroidissement jusqu'à la température ambiante.

EVALUATION

Lorsqu'on reporte les valeurs mesurées sur un diagramme en fonction de la grandeur $x = T^4 - T_0^4$ on obtient quatre droites passant par l'origine dont les pentes correspondent aux différents coefficients d'absorption des surfaces radiantes. Dans la gamme de température étudiée – jusqu'à 100 °C –, on ne constate pas de différence notable entre la surface noire et la surface blanche, ni entre la surface mate et la surface brillante, bien que ces différences soient visibles à l'œil nu. À l'évidence, les surfaces ne diffèrent pas beaucoup les unes des autres au niveau du spectre des ondes infrarouges.

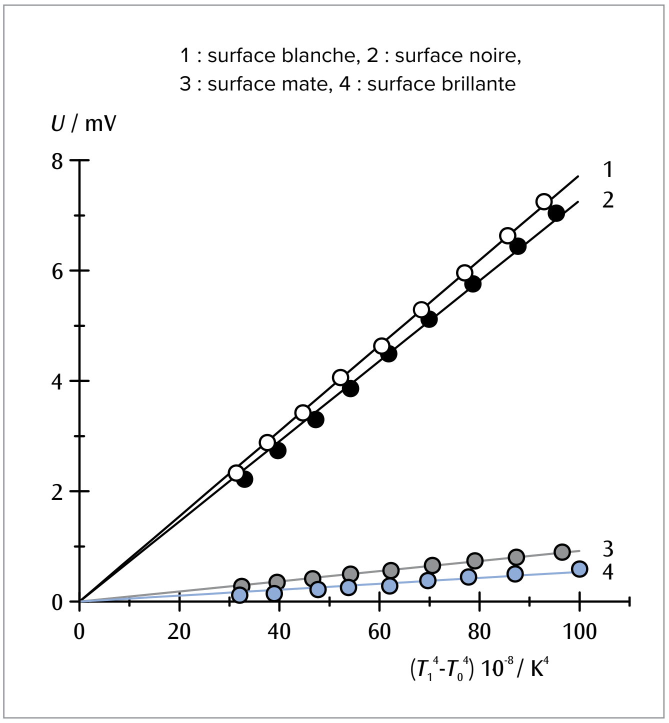


Fig. 1 Intensité des radiations thermiques émises par le cube de Leslie en fonction de $x = T^4 - T_0^4$

UE2030300 | AUGMENTATION DE L'ENERGIE INTERNE PAR LE TRAVAIL MECANIQUE

OBJECTIF
Vérification du 1er principe de la thermodynamique

EXERCICES

- Mesure de la température du corps en aluminium en fonction du nombre de tours sous le cordon de frottement.
- Vérification de la proportionalité entre la variation de température et le travail de frottement et confirmation du 1er principe.
- Définition de la capacité thermique spécifique de l'aluminium.

RESUME
Examen de l'augmentation de l'énergie interne d'un corps en aluminium due au travail de frottement. Elle peut être constatée par le biais de l'augmentation proportionnelle de la température du corps étant donné qu'aucun changement d'état de l'unité ni aucune réaction chimique n'ont été observés. Afin d'éviter autant que possible un échange de chaleur du corps en aluminium avec l'environnement, la série de mesures est lancée à une température inférieure à la température ambiante et achevée à une température qui, de la même manière, n'est que légèrement supérieure à la température ambiante.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Dispositif de mesure de l'équivalent thermique	1002658
1	Multimètre numérique (pour la mesure de la température)	1002781
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718

GENERALITES

La modification ΔE de l'énergie interne d'un système est, selon le 1er principe de la thermodynamique, égale à la somme du travail accompli ΔW et de la chaleur transformée ΔQ. La modification peut être constatée par le biais de la variation proportionnelle ΔT de la température du système en l'absence de tout changement d'état de l'unité et de toute réaction chimique.

L'expérience a pour but d'examiner l'augmentation de l'énergie interne d'un corps en aluminium par le travail mécanique. A cet effet, un corps cylindrique est mis en rotation autour de son axe au moyen d'une manivelle et réchauffé par le frottement d'un cordon glissant sur sa surface latérale. La force de frottement F correspond au poids d'une masse suspendue à l'extrêmité du cordon de frottement et maintenue en suspension par la force de frottement.
n rotations du corps réalisent le travail de frottement

(1) $$\Delta W_n = F \cdot \pi \cdot d \cdot n$$

d: Diamètre du corps

Le travail de frottement provoque l'augmentation de la température du corps de la valeur de départ T_0 à la valeur finale T_n. Parallèlement, l'énergie interne augmente de la valeur

(2) $$\Delta E_n = m \cdot c_{Al} \cdot (T_n - T_0)$$

m: Masse du corps

c_{Al}: Capacité thermique spécifique de l'aluminium

Afin d'éviter autant que possible un échange de chaleur avec l'environnement, avant le début de la mesure, le corps est refroidi à une température initiale T_0, légèrement inférieure à la température ambiante. De plus, la mesure est stoppée dès qu'une température finale T_n est atteinte, celle-ci étant, de la même manière, très légèrement supérieure à la température ambiante.
On garantit ainsi que la modification de l'énergie interne concorde avec le travail réalisé. On obtient donc l'équation

(3) $$\Delta E_n = \Delta W_n$$

EVALUATION

Les équations 2 et 3 permettent de déduire l'équation

$$T_n = T_0 + \frac{1}{m \cdot c_{Al}} \cdot \Delta W_n$$

Il paraît donc logique de représenter les températures mesurées Tn en fonction du travail réalisé ΔW_n (cf. figure 1). Les valeurs relevées à proximité de la température ambiante se situent sur une droite dont la pente permet de calculer la capacité thermique de l'aluminium. En dessous de la température ambiante, les températures mesurées augmentent plus rapidement que la pente de la droite étant donné que le corps en aluminium absorbe de la chaleur ambiante. Au-delà de la température ambiante, de la chaleur est par contre rejetée dans l'environnement ambiant.

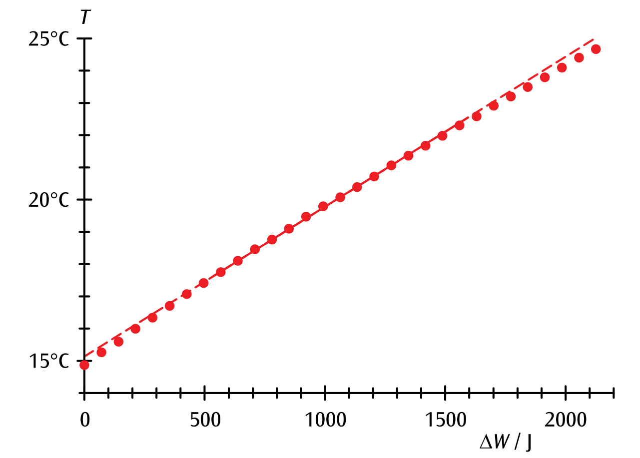


Fig. 1 Température du corps en aluminium en fonction du travail de frottement accompli

UE2030400
ENERGIE INTERNE ET TRAVAIL ELECTRIQUE

EXERCICES

- Mesurer la température d'un calorimètre en aluminium et d'un calorimètre en cuivre en fonction du travail électrique fourni.
- Vérifier la proportionnalité entre la modification de température et le travail électrique et confirmer le 1er théorème.
- Déterminer la capacité thermique spécifique pour le cuivre et l'aluminium.

OBJECTIF

Augmentation de l'énergie interne par le travail électrique

RESUME

Nous allons étudier l'augmentation par le travail électrique de l'énergie interne d'un calorimètre de cuivre et d'un calorimètre d'aluminium. Si l'état de l'agrégat ne se modifie pas et qu'aucune réaction chimique ne se produit, la modification de l'énergie interne peut être relevée par le biais de l'augmentation de température du système qui lui est proportionnelle. Pour éviter un échange thermique du calorimètre avec le milieu, la série de mesures est démarrée à une température se situant légèrement au-dessous de la température ambiante et se termine à une température se situant légèrement au-dessus.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Calorimètre en cuivre	1002659
1	Calorimètre en aluminium	1017897
1	Palpeur de température	1017898
1	Paire de câbles adaptateurs à fiche de sécurité 4 mm / fiche 2 mm	1017899
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718
1	Multimètre numérique P1035	1002781
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

GENERALITES

On peut augmenter l'énergie interne d'un système par le travail électrique à la place du travail mécanique. Dans ce cas également, la température du système présente une augmentation linéaire par rapport au travail fourni, dans la mesure où l'état de l'agrégat ne subit aucune modification et qu'aucune réaction chimique ne se produit.

Au cours de l'expérience, nous allons étudier l'augmentation par le travail électrique de l'énergie interne d'un calorimètre en cuivre et d'un calorimètre en aluminium. Elle est proportionnelle à la tension appliquée U, au courant I et au temps de mesure t :

(1) $$\Delta W_E(t) = U \cdot I \cdot t$$

Par le travail électrique, la température du calorimètre est augmentée de la valeur initiale T_0 à la valeur finale T_n. Aussi, l'énergie interne augmente de la valeur

(2) $$\Delta E(t) = m \cdot c \cdot (T(t) - T_0)$$

m: masse du calorimètre

c: capacité thermique spécifique du matériau

Pour éviter autant que possible un échange thermique avec le milieu, le calorimètre est refroidi dès le début de la mesure à une température initiale T_0 ne se situant que légèrement au-dessous de la température ambiante. La mesure est terminée dès qu'une température finale T_n est atteinte, qui ne se situe que légèrement au-dessus de la température ambiante.
Dans ces conditions, la modification de l'énergie interne coïncide au travail fourni et l'équation suivante s'applique :

(3) $$\Delta E(t) = \Delta W_E(t)$$

EVALUATION

Pour la mesure de la température T, on utilise un palpeur de température NTC et on mesure sa résistance dépendant de la température. Dans ce cas :

$$T = \frac{217}{R^{0,13}} - 151$$

Les températures ainsi déterminées sont représentées en fonction du travail électrique. La pente de la droite permet de déterminer les capacités thermiques des calorimètres et de calculer les capacités thermiques spécifiques, si la masse est connue.

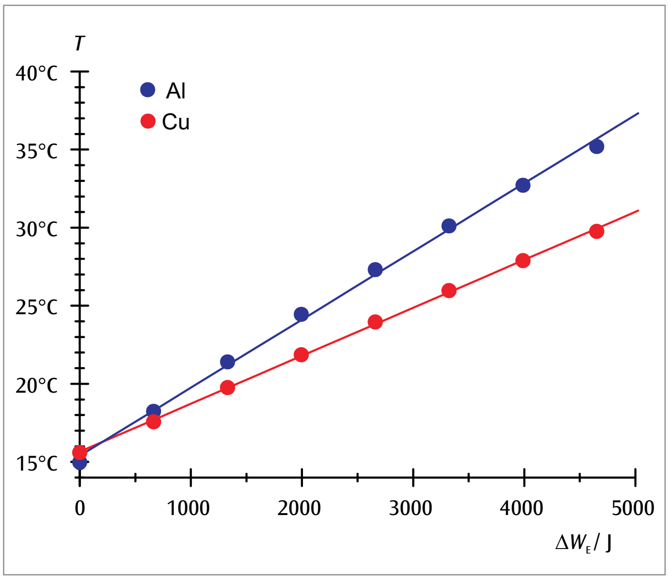


Fig. 1 Température des calorimètres en fonction du travail électrique

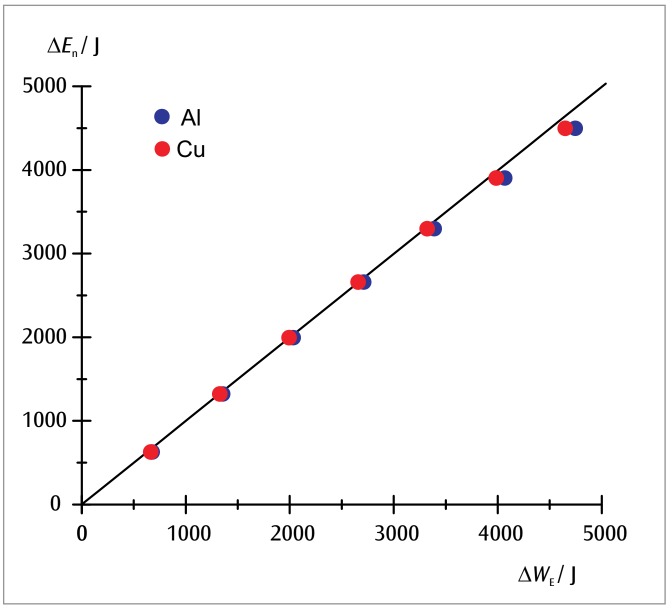
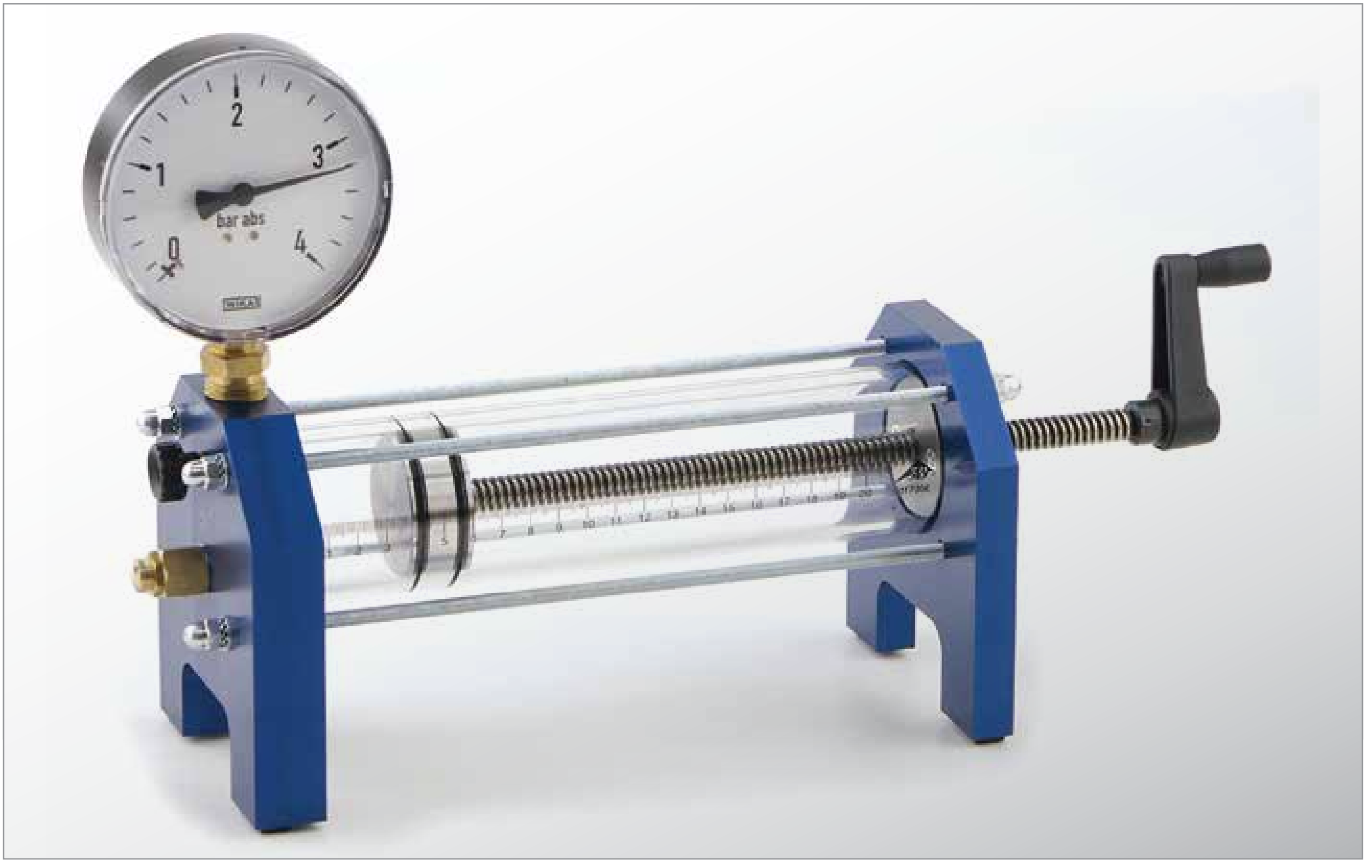


Fig. 2 Modification de l'énergie interne en fonction du travail électrique fourni

UE2040100 | LOI DE BOYLE-MARIOTTE



EXERCICES

- Mesure ponctuelle de la pression *p* de l'air enfermé à température ambiante en fonction de la position du piston *s*.
- Représentation dans un diagramme pression-volume des valeurs mesurées pour trois quantités de matière différentes.
- Vérification de la Loi de Boyle-Mariotte.

OBJECTIF

Mesure la pression de l'air à température ambiante

RESUME

Démonstration de l'application de la Loi de Boyle-Mariotte pour les gaz parfaits appliquée à l'air à température ambiante. Celle-ci est réalisée en faisant varier le volume dans un cylindre sous l'action d'un piston et en procédant parallèlement à la mesure de la pression de l'air enfermé.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil à loi de Boyle-Mariotte	1017366

GENERALITES

Le volume d’une quantité de gaz dépend de la pression à laquelle ce gaz est soumis et de sa température. A température constante, le produit du volume par la pression est souvent constant. Cette loi énoncée par *Robert Boyle* et *Edme Mariotte* est valable pour tous les gaz à l’état parfait, c’est-à-dire lorsque la température du gaz est largement supérieure à ce que l’on appelle « température critique ».

La loi découverte par Boyle et Mariotte

(1) $$p \cdot V = \text{contante}$$

constitue un cas particulier de la loi des gaz valable pour tous les gaz parfaits. Elle décrit la relation entre la pression *p*, le volume *V*, la température *T* rapportée au point zéro absolu et la quantité de matière *n* d’un gaz :

(2) $$p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

$R = 8{,}314 \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{mol \cdot K}}$: Constante universelle des gaz parfaits

L’équation (2) communément admise permet de déduire le cas particulier (1) à la condition que la température *T* et la quantité de matière enfermée *n* ne varient pas.
L’expérience a pour but de démontrer l’application de la Loi de Boyle-Mariotte à l’air en tant que gaz parfait, à température ambiante. A cet effet, on fait varier le volume *V* dans un récipient cylindrique sous l’action d’un piston tout en mesurant la pression *p* de l’air enfermé. La quantité de matière enfermée *n* dépend du volume de départ V_0, dans lequel l’air ambiant pénétrait avant le début de l’expérience lorsque la soupape était ouverte.

EVALUATION

Etant donné que la surface de la section *A* du piston est constante, le volume *V* de l’air emprisonné peut être facilement calculé à partir de la course du piston *s*. Pour obtenir une analyse exacte des données, il convient également de tenir compte du volume mort inévitable V_1 de l’air dans le manomètre.

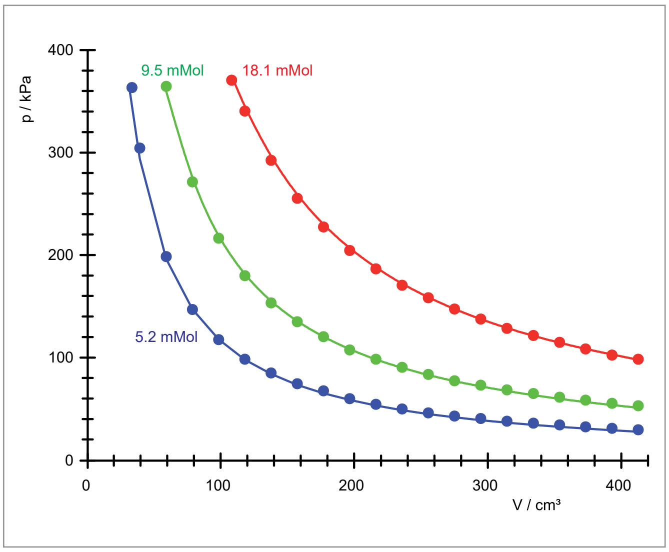


Fig. 1 Diagrammes pression-volume de l’air à température ambiante pour trois quantités de matière différentes

UE2040120 | LOI D'AMONTONS

EXERCICES

- Mesure ponctuelle de la pression *p* de l'air incluse en fonction de la tempé-rature *T*
- Représentation des valeurs de mesure dans un diagramme *p*-*T*
- Confirmation de la loi d'Amontons

OBJECTIF

Confirmation du rapport linéaire entre la pression et la température d'un gaz idéal

RESUME

La validité de la loi d'Amontons pour les gaz parfaits est démontrée à l'exemple de l'air. Pour cela, à l'aide d'un bain d'eau, on réchauffe l'air contenu dans le volume fermé d'une sphère creuse métallique et on mesure en même temps la température et la pression.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Boule de gaz de Jolly	1012870
1	Agitateur magnétique chauffant (230 V, 50/60 Hz)	1002807 ou
	Agitateur magnétique chauffant (115 V, 50/60 Hz)	1002806
1	Thermomètre de poche numérique ultra-rapide	1002803
1	Sonde à immersion NiCr-Ni type K, - 65°C – 550°C	1002804
1	Jeu de 10 béchers, forme basse	1002872
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Tige statif, 250 mm	1002933
1	Noix double	1002827
1	Pince universelle	1002833

GENERALITES

Le volume d'une quantité de gaz dépend de la pression sous laquelle se trouve le gaz et de sa température. À volume et quantité constants, le quotient de la pression et de la température est constant. Cette loi découverte par *Guillaume Amontons* s'applique aux gaz à l'état parfait, c'est-à-dire lorsque la température du gaz est largement supérieure à la température dite « critique ».

La loi découverte par Amontons

(1) $$\frac{p}{T} = \text{const.}$$

est un cas particulier de la loi générale sur les gaz valable pour tous les gaz parfaits, qui décrit le rapport entre la pression *p*, le volume *V*, la température *T* rapportée au point zéro absolu et la quantité *n* d'un gaz :

(2) $$p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

$R = 8{,}314 \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{mol} \cdot \mathrm{K}}$: constante de gaz universelle

Applicable de manière générale, l'équation (2) permet de déduire le cas particulier (1), à condition que le volume *V* et la quantité de matière incluse *n* ne se modifient pas.
Dans l'expérience, la validité de la loi d'Amontons est démontrée à l'exemple de l'air qui sert de gaz parfait. Pour cela, à l'aide d'un bain d'eau, on réchauffe l'air contenu dans le volume fermé d'une sphère creuse métallique. On mesure en même temps la température ϑ en °C à l'aide d'un thermomètre numérique et la pression *p* à l'aide du manomètre branché à la sphère creuse.

EVALUATION

Le rapport linéaire entre la pression et la température est confirmé par l'adaptation d'une droite

(3) $$p = a \cdot \vartheta + b$$

aux points de mesure. L'extrapolation de la pression *p* jusqu'à la valeur 0 permet de déterminer le point zéro absolu de la température :

(4) $$\vartheta_0 = -\frac{b}{a} \; [°\mathrm{C}]$$

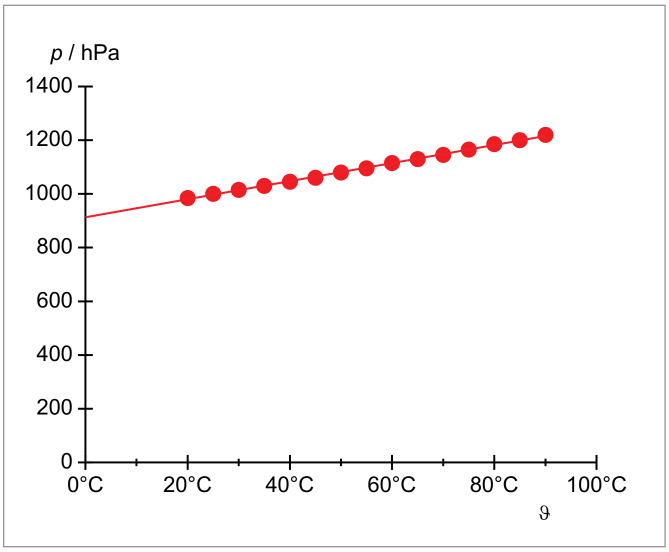


Fig. 1 : Diagramme pression/température de l'air à volume et quantité constants

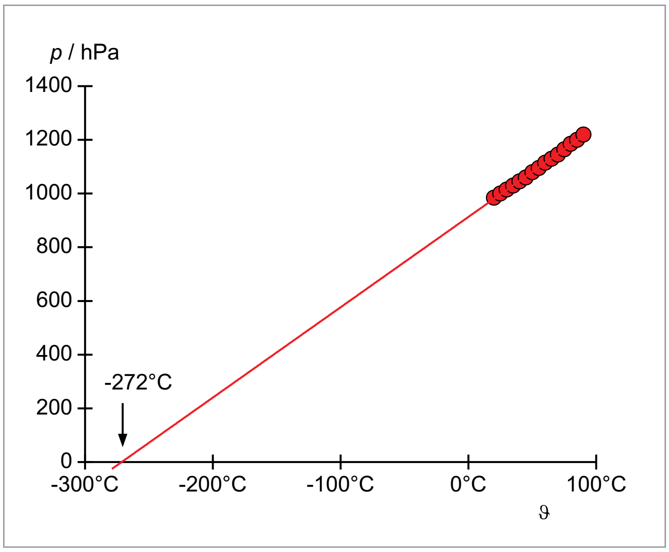


Fig. 2 : Extrapolation de la pression jusqu'à la valeur $p = 0$

UE2040200
LE COEFFICIENT ADIABATIQUE DE L'AIR

OBJECTIF
Déterminer le rapport des chaleurs spécifiques gamma C_p/ C_V de l'air d'après l'expérience de Rüchardt

RESUME
L'expérience comprend un tube en verre, fixé à la verticale sur une bouteille en verre, à l'intérieur duquel un piston en aluminium effectue un mouvement oscillant vertical sur le coussin d'air formé par l'air contenu dans la bouteille et le tube. En mesurant la période d'oscillation du piston en aluminium, on peut calculer la valeur du rapport des chaleurs spécifiques de l'air, ou coefficient adiabatique de l'air.

EXERCICES

- Mesurer la période d'oscillation du piston en aluminium.
- Déterminer la pression d'équilibre dans le volume d'air enfermé.
- Déterminer le coefficient adiabatique de l'air et le comparer avec la valeur définie dans la littérature.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Flacon de Mariotte	1002894
1	Tube à oscillation	1002895
1	Chronomètre mécanique, 15 min	1003369
1	Pompe à vide manuelle	1012856
En plus recommandé :		
1	Pied à coulisse, 150 mm	1002601
1	Balance électronique 220 g	1022627
1	Baromètre	

GENERALITES

Dans le montage classique de Rüchardt, on peut déterminer le coefficient adiabatique de l'air à partir du mouvement oscillant vertical d'un piston reposant sur un coussin d'air dans un tube en verre de section constante. Le piston est parfaitement ajusté à la section du tube et empêche l'air de s'échapper, formant un volume d'air fermé (bouteille et tube). Lorsque le piston est dévié de sa position d'équilibre, cela génère une augmentation ou une diminution de la pression dans le volume d'air enfermé par rapport à la pression atmosphérique, ce qui renvoie le piston dans sa position d'équilibre. La force de rappel est proportionnelle à la déviation de la position d'équilibre ; dans ce cas, le mouvement oscillant du piston est dit « harmonique ».

Étant donné qu'aucun échange de chaleur n'a lieu avec l'air ambiant, les mouvements oscillants sont associés à des changements d'états adiabatiques. La relation entre la pression p et le volume V de l'air enfermé dans la bouteille et le tube s'exprime par l'équation suivante :

(1) $$p \cdot V^{\gamma} = \text{contante}$$

Le coefficient adiabatique γ est le rapport des chaleurs spécifiques à une pression constante C_p et à un volume constant C_V :

(2) $$\gamma = \frac{C_\text{p}}{C_\text{V}}$$

Compte tenu de la relation (1), l'équation pour les variations de pression et de volume Δp et ΔV devient alors :

(3) $$\Delta p + \gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot \Delta V = 0.$$

En substituant la surface de la section interne A du tube, on peut calculer la force de rappel ΔF à partir de la variation de pression. De la même façon, la déviation Δs du piston de sa position d'équilibre est calculée à partir de la variation du volume d'air.
Il en résulte l'équation :

(4) $$\Delta F = -\gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot A^2 \cdot \Delta s = 0.$$

L'équation de mouvement du piston oscillant devient alors :

(5) $$m \cdot \frac{\text{d}^2 \Delta s}{\text{d}t^2} + \gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot A^2 \cdot \Delta s = 0$$

m : masse du piston

Les solutions à cette équation classique du mouvement d'un oscillateur harmonique simple sont des oscillations dont la période est donnée par :

(6) $$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{V}{p} \cdot \frac{m}{A^2}}$$

ce qui permet de calculer le coefficient adiabatique dès lors que l'on connaît les autres grandeurs.
Dans l'expérience, un tube en verre de petite section A est fixé à la verticale dans l'orifice du bouchon en caoutchouc d'une bouteille en verre contenant un grand volume d'air V, puis un piston en aluminium de section très ajustée au tube et de masse m est glissé dans le tube en verre. Le piston en aluminium effectue alors des oscillations harmoniques sur le coussin d'air formé par le volume d'air contenu dans la bouteille et le tube. En mesurant la période d'oscillation du piston en aluminium, on peut calculer la valeur du rapport des chaleurs spécifiques de l'air, autrement dit le coefficient adiabatique de l'air.

EVALUATION

Compte tenu de (6), l'équation pour déterminer le coefficient adiabatique s'écrit alors :

$$\gamma = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \cdot \frac{m}{A^2} \cdot \frac{V}{p}$$

Le volume d'équilibre V correspond au volume de la bouteille, étant donné que celui du tube en verre est négligeable.
La pression d'équilibre p s'obtient à partir de la pression atmosphérique extérieure p_0 et de la pression exercée par le piston en équilibre sur le volume d'air enfermé :

$$p = p_0 + \frac{m \cdot g}{A}$$

où g est l'accélération de la pesanteur.

Le résultat attendu s'écrit alors : $\gamma = \frac{7}{5} = 1{,}4$, puisque l'air est constitué essentiellement de molécules biatomiques avec 5 degrés de liberté pour l'absorption de l'énergie thermique.

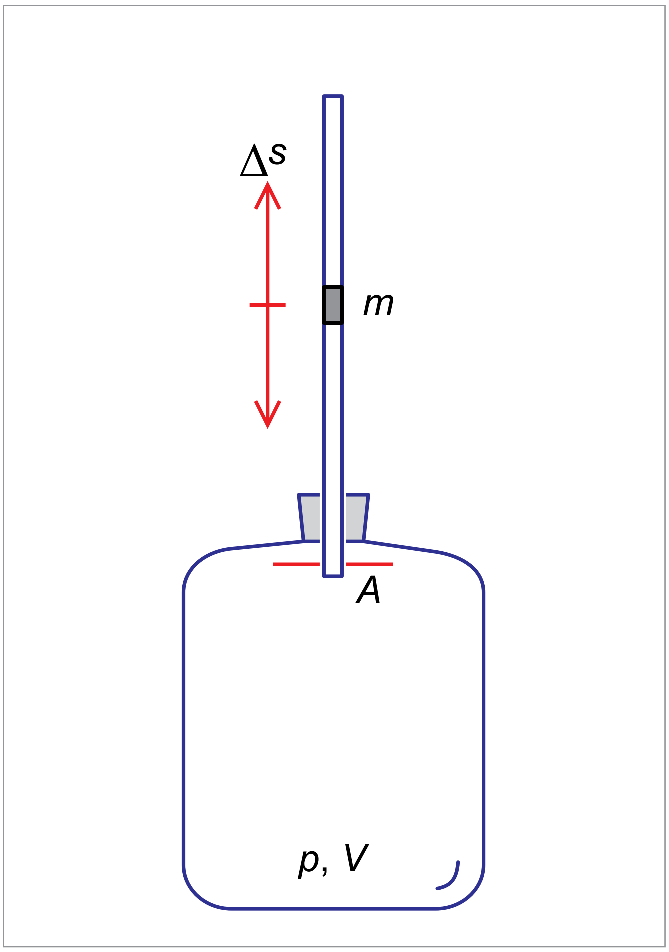


Fig. 1 Schéma du montage expérimental

UE2040300 | GAZ REEL ET POINT CRITIQUE

EXERCICES

- Observation de l'état liquide et gazeux de l'hexafluorure de soufre.
- Saisie des isothermes dans le diagramme *pV* et dans le diagramme *pVp*.
- Observation des écarts des gaz réels par rapport à l'état du gaz parfait.
- Représentation du point critique.
- Saisie des courbes de pression de la vapeur saturée.

OBJECTIF

Analyse quantitative d'un gaz réel et représentation du point critique

RESUME

Analyse de l'hexafluorure de soufre (SF_6) en tant que gaz réel dans une cellule de mesure avec un volume mort réduit au minimum. L'hexafluorure de soufre est un gaz bien adapté à cette expérience car sa température critique (T_C = 319 K) et sa pression critique (p_C = 37,6 bars) sont comparativement faibles. Il est de plus inoffensif et peut donc être utilisé sans problème en cours et pendant les TP.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil à point critique	1002670
1	Bains thermostatiques et circulation (230 V, 50/60 Hz)	1008654 ou
	Bains thermostatiques et circulation (115 V, 50/60 Hz)	1008653
1	Thermomètre de poche numérique ultra-rapide	1002803
1	Sonde à immersion NiCr-Ni type K, - 65°C – 550°C	1002804
2	Tuyau flexible en silicone 6 mm	1002622
En plus nécessairement :		
	Hexafluorure de soufre (SF_6)	

REMARQUE

Conformément aux principes de « bonnes pratiques de laboratoire », en cas d'utilisation régulière de l'appareil à point critique, il est recommandé d'utiliser une conduite fixe de raccordement du gaz. Le raccord à tube pour 1/8" (SW 11) fourni avec l'appareil peut être utilisé pour le branchement d'une bouteille de gaz.

GENERALITES

Le point critique d'un gaz réel est caractérisé par la température critique T_C, la pression critique p_C et la densité critique ρ_C. En dessous de la température critique, la substance est gazeuse pour un grand volume et liquide pour un petit volume. L'état intermédiaire est celui d'un mélange liquide-gaz, dont la part de gaz augmente lors du changement d'état isothermique au fur et à mesure que le volume augmente. La pression du mélange reste quant à elle constante. Etant donné que le liquide et la vapeur ont des densités différentes, ils sont séparés dans le champ de pesanteur. A température croissante, la densité du liquide diminue et celle du gaz augmente jusqu'à ce que les deux densités atteignent la valeur de la densité critique. Au-delà de la température critique, il n'y a plus de liquéfaction. Lors du changement d'état isothermique, le gaz ne suit clairement la loi de Boyle-Mariotte qu'au-delà de la température critique.

L'hexafluorure de soufre (SF_6) est un gaz particulièrement bien adapté aux expériences sur les propriétés des gaz réels car sa température critique (T_C = 319 K) et sa pression critique (p_C = 37,6 bars) sont comparativement faibles. Il est de plus parfaitement inoffensif et peut donc être utilisé sans problème en cours et pendant les TP.
L'appareil utilisé pour l'analyse du point critique se compose d'une cellule de mesure transparente particulièrement étanche et résistante à la pression. Le volume de la cellule peut être modifié à l'aide d'une roue à main à réglage fin, la variation de volume pouvant être lue avec une précision de l'ordre de 1/1000e du volume maximal. La montée en pression est réalisée par le biais d'un système hydraulique avec de l'huile de ricin dont la qualité correspond à celle utilisée pour les applications médicales. La cellule de mesure et le système hydraulique sont séparés par un joint conique en caoutchouc qui s'enroule lorsque le volume change. Grâce à cette construction, la différence de pression entre la cellule et le compartiment à huile est pratiquement négligeable. A la place de la pression du gaz, un manomètre mesure la pression de l'huile, sans solliciter de volume mort dans la cellule. La cellule de mesure est enveloppée d'un compartiment d'eau transparent. Au cours de l'expérience, une température constante est régulée avec haute précision à l'aide d'un dispositif à thermostat (bain d'eau) ; la température peut être lue et contrôlée sur un thermomètre numérique.
Lors de l'observation des transitions de la phase gazeuse à la phase liquide et inversement, le faible volume mort permet d'observer, d'une part la formation de la première goutte de liquide et d'autre part la disparition de la dernière bulle de gaz.

EVALUATION

A température constante, la pression est mesurée ponctuellement en fonction du volume et le résultat est représenté dans un diagramme *pV* (diagramme de Clapeyron) ou dans un diagramme *pVp* (diagramme d'Amegat). L'écart par rapport à l'état de gaz parfait saute ici aux yeux.
La représentation graphique permet de déterminer aisément les paramètres du point critique et facilite la réalisation d'une vérification expérimentale.

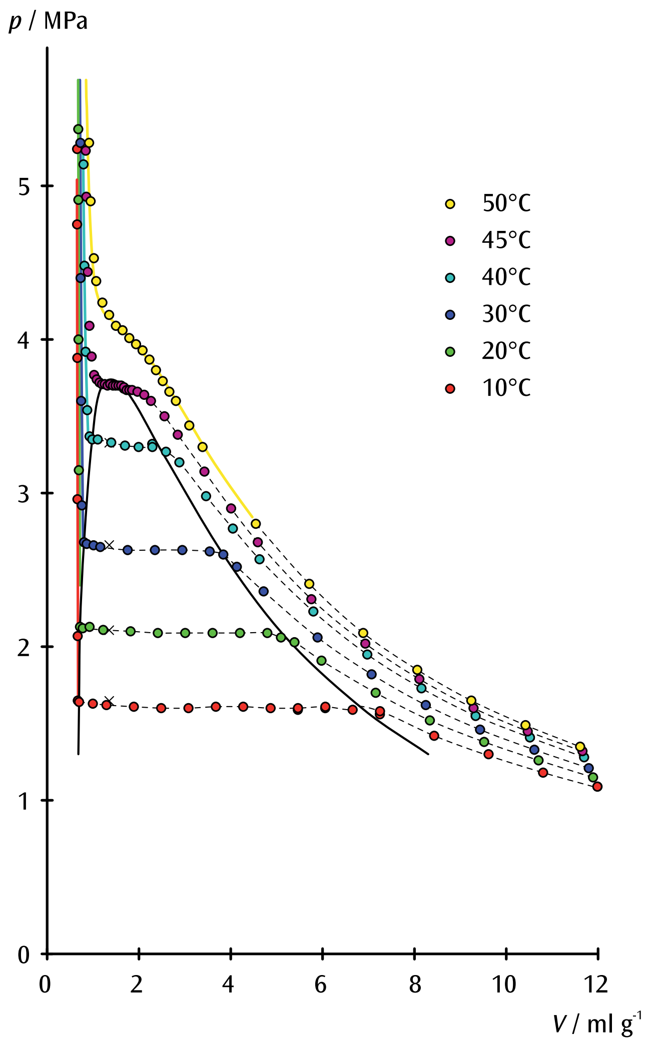
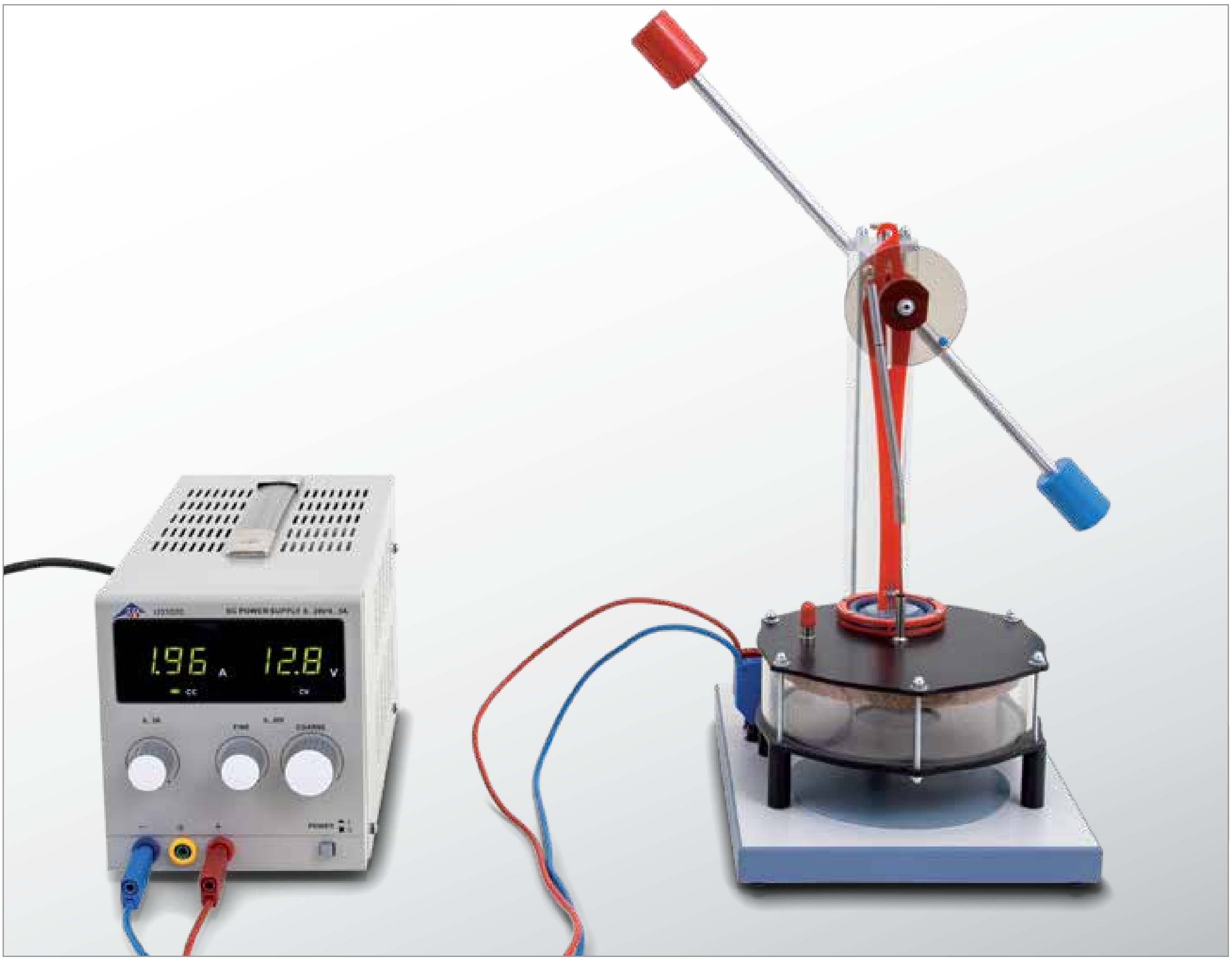


Fig. 1 Diagramme *pV* de l'hexafluorure de soufre

UE2060100 | MOTEUR STIRLING D



EXERCICES

- Mise en service du moteur à air chaud servant de moteur thermique.
- Démonstration de la transformation de l'énergie thermique en énergie mécanique.
- Mesure de la vitesse à vide en fonction de la puissance de chauffage.

OBJECTIF

Fonctionnement du modèle d'un moteur à air chaud servant de moteur thermique

RESUME

Le moteur à air chaud constitue un exemple classique de moteur thermique. Dans un cycle thermodynamique, de l'énergie thermique est alimentée depuis un réservoir à température élevée et transformée partiellement en énergie mécanique utile. Le reste de l'énergie thermique est ensuite cédé à un réservoir à faible température.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Moteur Stirling D	1000817
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718
1	Chronomètre mécanique, 15 min	1003369

GENERALITES

Aux fins de simplification, le cycle thermodynamique du moteur à air chaud (*R. Stirling*, 1816) peut être divisé dans les cycles partiels suivants : chauffage, détente, refroidissement et compression. Ils sont représentés schématiquement dans la Fig. 1-4 du modèle étudié.

Lorsque le moteur à air chaud est utilisé sans charge mécanique, il tourne à une vitesse à vide qui est limitée par le frottement interne et qui dépend de la puissance thermique alimentée. La vitesse est réduite dès que de la puissance mécanique est extraite. Pour le démontrer, il suffit d'exercer une force de frottement sur l'arbre de manivelle.

EVALUATION

Chauffage :

Le piston de refoulement remonte et repousse l'air vers le bas, dans la partie chauffée du grand cylindre. Pendant ce temps, le piston de travail se trouve en position inférieure, car le piston de refoulement précède de 90° le piston de travail.

Détente :

L'air réchauffé se détend et pousse le piston de travail vers le haut. Le travail mécanique est cédé au culbuteur par l'arbre de manivelle.

Refroidissement :

Tandis que le piston de travail est au point mort supérieur, le piston de refoulement redescend et repousse l'air vers l'extérieur dans la partie supérieure du grand cylindre.

Compression :

L'air refroidi est comprimé par le piston de travail qui se déplace vers le bas. Le travail mécanique est fourni par le culbuteur.

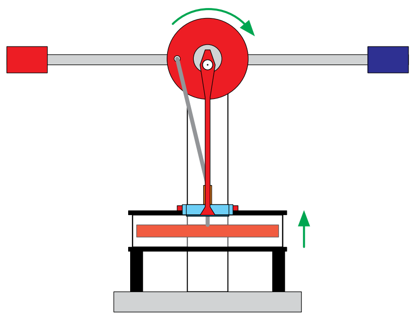


Fig. 1 : Chauffage

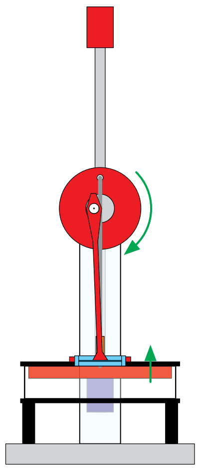


Fig. 2 : Détente

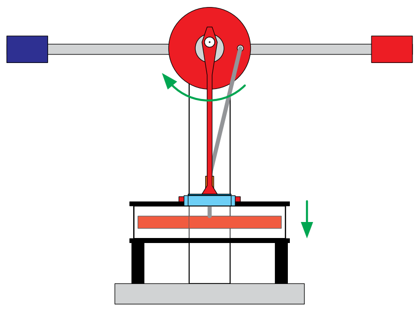


Fig. 3 : Refroidissement

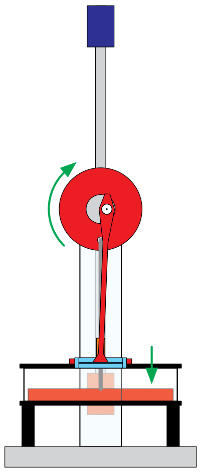
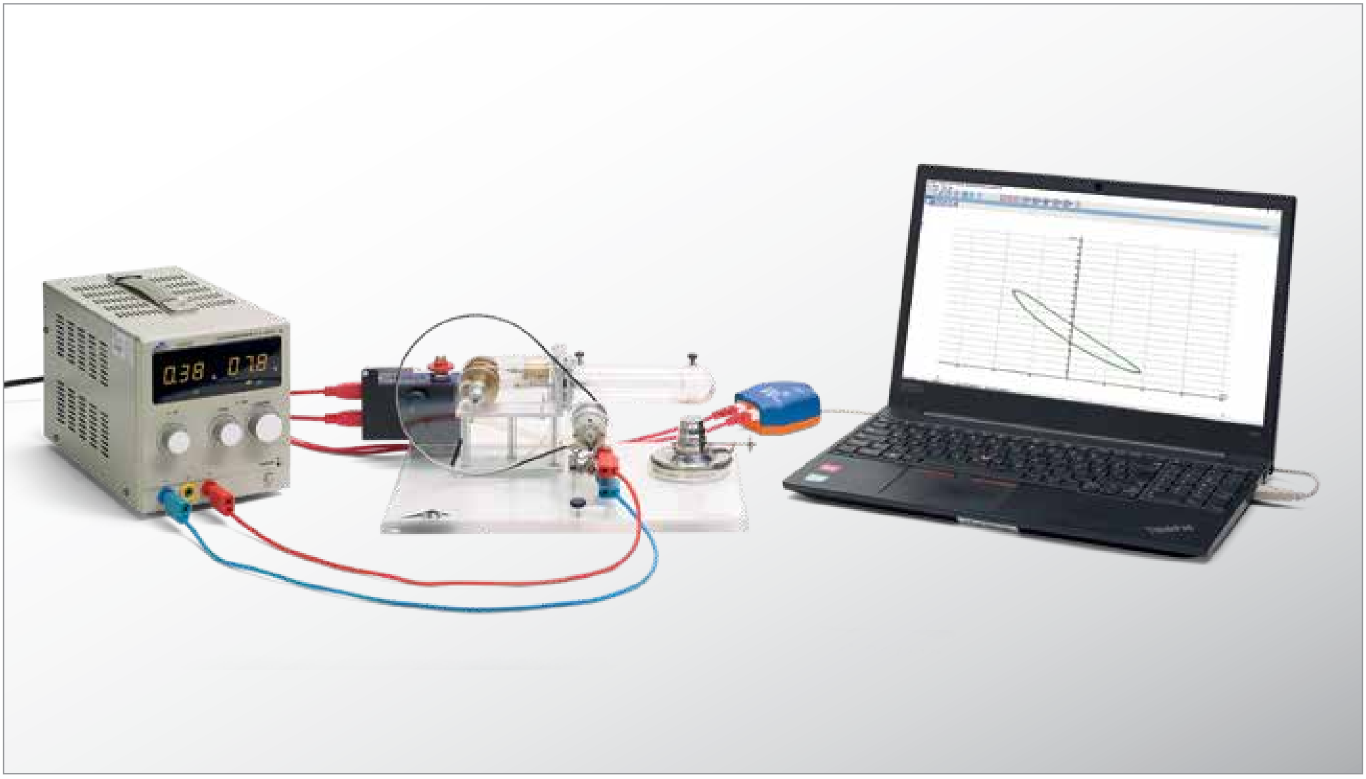


Fig. 4 : Compression

UE2060250 | MOTEUR STIRLING G



EXERCICES

- Enregistrement du diagramme *p-V*.
- Déterminer la performance mécanique pour un cycle thermo dynamique entier et calculer le travail mécanique.

OBJECTIF

Enregistrement du diagramme *p-V*

RESUME

Les cycles thermo dynamiques peuvent être représentés sous la forme d'une courbe fermée dans un diagramme *p-V* (pression-volume). L'aire comprise à l'intérieur de la courbe correspond au travail mécanique recueilli au cours d'un cycle. L'autre possibilité consiste à mesurer la performance mécanique pour un cycle entier et à calculer le travail mécanique par intégration temporelle. Ceci est étudié au moyen d'une expérience en prenant l'exemple du moteur de Stirling.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Moteur Stirling G	1002594
1	Support de capteurs pour moteur Stirling G	1008500
1	Capteur de déplacement FW	1021534
1	Capteur de pression relative FW ±1000 hPa	1021533
2	Câble spécial capteur	1021514
1	WiLab*	1022284
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718
En plus nécessairement :		
1	Licence Coach 7	

* Alternative: 1 VinciLab 1021477

GENERALITES

Les cycles thermodynamiques peuvent être représentés sous la forme d'une courbe fermée dans un diagramme *p-V* (pression-volume). L'aire située à l'intérieur de la courbe correspond au travail mécanique *W* récupéré au cours du cycle. L'autre possibilité consiste à déterminer la performance mécanique *P* pour un cycle entier et à s'en servir pour calculer le travail mécanique par intégration temporelle.

On a l'équation

(1) $$W = \oint_V p\,\mathrm{d}V$$

ou

(2) $$W = \int_{t1}^{t2} P dt \text{ avec } P(t) = p\frac{dV}{dt}$$

Au cours de l'expérience, c'est la variante (2) qui est choisie afin de déterminer le travail mécanique qu'un moteur Stirling transparent optimisé à des fins didactiques fournit à chaque cycle. Afin de saisir la pression *p* dans le piston moteur, on connecte un capteur de pression relative qui saisit la différence de pression par rapport à l'environnement extérieur. Le volume *V* est calculé à partir du trajet effectué par le piston moteur *s* et de sa surface de section transversale *A*. Pour ce faire, le piston moteur est relié à un capteur de déplacement.

EVALUATION

Afin de vérifier le cycle thermodynamique, les valeurs mesurées sont reportées dans un diagramme *p-V* ; puis également dans un second diagramme afin de déterminer la performance mécanique en fonction du temps. Le second diagramme permet d'identifier aisément les différentes phases du cycle thermodynamique. Ceci est important pour le choix des limites d'intégration afin de calculer le travail mécanique à chaque phase du cycle, voir (2).

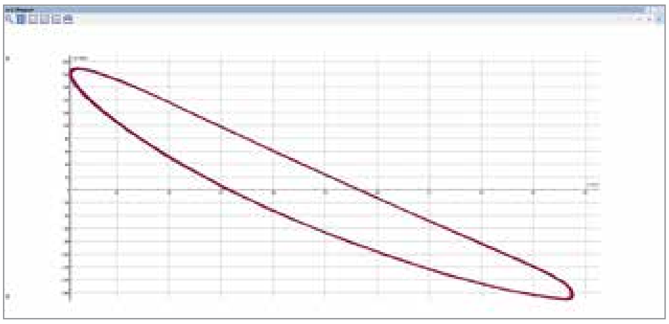


Fig. 1 Diagramme *p-V* du moteur de Stirling G

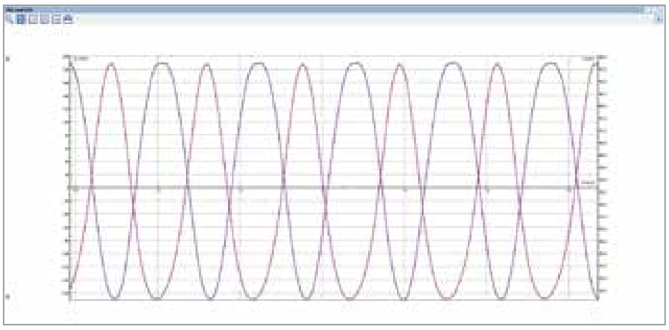
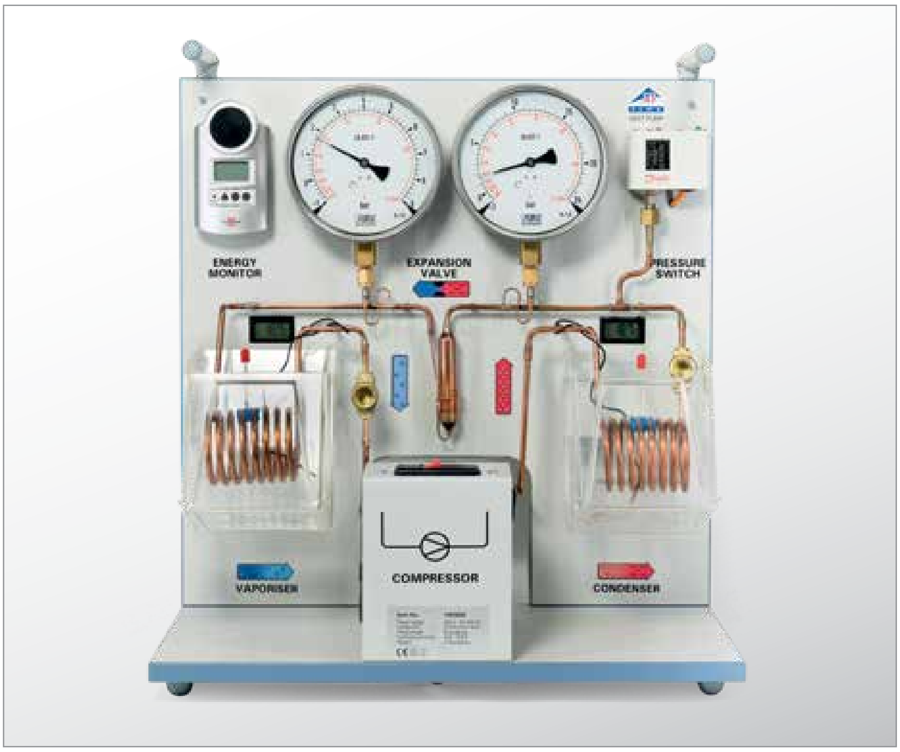


Fig. 2 Diagramme *V(t)* et *p(t)* du moteur de Stirling G

UE2060300 | POMPE A CHALEUR (PAC)



OBJECTIF

Enregistrement et analyse du diagramme Pression-Enthalpie d'une pompe à chaleur à compression

EXERCICES

- Démonstration du principe de fonctionnement d'une pompe à chaleur à compression.
- Analyse quantitative du cycle thermodynamique correspondant.
- Enregistrement et analyse du diagramme Pression-Enthalpie.

RESUME

Une pompe à chaleur à compression électrique est composée d'un compresseur avec un moteur d'entraînement, d'un condenseur, d'une vanne de détente et d'un évaporateur. Son principe de fonctionnement repose sur un cycle fermé avec changements de phases qui est traversé par un fluide caloporteur circulant dans la pompe et qui peut être décomposé en quatre étapes : la compression, la condensation (liquéfaction), la détente (dépressurisation) et l'évaporation. Le coefficient de performance théorique du cycle thermodynamique idéalisé peut être calculé à partir des enthalpies spécifiques h_1, h_2 et h_3 lues sur un diagramme de Mollier. Une fois que les enthalpies h_2 et h_3 du cycle thermodynamique idéalisé et que la quantité de chaleur ΔQ_2 envoyée par intervalle de temps Δt au réservoir d'eau chaude ont été déterminées, on peut évaluer le débit massique du fluide.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pompe à chaleur D (230 V, 50/60 Hz)	1000820 ou
	Pompe à chaleur D (115 V, 50/60 Hz)	1000819
4	Capteur de température CTN avec pince de mesure	1021797
1	VinciLab	1021477
En plus nécessairement :		
1	Licence Coach 7	

GENERALITES

Une pompe à chaleur à compression électrique est composée d'un compresseur avec un moteur d'entraînement, d'un condenseur, d'un détendeur et d'un évaporateur. Son principe de fonctionnement repose sur un cycle fermé avec transformation de phases qui est traversé par un fluide caloporteur dans la pompe et qui peut être décomposé en quatre étapes : la compression, la condensation, la détente directe et l'évaporation.

Au moment de la compression, le fluide caloporteur gazeux est aspiré par le compresseur, comprimé sans variation de l'entropie ($s_1 = s_2$) de p_1 à p_2, et surchauffé (voir Fig. 1 et Fig. 2). Cela explique que la température augmente de T_1 à T_2. Le travail (énergie) mécanique de compression $\Delta w = h_2 - h_1$ est fourni par unité massique. Dans le condenseur, le fluide caloporteur est fortement refroidi et il se condense. La chaleur libérée (chaleur d'ébullition et chaleur de condensation) se monte à $\Delta q_2 = h_2 - h_3$ par unité massique. Elle réchauffe le réservoir d'eau correspondant.

Le fluide caloporteur condensé passe alors dans une vanne de détente où il est ramené à une pression plus basse (sans travail mécanique apporté). Pendant cette phase, la température diminue également, puisqu'un travail doit être effectué dans le fluide frigorigène pour résister à la pression moléculaire (détente de Joule-Thomson). L'enthalpie reste constante ($h_4 = h_3$).

À l'arrivée dans l'évaporateur, le fluide caloporteur récupère de la chaleur et il complètement évaporé. Il en résulte un refroidissement du réservoir. La chaleur (énergie thermique) absorbée s'élève à $\Delta w = h_2 - h_1$ par unité massique.

Le diagramme de Mollier du fluide est souvent utilisé pour représenter le cycle thermodynamique d'une pompe à chaleur à compression. Ce diagramme décrit l'évolution de la pression p et de l'enthalpie spécifique h du fluide (l'enthalpie permet de mesurer le contenu thermique du fluide car elle augmente généralement lorsque la pression la proportion de gaz augmentent).

Y sont également représentées les courbes isothermes (T = const.) et isentropiques (S = const.), ainsi que le volume massique relatif de la phase liquide du fluide frigorigène. À gauche de ce qu'on appelle la courbe d'ébullition, le fluide est à l'état de condensation totale (liquide saturé). À droite de ce qu'on appelle la courbe de rosée, le fluide est représenté à l'état de vapeur surchauffée et entre ces deux courbes, c'est un mélange gaz-liquide. Ces deux courbes se rejoignent au point critique.

Afin de représenter le système dans un diagramme de Mollier, on détermine le cycle thermodynamique idéalisé décrit plus haut en mesurant les pressions p_1 et p_2 à l'arrière et à l'avant de la vanne de détente ainsi que la température T_1 avant le compresseur et la température T_3 avant la vanne de détente.

Dans l'expérience, les composants du système sont reliés par une conduite en cuivre en un circuit fermé qui est monté sur une planche support. Grâce à leur disposition claire dans le montage expérimental, les différents composants peuvent être associés directement aux phases de transformation subies par le fluide dans le cycle thermodynamique de la pompe à chaleur. L'évaporateur et le condenseur sont conçus avec des tuyaux en cuivre en serpentins et sont immergés chacun dans un bassin d'eau qui sert de réservoir pour déterminer l'énergie thermique absorbée ou libérée. Deux grands manomètres indiquent le niveau de pression du fluide frigorigène dans les deux échangeurs thermiques. Deux thermomètres analogiques permettent de mesurer la température dans les deux bassins d'eau. Des sondes de température à pince adaptée sont utilisées pour relever la température dans les tuyaux en cuivre avant le compresseur et avant la vanne de détente.

Le coefficient de performance théorique du cycle thermodynamique idéalisé peut être calculé à partir des enthalpies spécifiques h_1, h_2 et h_3 lues sur le diagramme de Mollier :

(1) $$\eta_{th} = \frac{\Delta q_2}{\Delta w} = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_1}$$

Une fois qu'on a déterminé les enthalpies h_2 et h_3 du cycle thermodynamique idéalisé ainsi que la quantité de chaleur ΔQ_2 envoyée par intervalle de temps Δt au réservoir d'eau chaude, on peut évaluer le débit massique du fluide.

(2) $$\frac{\Delta m}{\Delta t} = \frac{\Delta Q_2}{\Delta t} \cdot \frac{1}{h_2 - h_3}$$

EVALUATION

T_1 et p_1 déterminent la position du point 1 dans le diagramme de Mollier. Le point d'intersection des isentropes correspondants avec l'horizontale p_2 = const. donne le point 2. Le point d'intersection de l'horizontale avec la courbe d'ébullition détermine le point 3, tandis qu'une perpendiculaire à l'horizontale p_4 = const. détermine le point 4.

La mesure additionnelle de la température T_3 permet une observation plus approfondie et une meilleure compréhension des différentes phases de transformation du fluide qui ont lieu dans la pompe à chaleur : T_3 ne concorde pas avec la température relevée sur l'échelle du manomètre correspondant. Cette échelle de température est basée sur la courbe de pression vapeur du fluide. Par conséquent, cette mesure met en évidence le fait qu'avant d'arriver à la vanne de détente, le fluide frigorigène n'est pas un mélange gaz-liquide, mais qu'il est à l'état complètement liquide.

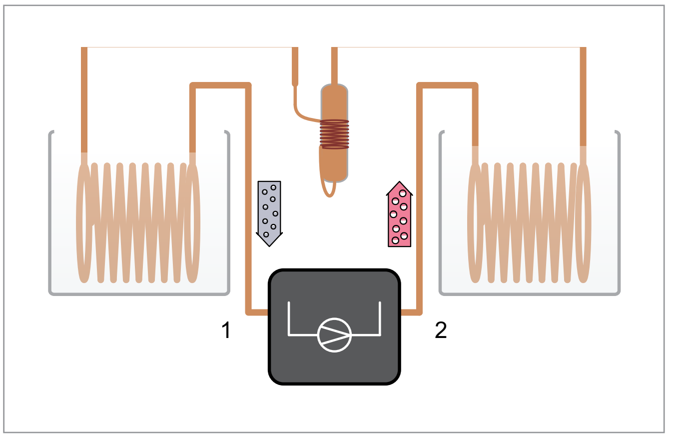


Fig. 1 Représentation schématique de la pompe à chaleur avec un compresseur (1, 2), un condenseur (2, 3), un détendeur (3, 4) et un évaporateur (4, 1)

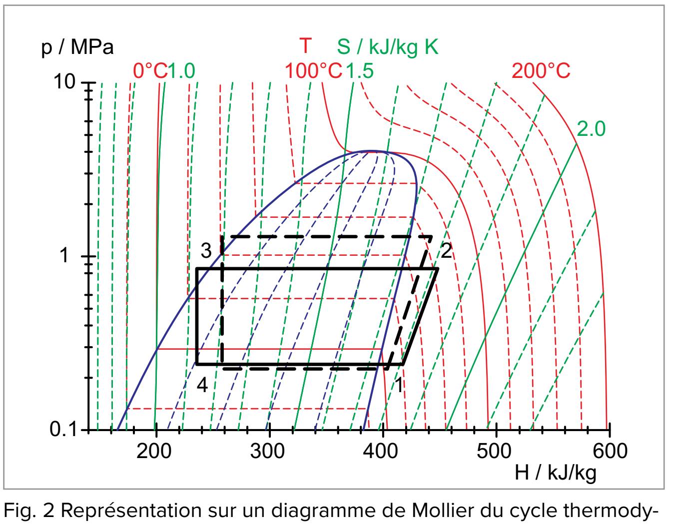
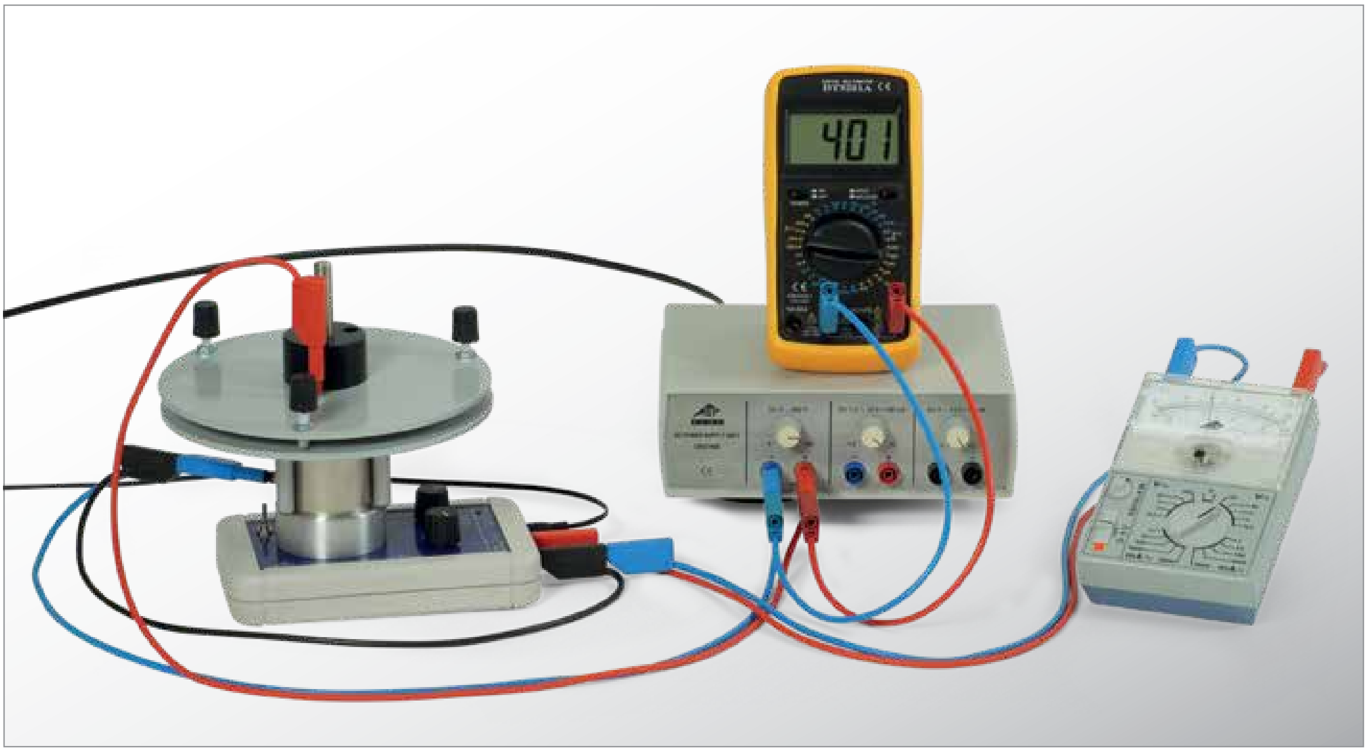


Fig. 2 Représentation sur un diagramme de Mollier du cycle thermodynamique idéalisé de la pompe à chaleur

UE3010700 | CHAMP ELECTRIQUE DANS UN CONDENSATEUR A PLAQUES



EXERCICES

- Mesure du champ électrique dans un condensateur à plaques en fonction de la distance entre les plaques.
- Mesure du champ électrique dans un condensateur à plaques en fonction de la tension appliquée.

OBJECTIF

Mesure du champ électrique dans un condensateur à plaques à l'aide du mesureur de champ électrique

RESUME

Le dispositif de mesure du champ électrique permet de mesurer le champ électrique dans un condensateur à plaques. Un disque à ailettes tournant interrompt le flux électrique sur une plaque électrostatique formant une partie d'une plaque de condensateur. Les impulsions de tension ainsi produites sont amplifiées et redressées en une tension de sortie qui est proportionnelle au champ électrique E agissant sur la plaque électrostatique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Mesureur de champ électrique (230 V, 50/60 Hz)	1021405 ou
	Mesureur de champ électrique (115 V, 50/60 Hz)	1021406
1	Alimentation CC 450 V (230 V, 50/60 Hz)	1008535 ou
	Alimentation CC 450 V (115 V, 50/60 Hz)	1008534
1	Multimètre numérique E	1018832
1	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Le dispositif de mesure du champ électrique permet une mesure directe des champs électriques : un disque à ailettes de forme régulière tourne devant une plaque électrostatique dotée de quatre secteurs en forme d'étoile. Le disque interrompt constamment le flux électrique, provoquant ainsi l'apparition périodique de charges électrostatiques qui se déchargent via une résistance de haute valeur ohmique. Les impulsions de tension ainsi produites sont amplifiées et redressées en une tension de sortie qui est proportionnelle au champ électrique *E* agissant sur la plaque électrostatique.

Dans le cadre de l'expérience, l'intensité du champ électrique

(1) $$E = \frac{U}{d}$$

d'un condensateur à plaques est mesurée à l'aide du dispositif de mesure de champ électrique. Pour ce faire, on fait varier d'une part la tension appliquée *U* et, d'autre part, la distance *d* entre les plaques du condensateur.

EVALUATION

Lors de l'application d'une équation, il convient de tenir compte du fait que la plaque électrostatique est décalée d'environ 1 mm vers le bas par rapport à la plaque de condensateur inférieure. L'équation 1 doit donc être remplacée par l'équation

$$E = \frac{U}{d_{\mathrm{eff}}} = \frac{U}{d + 1\,\mathrm{mm}}$$

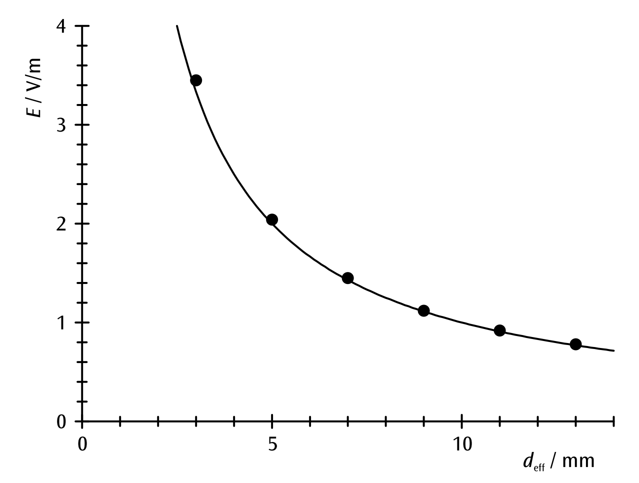


Fig. 1 Champ électrique dans le condensateur à plaques en fonction de la distance effective entre les plaques

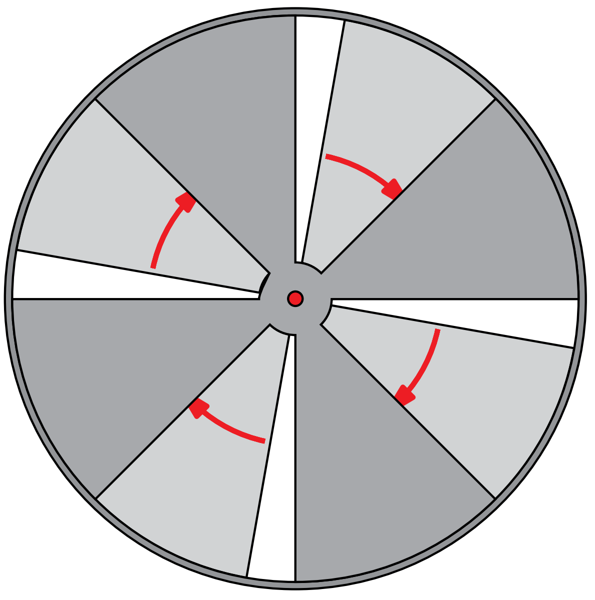


Fig. 2 Disque à ailettes tournant du mesureur de champ électrique

UE3010800
TENSION SUR UN CONDENSATEUR A PLAQUES

EXERCICES

- Mesure statique de la tension sur un condensateur à plaques en fonction de l'écart entre les plaques.
- Validation de la proportionnalité entre la tension et l'écart entre les plaques pour de faibles écarts.

OBJECTIF

Mesure statique de la tension en fonction de l'écart entre les plaques du condensateur

RESUME

Un travail mécanique est nécessaire pour augmenter l'écart entre les plaques d'un condensateur chargées et séparées de tout câble d'alimentation. Ceci peut être démontré en mesurant l'augmentation de la tension entre les plaques à l'aide d'un voltmètre statique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Mesureur de champ électrique (230 V, 50/60 Hz)	1021405 ou
	Mesureur de champ électrique (115 V, 50/60 Hz)	1021406
1	Condensateur à plaques D	1006798
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 2,5 mm²	1002841

GENERALITES

Les plaques chargées d'un condensateur à plaques exercent une force d'attraction les unes sur les autres. Pour accroître la distance entre les plaques d'un condensateur à plaques sous charge électrique et séparé de toute alimentation, il est donc nécessaire d'accomplir un travail mécanique. L'énergie ainsi fournie au condensateur peut être démontrée sous forme d'augmentation de la tension entre les plaques, après s'être assuré qu'aucun courant ne puisse circuler entre les plaques pendant la mesure de la tension.

Pour préciser davantage les relations, on observe le champ électrique homogène *E* entre les plaques du condensateur qui supportent les charges *Q* et –*Q*. On obtient l'équation

(1) $$E = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{Q}{A}$$

A: Surface des plaques,

$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\mathrm{V \cdot s}}{\mathrm{A \cdot m}}$: constante diélectrique du vide

Si, lors d'une modification de l'écart entre les plaques *d*, aucun courant ne peut circuler, la charge électrique *Q* et, par conséquent, le champ électrique *E* demeurent inchangés.

Pour les distances de moindre importance, pour lesquels le champ électrique peut être considéré comme homogène, on a l'équation suivante pour la tension *U* sur le condensateur et le champ électrique *E*

(2) $$U = E \cdot d$$

d: Distance entre les plaques

autrement dit, la tension *U* est proportionnelle à la distance (ou écart) *d*. Cette assertion est vérifiée dans le cadre de l'expérience réalisée avec le dispositif de mesure du champ électrique, en utilisant un voltmètre statique. Il est ainsi garanti qu'aucun courant ne puisse circuler entre les plaques du condensateur via le voltmètre et que l'on conserve la charge électrique *Q* sur les plaques du condensateur.

EVALUATION

L'équation 2 laisse supposer dans le diagramme *U*(*d*) une droite sur le système des coordonnées traversant les points de mesure, dont la pente correspond au champ électrique constant *E*. Les écarts constatés sont dus au fait que l'homogénéité du champ électrique ne peut plus être garanti lorsque la distance entre les plaques augmente.

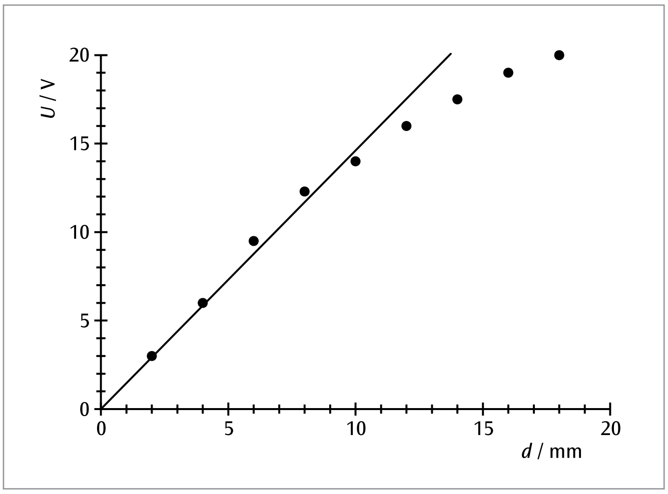


Fig. 1 Tension *U* sur le condensateur à plaques en fonction de la distance entre les plaques *d*

UE3020100 | GOUTTES D’EAU CHARGEES

OBJECTIF

Démontrer le courant électrique généré par le déplacement de gouttes d’eau chargées

RESUME

Un courant électrique est généré par des charges transportées pendant un intervalle de temps. Il est aisé d’illustrer un flux électrique en le comparant à des gouttes d’eau chargées. Pour la mesure, on utilise une burette et une coupe de Faraday branchée à un électromètre. La charge accumulée pendant un certain temps dans une coupe de Faraday est mesurée à l’aide de la tension électrique qui chute au niveau d’un condensateur. On s’en sert pour déterminer la charge par goutte et le courant.

EXERCICES

- Mesurer la charge qui est transportée pendant un temps défini dans une coupe de Faraday par des gouttes d’eau chargées s’écoulant d’une burette.
- Déterminer le courant électrique généré par le déplacement des gouttes d’eau chargées.
- Déterminer la charge par goutte.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Électromètre (230 V, 50/60 Hz)	1001025 ou
1	Électromètre (115 V, 50/60 Hz)	1001024
1	Accessoires pour électromètre	1006813
1	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Burette, 10 ml	1018065
1	Fil de Constantan 0,2 mm/ 100 m	1000955
1	Alimentation CC 450 V (230 V, 50/60 Hz)	1008535 ou
1	Alimentation CC 450 V (115 V, 50/60 Hz)	1008534
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Chronomètre numérique	1002811
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Tige statif, 1000 mm	1002936
2	Noix universelle	1002830
1	Pince universelle	1002833
1	Jeu de 10 pinces crocodile 4 mm, nue	1019219
1	Jeu de 3 cordons de sécurité pour l'appareil de chute libre	1002848
2	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718
1	Ballon à pipette standard	1013392
1	Jeu de 10 béchers, forme basse	1002872
En plus recommandé :		
1	WiLab*	1022284
1	Capteur de tension 10 V, différentiel	1022539
1	Câble spécial capteur	1021514
1	Licence Coach 7	

* Alternative : 1 VinciLab 1021477

GENERALITES

Un courant électrique est généré par une quantité de charges qui sont transportées pendant un intervalle de temps. Il est aisé d'illustrer un flux électrique en le comparant à des gouttes d'eau chargées.

Dans l'expérience, un nombre *N* de gouttes d'eau chargées s'égoutte d'une burette à un rythme constant d'environ une goutte par seconde dans une coupe de Faraday branchée à un électromètre doté d'un condensateur. Le condensateur est chargé par la charge *Q* accumulée dans la coupe de Faraday et la tension électrique chutant au niveau du condensateur est observée et mesurée à l'aide d'un multimètre analogique pendant un temps *t* défini. L'entrée à haute impédance de l'amplificateur opérationnel dans l'électromètre garantit que le condensateur ne se décharge pas.

L'observation du multimètre analogique montre qu'à chaque goutte chargée recueillie dans la coupe de Faraday, la tension au niveau du condensateur augmente du même montant, c'est-à-dire que chaque goutte d'eau porte toujours la même charge.

(1) $$q = \frac{Q}{N}$$

Le courant transporté est

(2) $$I = \frac{Q}{t}$$

En option, la tension au niveau du condensateur peut être enregistrée à l'aide d'une interface et d'un capteur de tension en fonction du temps *t* et affichée sous la forme d'un diagramme.

EVALUATION

On détermine la charge *Q* accumulée dans la coupe de Faraday en lisant la tension *U* et en calculant *Q* :

$Q = C \cdot U$ avec C = 1 nF : capacité du condensateur

A l'aide d'une interface, le parcours temporel *Q(t)* peut être mesuré. Il est en marches d'escalier et les différentes marches représentent la charge *q* qui s'ajoute à chaque goutte à chaque intervalle de temps Δt. La constance dans la hauteur de marche indique que chaque goutte d'eau porte à peu près la même charge.

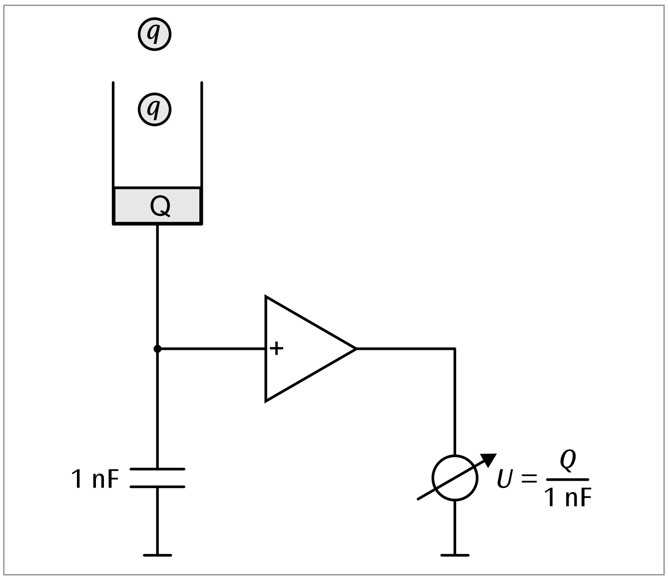


Fig. 1 Représentation schématique expliquant le principe de mesure

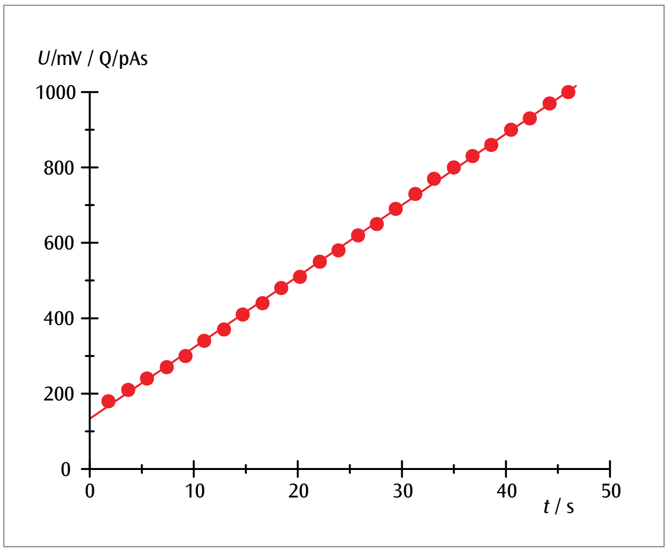


Fig. 2 Charge accumulée *Q* comme fonction du temps *t*

UE3020200 | CONDUCTIVITE ELECTRIQUE

EXERCICES

- Mesure de la chute de tension *U* en fonction de la distance *d* entre les points de contact pour un courant d'intensité *I* fixe.
- Mesure de la chute de tension *U* en fonction de l'intensité de courant *I* pour une distance *d* fixe entre les points de contact.
- Calcul de la conductivité électrique du cuivre et de l'aluminium et comparaison avec les valeurs définies dans la littérature.

OBJECTIF

Déterminer la conductivité électrique du cuivre et de l'aluminium.

RESUME

La conductivité électrique d'un matériau dépend fortement de ses caractéristiques physiques. Elle se définit comme facteur de proportionnalité entre l'intensité du courant et le champ électrique dans le matériau étudié. Dans l'expérience, elle est déterminée par la méthode de la mesure quatre fils qui permet de réaliser une série de relevés du courant et de la tension sur des barres en métal de section et de longueur connues.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Barre conductrice de chaleur (Al)	1017331
1	Barre conductrice de chaleur (Cu)	1017330
1	Alimentation CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 ou
1	Alimentation DC 1 – 30 V, 0 – 20A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
1	Amplificateur de mesure U (115 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
1	Amplificateur de mesure U (230 V, 50/60 Hz)	1020744
2	Multimètre numérique E	1018832
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 2,5 mm^2	1002841

GENERALITES

La conductivité électrique d'un matériau dépend fortement de ses caractéristiques physiques. Elle se définit comme facteur de proportionnalité entre l'intensité du courant et le champ électrique dans le matériau étudié. Dans l'expérience, elle est déterminée par la méthode de la mesure quatre fils qui permet de réaliser une série de relevés du courant et de la tension sur des barres en métal de section et de longueur connues.

De la relation

(1) $$j = \sigma \cdot E$$

j : intensité du courant, E : champ électrique,
Dans le cas d'un conducteur métallique de section A et de longueur d, on en déduit entre le courant I traversant le conducteur et la tension U diminuant le long du trajet d la relation suivante :

(2) $$I = j \cdot A = A \cdot \sigma \cdot \frac{U}{d}$$

Cette relation est utilisée pour l'expérience sur la conductivité de barres en métal par la méthode de mesure quatre fils. Pour cela, on applique un courant d'intensité I via deux branchements et on mesure la chute de tension U qui en résulte entre deux points de contact séparés par un intervalle d. Étant donnée la valeur de la section A connue, on peut calculer σ.
L'expérience décrite ici utilise les mêmes barres métalliques que celles utilisées dans l'expérience UE2020100 sur la conductivité thermique. La baisse de tension est mesurée entre deux points de mesure au moyen de pointes de sondes qui peuvent également être utilisés pour relever la température le long des barres.

REMARQUE

En comparant les valeurs mesurées avec celles obtenues au cours de l'expérience UE2020100 sur la conductivité thermique, il est possible de confirmer la loi de Wiedemann-Franz. Cette loi décrit la relation proportionnelle entre la conductivité thermique et la conductivité électrique de métaux possédant un facteur de proportionnalité universel qui dépend de la température.

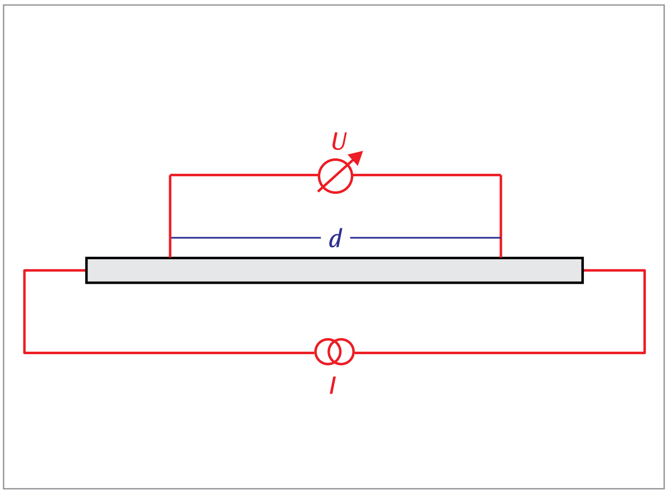


Fig. 3 Représentation schématique de la mesure 4 fils

EVALUATION

Les valeurs mesurées pour un courant d'intensité I fixe sont représentées dans un diagramme U-d. Les tensions de contact entre la pointe de mesure et la barre de métal peuvent éventuellement entraîner un décalage des droites par rapport à l'origine. La pente des droites obtenues est donnée par l'équation (2) :

$$\alpha = \frac{I}{A \cdot \sigma}$$

I et A étant connus, on peut calculer la conductivité :

$$\sigma = \frac{I}{A \cdot \alpha}$$

Dans les diagrammes U-I, la pente est donnée par

$$\beta = \frac{d}{A \cdot \sigma}$$

Par conséquent :

$$\sigma = \frac{d}{A \cdot \beta}$$

En comparant les résultats avec les valeurs définies dans la littérature pour le cuivre et l'aluminium purs, on constate que les barres métalliques utilisées ne sont pas constituées de métaux purs, mais d'alliages de cuivre ou d'aluminium.

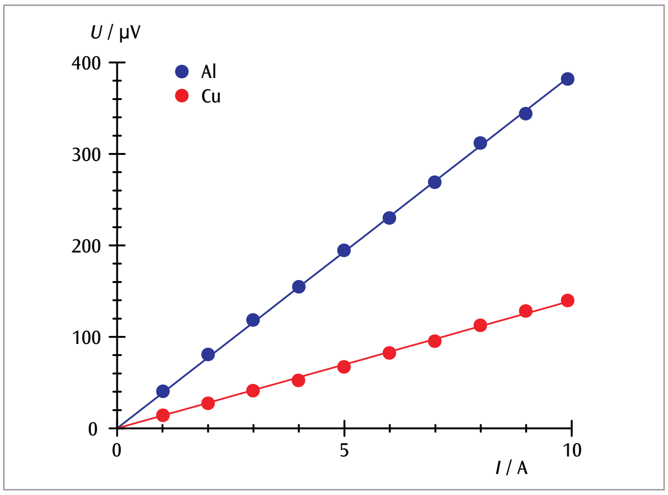


Fig. 1 Diagramme U-I pour le cuivre et l'aluminium

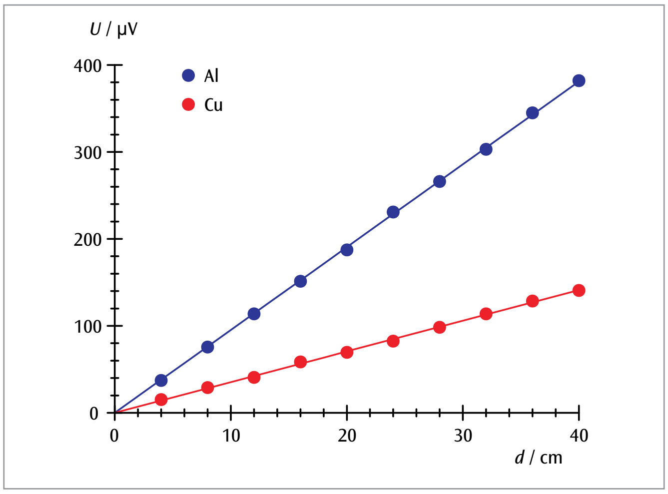
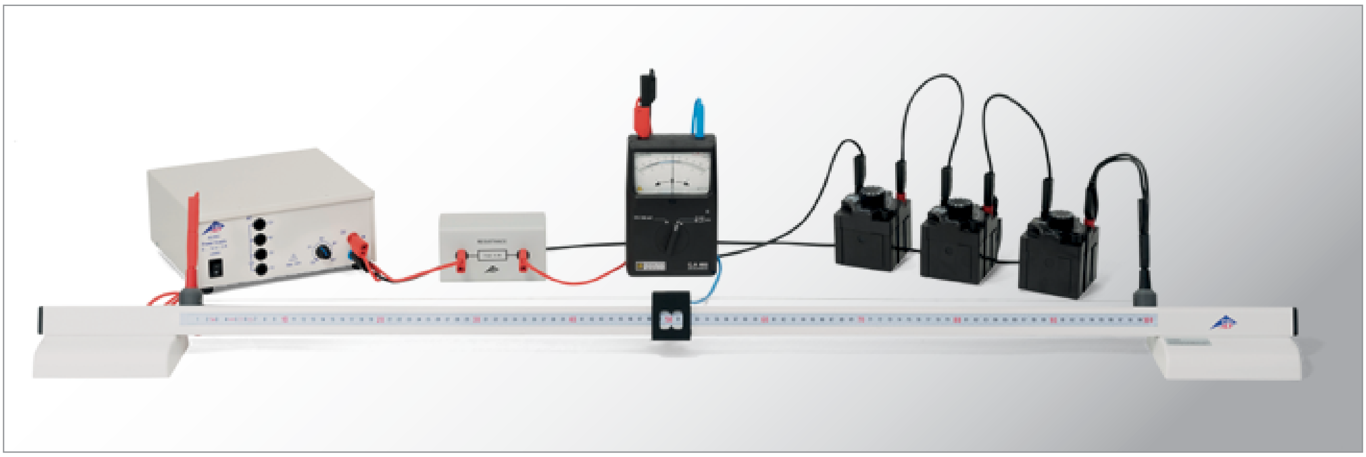


Fig. 2 Diagramme U-d pour le cuivre et l'aluminium

UE3020300 | PONT DE MESURE DE WHEATSTONE



EXERCICES

- Détermination des résistances ohmiques dans un pont de mesure de Wheatstone.
- Évaluation de la précision de mesure.

OBJECTIF

Détermination des résistances ohmiques

RESUME

Les résistances ohmiques sont déterminées dans un circuit parallèle de deux diviseurs de tension connectés à la même source de tension continue. Le premier est constitué de la résistance à mesurer et d'une résistance de référence, le second d'un fil de résistance d'un mètre de long divisé en deux parties par un curseur. Leur rapport est modifié jusqu'à ce que le courant transversal I passant entre les deux diviseurs de tension soit compensé à zéro.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pont de Wheatstone	1009885
1	Alimentation CA/CC 0–12V, 3A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 ou
	Alimentation CA/CC 0–12V, 3A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
1	Galvanomètre à zéro central CA 403	1002726
1	Décade de résistance 100 Ω	1002732
1	Décade de résistance 1 kΩ	1002733
1	Décade de résistance 10 kΩ	1002734
1	Résistance de précision 100 Ω	1009886
1	Résistance de précision 1 kΩ	1009887
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Traditionnellement, on détermine les résistances ohmiques dans un pont de mesure de compensation nommé d'après *Charles Wheatstone* en les comparant avec une résistance de référence. On réalise pour cela un circuit parallèle de deux diviseurs de tension connectés à la même source de tension continue. Le premier diviseur de tension est constitué de la résistance à mesurer R_x et de la résistance de référence R_{ref}, le second des résistances R_1 et R_2, dont la somme reste inchangée pendant la compensation (voir fig. 1).

Le rapport entre les résistances R_1 et R_2 et – si nécessaire – la résistance de référence R_{ref} est modifié jusqu'à ce que le courant transversal I soit compensé à zéro. C'est très précisément le cas lorsque le rapport de résistance des deux diviseurs de tension est identique. Cette condition permet de déduire la résistance inconnue R_x :

(1) $$R_x = R_{ref} \cdot \frac{R_1}{R_2}$$

La précision du résultat dépend de la précision de la résistance de référence R_{ref} et du rapport de résistance R_1/R_2 et de la sensibilité du galvanomètre à zéro.

Dans l'expérience, le second diviseur de tension est formé par un fil de résistance d'un mètre de long divisé par un curseur en deux parties de longueurs s_1 et s_2. Comme la somme $R_1 + R_2$ est constante, la résistance de référence doit être choisie de manière à ce que les deux parties présentent environ la même longueur et ainsi la même résistance.

EVALUATION

Comme les deux résistances R_1 et R_2 sont représentées par les deux parties du fil de résistance, l'équation (1) est modifiée :

$$R_x = R_{ref} \cdot \frac{s_1}{s_2} = R_{ref} \cdot \frac{s_1}{1\,\mathrm{m} - s_1}$$

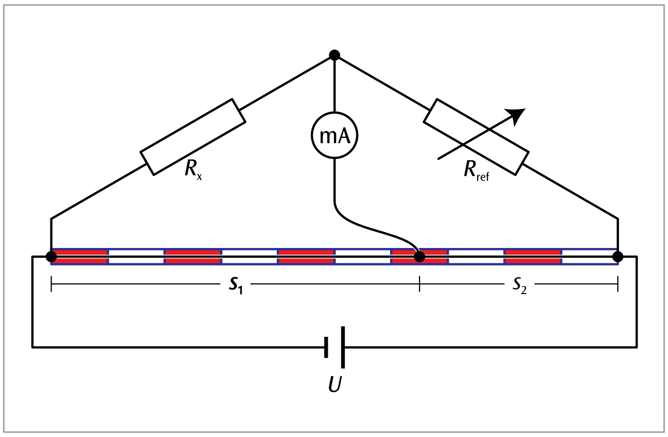
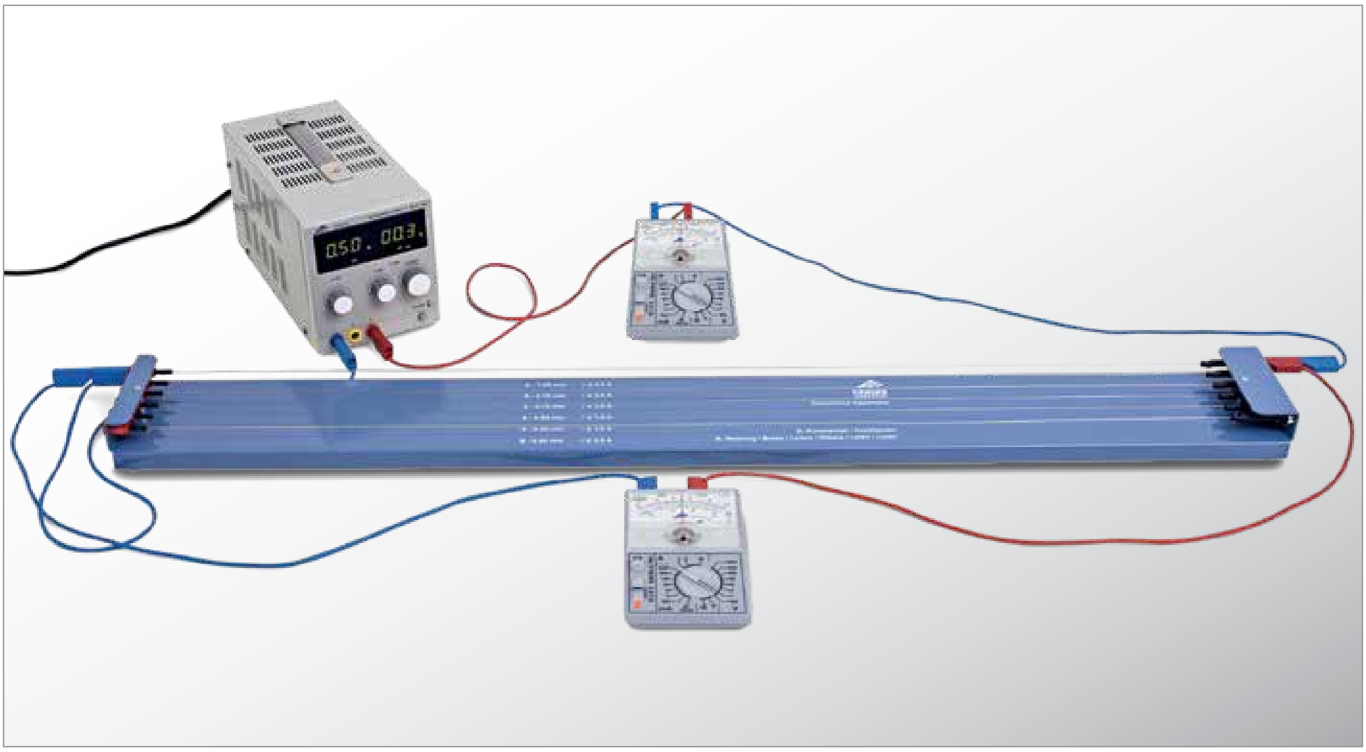


Fig. 1 Représentation schématique du pont de Wheatstone

UE3020320 | LOI D’OHM



EXERCICES

- Confirmation de la loi d’Ohm pour un fil en constantan et un fil en laiton.
- Confirmation de la loi d’Ohm pour des fils en constantan de différentes longueurs.
- Confirmation de la loi d’Ohm pour des fils en constantan de différentes épaisseurs.

OBJECTIF

Confirmation de la loi d’Ohm

RESUME

Un courant *I* traversant un conducteur électrique simple est proportionnel à la tension *U* appliquée. La constante de proportionnalité, la résistance ohmique *R*, dépend de la longueur *x* du conducteur, de sa section transversale *A* et du type de matériau. Ce rapport est vérifié sur des fils en constantan et des fils en laiton.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil de résistance	1009949
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

***Georg Simon Ohm* a démontré le premier, en 1825, que le courant qui traverse des conducteurs électriques simples est proportionnel à la tension appliquée.**

Il en résulte donc la loi d'Ohm

(1) $$U = R \cdot I$$

avec la constante de proportionnalité *R*, soit la résistance du conducteur. Pour un fil métallique de longueur *x* et de section transversale *A*, la résistance *R* s'obtient par

(2) $$R = \rho \cdot \frac{x}{A}$$

ρ étant ici la résistance spécifique qui dépend du matériau du fil. Pour valider ces rapports fondamentaux, l'expérience réalisée va analyser la proportionnalité entre le courant et la tension pour des fils métalliques d'épaisseur et de longueur différentes et de matériaux divers. La résistance spécifique va de plus être déterminée et comparée avec les valeurs fournies par la littérature spécialisée.

EVALUATION

On calcule la section transversale *A* à partir de l'épaisseur *d* du fil :

$$A = \frac{\pi}{4} \cdot d^2$$

Les valeurs de mesures sont représentées dans trois diagrammes tension/courant (*U-I*), dans lesquels varie respectivement l'une des trois grandeurs ρ, *x* et *d* servant de paramètres.

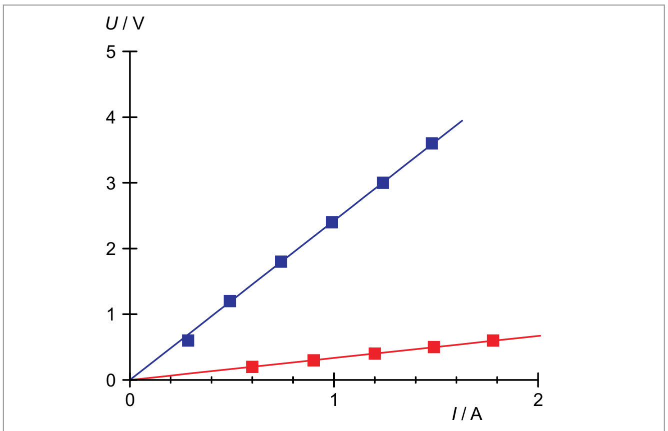


Fig. 1 Diagramme tension/courant (*U-I*) pour un fil en constantan (bleu) et un fil en laiton (rouge)

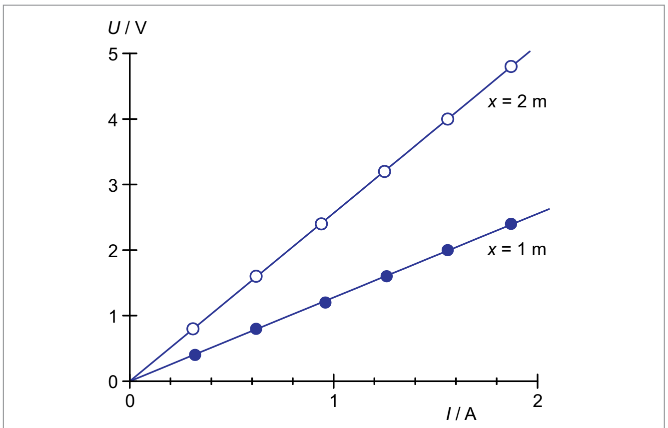


Fig. 2 Diagramme tension/courant (*U-I*) pour des fils en constantan de différentes longueurs

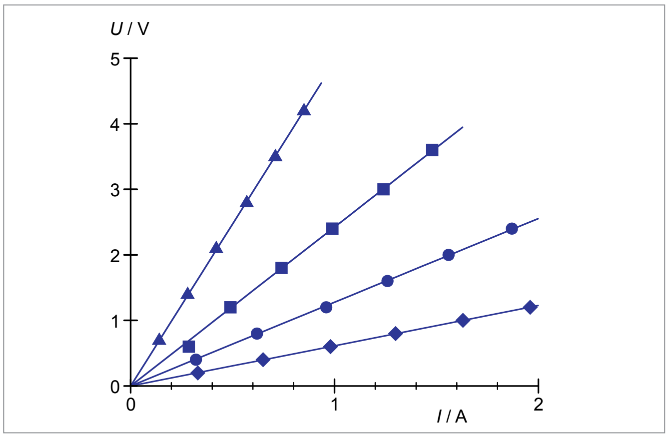


Fig. 3 Diagramme tension/courant (*U-I*) pour des fils en constantan de différentes épaisseurs

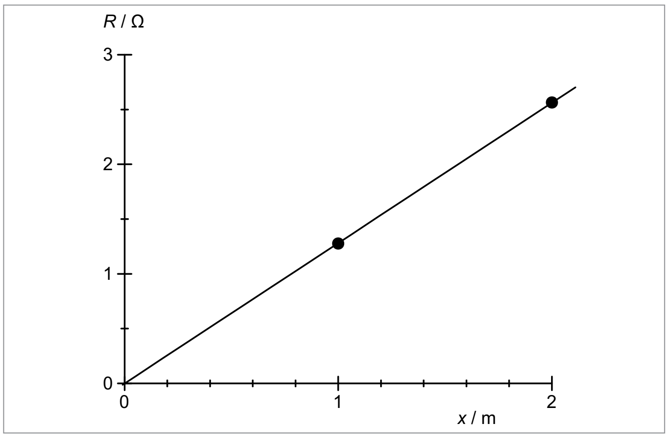


Fig. 4 Résistance *R* en fonction de la longueur

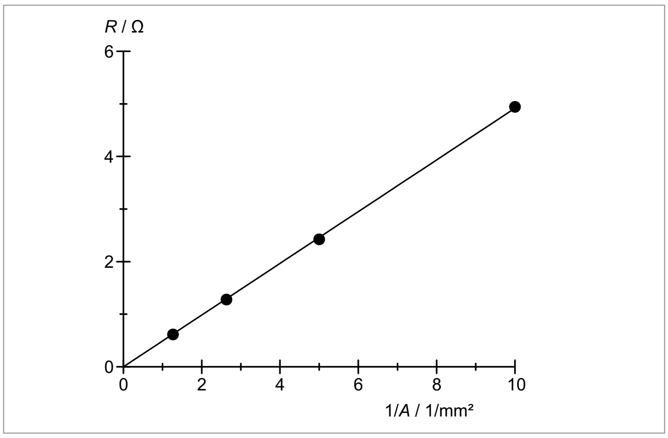
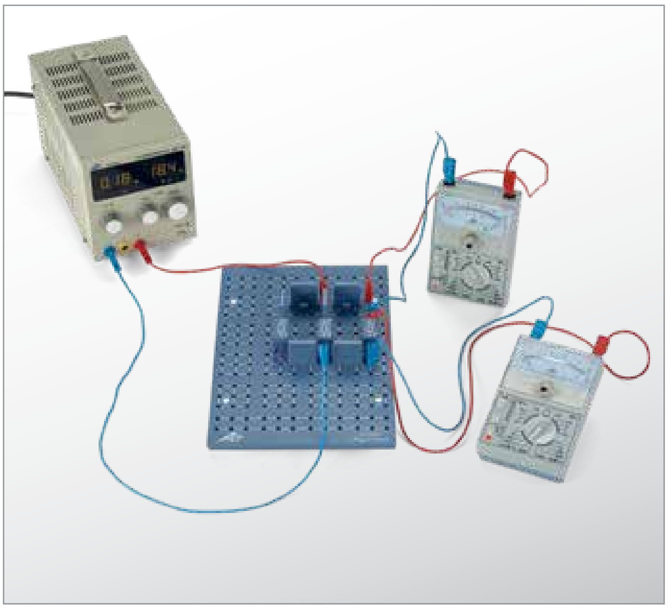
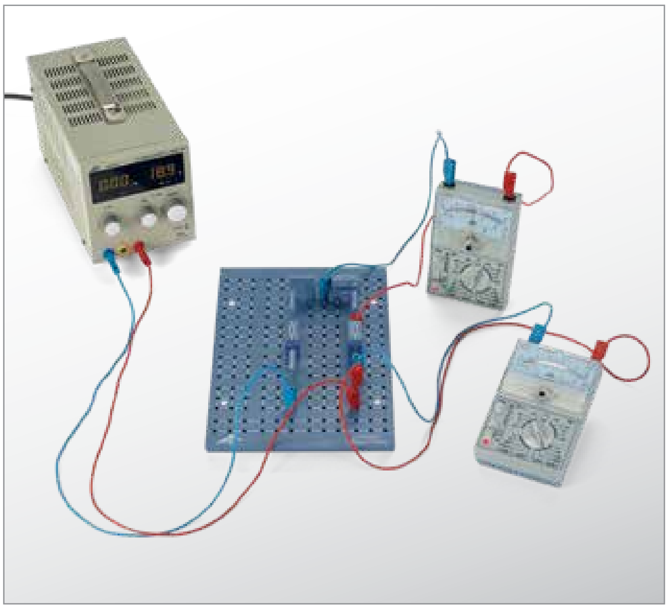


Fig. 5 Résistance *R* en fonction de l'inverse de la section transversale *A*

UE3020330 | LOIS DE KIRCHHOFF





› EXERCICES

- Confirmation des lois de Kirchhoff sur des résistances couplées en série.
- Détermination de la résistance totale du montage en série.
- Confirmation des lois de Kirchhoff sur des résistances couplées en parallèle.
- Détermination de la résistance totale du montage en parallèle.

OBJECTIF

Mesures de tension et de courant sur des circuits de résistances montés en série et en parallèle

RESUME

Les lois de Kirchhoff jouent un rôle fondamental dans le calcul des courants et tensions partiels de circuits électriques à ramifications. Cette expérience a pour objectif de démontrer les lois de Kirchhoff par le biais de la mesure de courants et de tensions partiels dans des résistances couplées en série et en parallèle.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Résistance 220 Ω, 2 W, P2W19	1012912
1	Résistance 330 Ω, 2 W, P2W19	1012913
1	Résistance 470 Ω, 2 W, P2W19	1012914
1	Résistance 1 kΩ, 2 W, P2W19	1012916
1	Résistance 6,8 kΩ, 2 W, P2W19	1012921
1	Résistance 10 kΩ, 0, 5 W, P2W19	1012922
1	Résistance 100 kΩ, 0, 5 W, P2W19	1012928
1	Jeu de 10 connecteurs de shuntage, P2W19	1012985
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm^2	1002840

GENERALITES

***Gustav Robert Kirchhoff* a formulé en 1845 les lois qui décrivent le rapport entre les courants et les tensions dans les circuits électriques composés de plusieurs circuits partiels. Sa loi des noeuds stipule qu'à chaque noeud de ramification d'un circuit électrique, la somme des intensités des courants qui entrent par un noeud est égale à la somme des intensités des courants qui en sortent. La loi des mailles stipule que dans chaque circuit partiel fermé – c.-à-d. dans chaque maille d'un réseau – la somme des tensions partielles appliquées aux conducteurs est égale à la tension totale de la source de tension. On définit un sens de rotation pour les mailles. Les courants qui circulent dans le sens de rotation et les tensions qui engendrent des courants ayant le même sens, sont considérés comme positifs. Dans le cas contraire, ils sont considérés comme négatifs. Ces lois peuvent par exemple s'appliquer à des circuits de résistances montées en série ou à des montages en parallèle.**

Pour un montage en parallèle de *n* résistances l'intensité de courant est identique à chaque point du circuit électrique. Selon la loi des mailles, la somme des tensions partielles appliquées aux résistances est identique à la tension de la source de courant mise sur circuit.

(1) $$U = U_1 + \ldots + U_n$$

Il en résulte pour la résistance totale$_{ser}$:

(2) $$R_{ser} = \frac{U}{I} = \frac{U_1 + \ldots + U_n}{I} = R_1 + \ldots + R_n$$

Dans un montage en parallèle de résistances, des noeuds de courants électriques sont générés. Des mesures réalisées aux noeuds permettent de déduire que la somme des intensités des courants entrant est identique à la somme des intensités des courants sortant. La tension appliquée à chaque noeud est identique. La loi des noeuds permet de calculer des courants inconnus à un noeud donné. La somme des courants partiels circulant à travers chacune des résistances est égale au courant total et il en résulte :

(3) $$I = I_1 + \ldots. + I_n$$

Pour la résistance totale $_{par}$, on a donc :

(4) $$\frac{1}{R_{par}} = \frac{I}{U} = \frac{I_1 + \ldots + I_n}{U} = \frac{1}{R_1} + \ldots + \frac{1}{R_n}$$

L'expérience donne lieu à l'étude d'un montage en série et d'un montage en parallèle de trois résistances. La confirmation des lois de Kirchhoff s'effectue par le biais de la mesure du courant total et des courants partiels ainsi que de la tension totale et des tensions partielles.

EVALUATION

La résistance totale *R* est calculée à partir des valeurs mesurées sur le montage en série et sur le montage en parallèle, puis comparée avec la valeur théorique de l'équation (2) et (4).

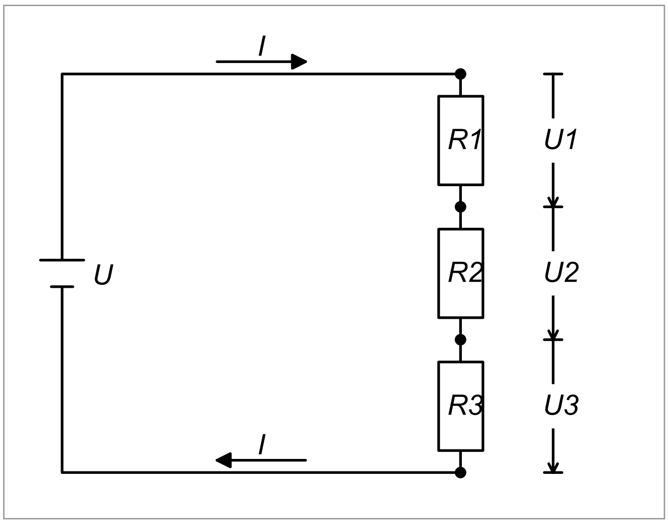


Fig. 1 Représentation schématique des lois de Kirchhoff pour un montage de résistances en série

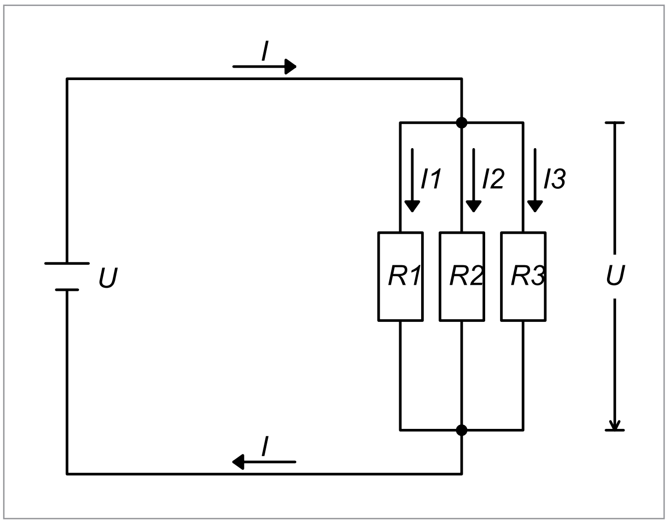
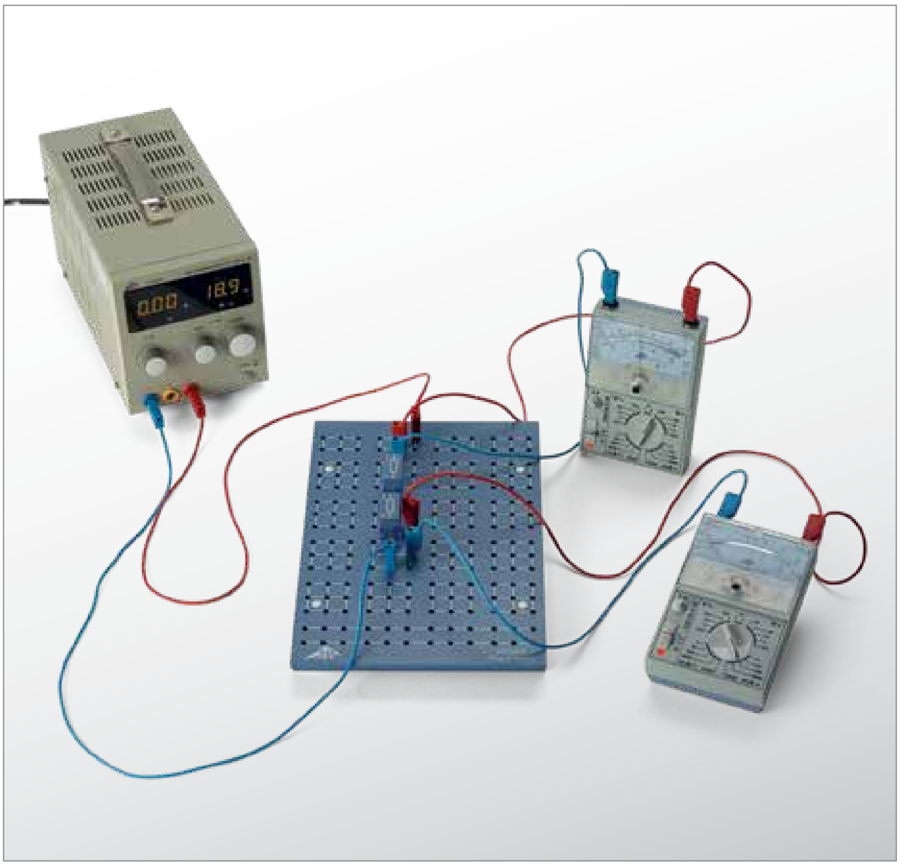


Fig. 2 Schéma des connexions d'un montage de résistances en parallèle

UE3020340 | PONT DIVISEUR DE TENSION



OBJECTIF

Mesures de tension et de courant d'un pont diviseur de tension chargé et non chargé

RESUME

Un diviseur de tension est composé dans le plus simple des cas de deux résistances connectées en série qui divisent la tension principale en deux tensions partielles. On dit qu'un pont diviseur de tension est chargé lorsqu'on est en présence d'une résistance supplémentaire en dérivation sur l'une des deux résistances, qui représente la charge fixe. Comme pour tous les montages en série et en parallèle, les valeurs du courant partiel et de la tension partielle en sortie sont calculées d'après les lois de Kirchhoff. Dans le cas d'un pont diviseur de tension non chargé (à vide), la tension partielle est fonction de la valeur de la résistance et varie entre zéro et la tension principale. Une différence notable existe dans le cas d'un pont diviseur chargé comportant de très petites résistances de charge : dans ce cas, la tension partielle aura des valeurs très faibles, indépendamment de la valeur de la résistance de charge.

EXERCICES

- Mesures de tension et de courant aux bornes d'un pont diviseur de tension à vide en fonction de la résistance partielle R_2.
- Mesures de tension et de courant aux bornes d'un pont diviseur de tension à vide avec une résistance totale constante $R_1 + R_2$.
- Mesures de tension et de courant aux bornes d'un pont diviseur de tension chargé en fonction de la résistance de charge R_L.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Résistance 47 Ω, 2 W, P2W19	1012908
2	Résistance 100 Ω, 2 W, P2W19	1012910
1	Résistance 150 Ω, 2 W, P2W19	1012911
1	Résistance 470 Ω, 2 W, P2W19	1012914
1	Potentiomètre 220 Ω, 3 W, P4W50	1012934
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840

GENERALITES

Un pont diviseur de tension est composé dans le plus simple des cas de deux résistances connectées en série qui divisent la tension principale en deux tensions partielles. On dit qu'un pont diviseur de tension est chargé lorsqu'on est en présence d'une résistance en parralèle sur l'une des deux composant le pont diviseur, qui représente la charge fixe. Comme pour tous les montages en série et en parallèle, les courants partiels et les tensions partielles sont calculés à l'aide des lois de Kirchhoff.

Dans le cas d'un diviseur de tension à vide, la tension principale se calcule ainsi (voir Fig. 1)

(1) $$R = R_1 + R_2$$

Les deux résistances sont traversées par le même courant

(2) $$I = \frac{U}{R_1 + R_2}$$

U : Tension principale

Par conséquent, la tension partielle aux bornes de la résistance R_2 diminue :

(3) $$U_2 = I \cdot R_2 = U \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

Dans le cas d'un pont diviseur de tension chargé, il faut également prendre en compte la résistance de charge R_C (voir Fig. 2) et, dans les équations ci-dessus, remplacer la résistance R_2 par

(4) $$R_P = \frac{R_2 \cdot R_L}{R_2 + R_L}$$

Pour la tension U_2 aux bornes de la résistance R_2, on a alors :

(5) $$U_2 = I \cdot R_P = U \cdot \frac{R_P}{R_1 + R_P}$$

Dans l'expérience, le diviseur de tension non chargé est réalisé au moyen de deux résistances discrètes R_1 et R_2, et on utilise des valeurs différentes pour R_2. Une autre solution consiste à utiliser un potentiomètre, où la résistance totale $R_1 + R_2$ est obligatoirement constante et où la valeur de la résistance partielle R_2 est déterminée par la position du curseur. La source de tension fournit une tension constante U qui reste la même tout au long de l'expérience. On mesure le courant partiel et la tension partielle à chaque section du circuit.

EVALUATION

Dans le cas d'un pont diviseur de tension à vide, la tension partielle U_2 est égale à la tension principale U lorsque R_2 est nettement plus grande que R_1, et elle tend vers zéro quand la résistance R_2 est très petite.

Dans un pont diviseur de tension chargé qui met en jeu des charges élevées, la résistance de la section parallèle du circuit $R_P = R_2$ et la tension partielle U_2 se déduit de (3) : Il existe une différence notable d'avec le diviseur de tension non chargé comportant de très petites résistances de charge : on a alors $R_P = R_L$, car le courant traverse principalement la résistance de charge, et la tension partielle U_2 atteint des valeurs très petites indépendamment de R_2.

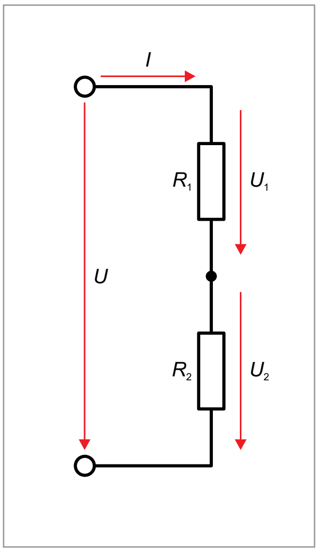


Fig. 1 Montage électrique d'un pont diviseur de tension à vide

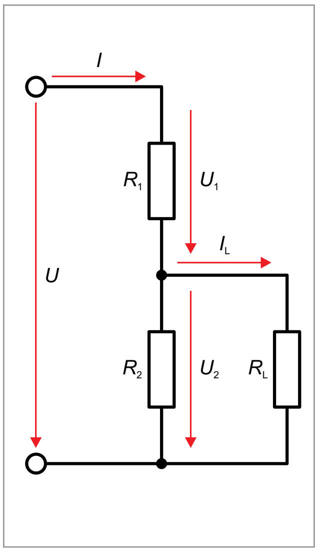


Fig. 2 Montage électrique d'un pont diviseur de tension chargé

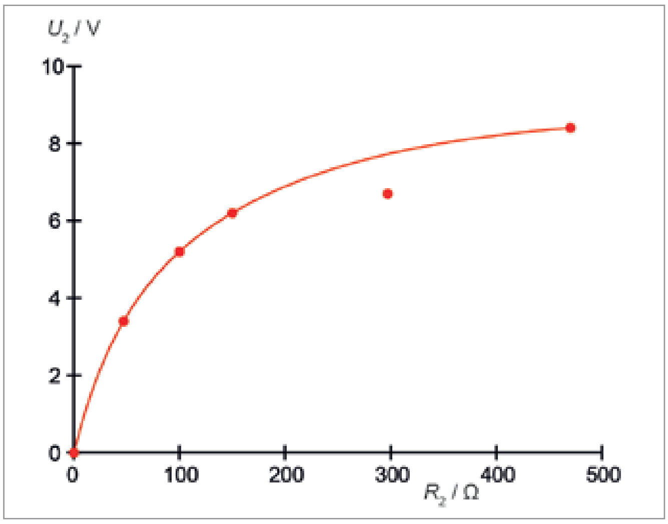


Fig. 3 Dans un pont diviseur de tension non chargé, la tension partielle U_2 est fonction de la valeur ohmique de la résistance partielle R_2

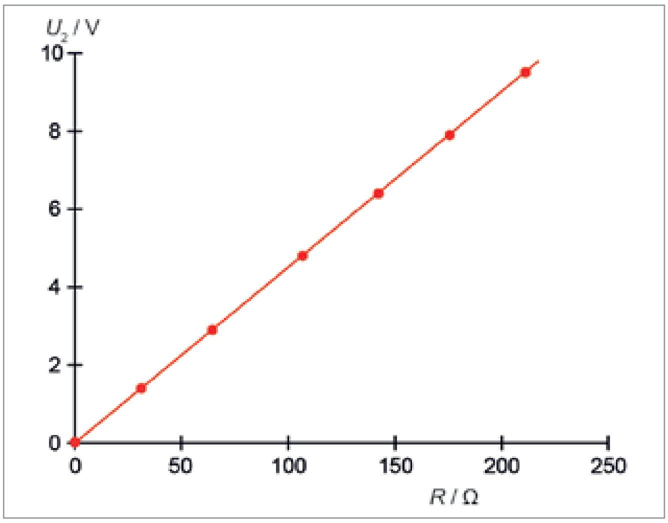


Fig. 4 Dans un pont diviseur de tension non chargé alimenté par une tension principale constante $R_1 + R_2$, la tension partielle U_2 est fonction de la valeur de R_2

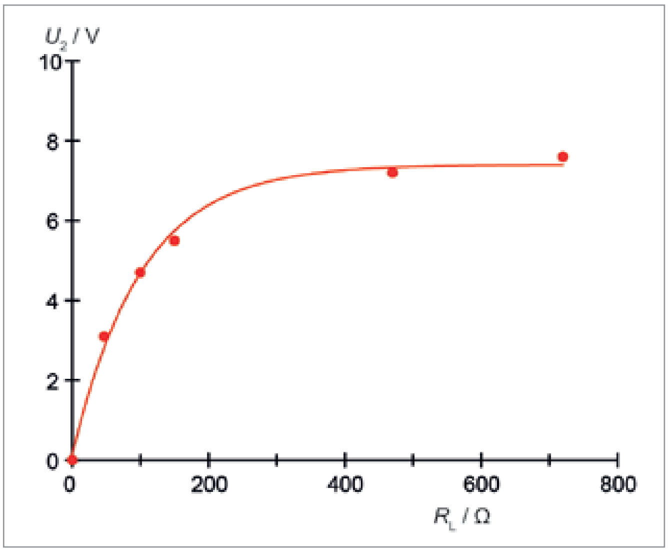


Fig. 5 Dans un pont diviseur de tension chargé, la tension de sortie U_2 est fonction de la valeur ohmique de la résistance de charge R_L

UE3020700 | ELECTROLYSE

EXERCICES

- Production d'hydrogène par électrolyse et mesure du volume d'hydrogène V.
- Mesure du travail électrique requis W à tension fixe U_0.
- Calcul de la constante $\boldsymbol{F}$ de Faraday.

OBJECTIF

Détermination de la constante de Faraday

RESUME

Pour déterminer la constante de Faraday, une certaine quantité d'hydrogène et d'oxygène est produite par électrolyse de l'eau. Ce faisant, on mesure la charge transportée.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Voltamètre de Hofmann	1002899
1	Multimètre numérique P3415	1008631
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840
Environnement nécessaire :		
	Acide sulfurique, 1 mol/l	

GENERALITES

On désigne par électrolyse la décomposition d'une substance chimique sous l'effet du courant électrique. Le phénomène de conductibilité électrique est donc lié au dépôt d'une substance, la charge transportée *Q* et la quantité de matière déposée *n* étant proportionnelles l'une par rapport à l'autre. La constante de proportionalité est désignée comme constante de Faraday *F* et constitue une constante naturelle universelle.

Plus exactement, en ce qui concerne la proportionalité entre la charge *Q* et le nombre de moles *n* de la quantité de matière déposée, il convient de tenir également compte de la valence *z* des ions déposés. On a l'équation

(1) $$Q = F \cdot n \cdot z$$

La constante de Faraday peut donc être calculée, pour une valence connue, en mesurant la charge *Q* et le nombre de moles *n* d'une réaction électrolytique.

Dans le cadre de l'expérience, une quantité donnée d'hydrogène et d'oxygène est produite par électrolyse de l'eau. Pour déterminer la charge transportée *Q*, on mesure le travail électrique

(2) $$W = Q \cdot U_0$$

nécessaire pour l'électrolyse, à tension constante U_0.

Le nombre de moles n_H des ions d'hydrogène déposés est calculé à partir du volume d'hydrogène recueilli V_{H2} à la température ambiante *T* et à la pression externe *p*. Ce faisant, il faut toutefois tenir compte du fait que l'hydrogène est recueilli sous forme moléculaire et que, pour chaque molécule d'hydrogène captée, deux ions d'hydrogène sont déposés. De l'équation caractéristique du gaz parfait, on peut donc déduire :

(3) $$n_H = 2 \cdot \frac{p \cdot V_{H2}}{R \cdot T}$$

$R = 8.314 \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{mol \cdot K}}$: Constante universelle des gaz

EVALUATION

Pour la valence des ions d'hydrogène, on a $z_H = 1$. A partir des équations (1), (2) et (3), on obtient ainsi l'équation conditionnelle

$$F = \frac{W}{U_0} \cdot \frac{R \cdot T}{2 \cdot p \cdot V_{H2} \cdot n_H} = \frac{W}{U_0} \cdot \frac{R \cdot T}{2 \cdot p \cdot V_{H2}}$$

A titre de comparaison, il est également possible de déterminer le volume V_{O2} de l'oxygène recueilli. Il correspond seulement à la moitié du volume d'hydrogène, étant donné que deux ions d'hydrogène et un ion d'oxygène sont déposés par molécule d'eau. La valence des ions d'oxygène est néanmoins de $z_O = 2$.

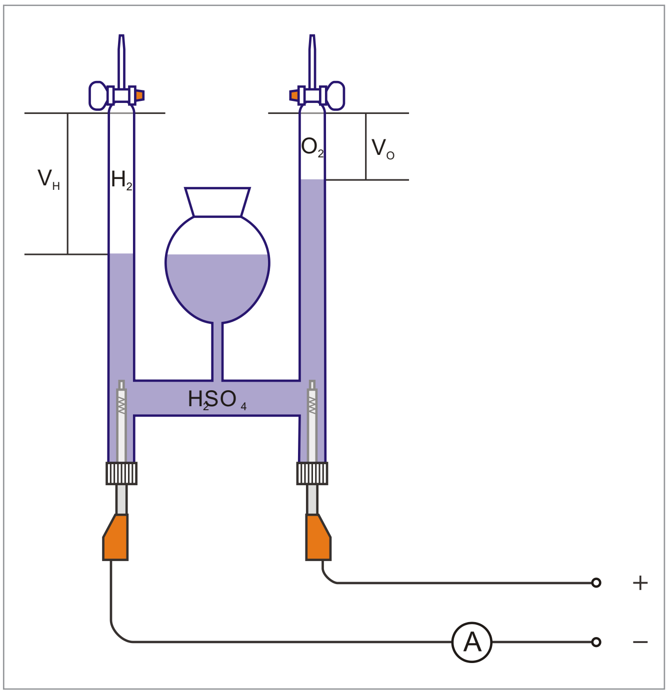


Fig. 1 Représentation schématique

UE3030300 | FORCE DE LORENTZ

› EXERCICES

- Détermination du sens de la force de Lorentz.
- Détermination de la force en fonction du courant électrique.
- Détermination de la force en fonction de la longueur efficace du conducteur.
- Détermination de la force en fonction de la distance entre les épanouissements polaires de l'aimant permanent.

OBJECTIF

Mesure de la force exercée sur un conducteur électriquement chargé dans un champ magnétique

RESUME

La force de Lorentz est mesurée sur une barre de cuivre conductrice suspendue à l'horizontale, comme une balançoire, à deux lignes d'alimentation verticales dans un champ magnétique. Après mise en circuit du courant, la barre est déviée à un angle, à partir duquel on calcule la force de Lorentz. L'intensité du courant varie en fonction du conducteur, du champ magnétique et de la longueur efficace du conducteur dans le champ magnétique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Ensemble « Électromagnétisme »	1002661
1	Aimant permanent avec écart de pôles réglable	1002660
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718

GENERALITES

Les électrons en mouvement dans un champ magnétique subissent une déviation verticale par rapport au champ magnétique et au sens du mouvement. La force déviante – ou force de Lorentz – exercée sur chaque électron ne peut toutefois être mesurée compte tenu de son extrême faiblesse, même dans un champ magnétique de forte intensité et à vitesse élevée de l'électron. La situation est différente si l'on introduit un conducteur électriquement chargé dans un champ magnétique homogène. De nombreux porteurs de charge se déplacent dans le conducteur à une même vitesse de déplacement *v*. Une force qui résulte de la somme de toutes les forces de Lorentz sur les différents porteurs de charge s'exerce alors sur le conducteur.

Si dans un conducteur rectiligne électriquement chargé de longueur *L* et de section *A*

(1) $$N = n \cdot A \cdot L$$

n: Densité numérique

les électrons se déplacent à une vitesse ***v*** en direction du conducteur, le courant qui traverse le conducteur est

(2) $$I = n \cdot e \cdot A \cdot v$$

e: Charge élémentaire

Si le conducteur se trouve dans un champ magnétique *B*, la force de Lorentz s'exerce sur tous les électrons en mouvement

(3) $$F = N \cdot e \cdot v \times \mathbf{B}$$

Si le conducteur est orienté à la verticale par rapport au champ magnétique, l'équation (3) peut être ramenée à

(4) $$F = I \cdot B \cdot L$$

F étant orientée à la verticale par rapport au conducteur et à la verticale par rapport au champ magnétique. Au cours de l'expérience, la force de Lorentz *F* est mesurée sur une barre de cuivre conductrice suspendue à
l'horizontale, comme une balançoire, à deux lignes d'alimentation verticales dans un champ magnétique (cf. fig. 1). Après mise en circuit du courant, la barre est déviée d'un angle φ par la force de Lorentz *F* ; il en résulte pour *F* l'équation conditionnelle

(5) $$F = m \cdot g \cdot \tan\varphi$$

m = 6,23 g: Masse de la barre de cuivre

Le champ magnétique *B* est produit par un aimant permanent dont la distance entre les épanouissements polaires *d* peut varier pour modifier *B*. Si l'on tourne les épanouissements polaires à 90°, on peut en outre modifier leur largeur *b* dans le sens du conducteur et, ainsi, la longueur efficace *L* du conducteur dans le champ magnétique. La longueur efficace *L* du conducteur est un peu plus grande que la largeur *b* des épanouissements polaires, étant donné que le champ magnétique non homogène « déborde » des
épanouissements et ce, d'autant plus que l'écart *d* entre les épanouissements est important. En bonne approximation, on a

(6) $$L = b + d$$

EVALUATION

L'angle φ se calcule à partir de la longueur du pendule *s* et de la déviation horizontale *x* de la barre de cuivre :

$$\frac{x}{\sqrt{s^2 - x^2}} = \tan\varphi$$

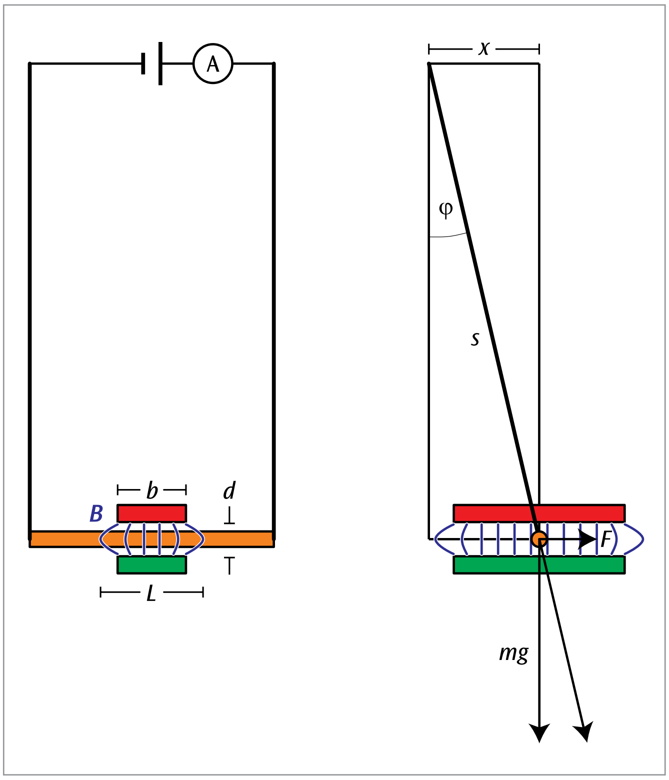


Fig. 1 Montage de mesure observé latéralement et de face

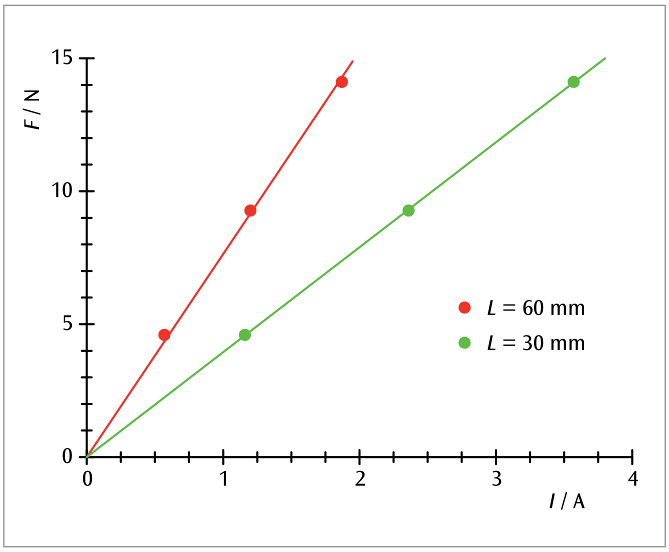


Fig. 2 Force exercée sur un conducteur électriquement chargé en fonction de l'intensité du courant *I* pour deux longueurs de conducteur différentes *L*. Les pentes des droites d'origine dessinées sont proportionnelles à *L*.

UE3030350 | BALANCE AMPEREMETRIQUE

› EXERCICES

- Mesure de la force sur un conducteur sous tension en fonc-tion de l'intensité de courant
- Mesure de la force sur un conducteur sous tension en fonc-tion de la longueur
- Calibrage du champ magnétique

OBJECTIF

Mesurer la force exercée sur un conducteur sous tension dans un champ magnétique

RESUME

La balance ampèremétrique repose sur des expériences réalisées par André-Marie Ampère sur le cou-rant électrique. À l'aide d'une balance, elle mesure la force de Lorentz exercée sur un conducteur sous tension dans un champ magnétique. Dans la présente expérience, le conduc-teur sous tension est accroché à une suspension rigide et exerce une force de même valeur, mais opposée à la force de Lorentz, sur l'aimant permanent qui génère le champ magnétique. Ainsi, le poids de l'aimant perma-nent en est apparemment modifié.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Jeu d'appareils Balance ampèremétrique	1021822
1	Balance électronique Scout SKX 420 g	1020859
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Tige statif, 250 mm	1002933
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Interrupteur bipolaire	1018439
3	Paire de cordons, 75 cm	1002850

GENERALITES

La balance ampèremétrique repose sur des expériences réalisées par André-Marie Ampère sur le courant électrique. À l'aide d'une balance, elle mesure la force exercée sur un conducteur sous tension dans un champ magnétique. Dans l'expérience, une balance de précision électronique moderne mesure le poids d'un aimant permanent. Le poids se modifie conformément à la 3e loi de Newton, si une force de Lorentz est exercée à travers le champ magnétique sur un conducteur sous tension plongé dans ce champ.

Sur la balance repose un aimant permanent qui génère un champ magné-tique horizontal *B*. Dans cet agencement, un conducteur horizontal de longueur *L*, accroché à une barre rigide, plonge perpendiculairement dans le champ magnétique. La force de Lorentz agit sur le conducteur

(1) $$\boldsymbol{F}_L = N \cdot e \cdot v \times \boldsymbol{B}$$

e : charge élémentaire, *N* : total de tous les électrons participant à la ligne électrique

La vitesse de dérive moyenne *v* est d'autant plus grande que le courant *I* traversant le conducteur est important :

(2) $$I = n \cdot e \cdot A \cdot v$$

n : densité de tous les électrons participant à la ligne électrique, A : surface de section du conducteur

Comme

(3) $$N = n \cdot A \cdot L$$

L: longueur du conducteur

on obtient au total

(4) $$\boldsymbol{F}_L = I \cdot L \cdot \boldsymbol{e} \times \boldsymbol{B}$$

ou

(5) $$F_L = I \cdot L \cdot B$$

car le vecteur d'unité e indiquant le sens du conducteur est perpendiculaire au champ magnétique. Conformément à la troisième loi de Newton, une force opposée *F* de même valeur est exercée sur l'aimant permanent. Selon le signe qui le précède, le poids *G* de l'aimant permanent sur la balance est augmenté ou réduit. Grâce à la fonction de tare de la balance, le poids *G* peut être compensé par voie électronique, de sorte que la balance affiche immédiatement la force opposée *F*.

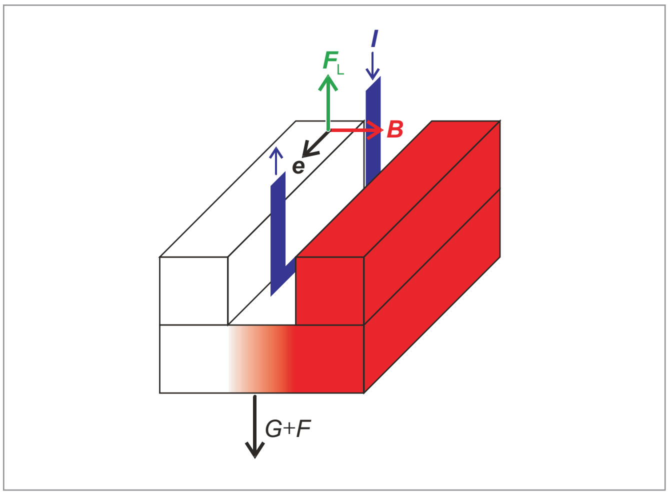


Fig. 1 : Représentation schématique de la force Lorentz F_L exercée sur le conducteur sous tension et la force totale *G + F* sur la balance

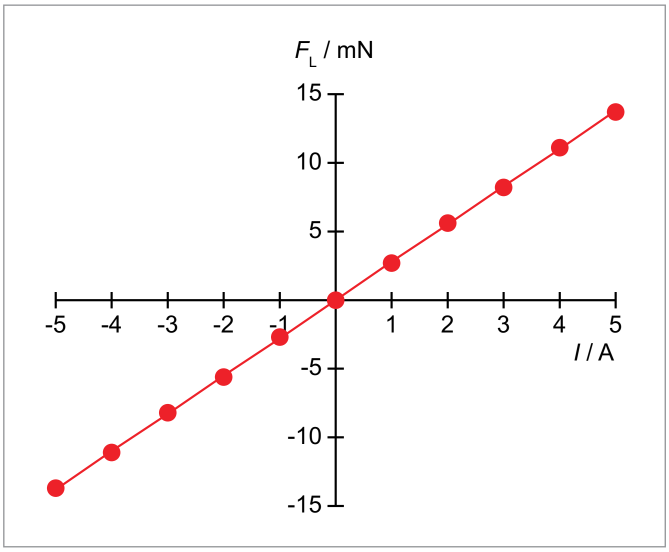


Fig. 2 : Force F_L en fonction de l'intensité de courant *I*

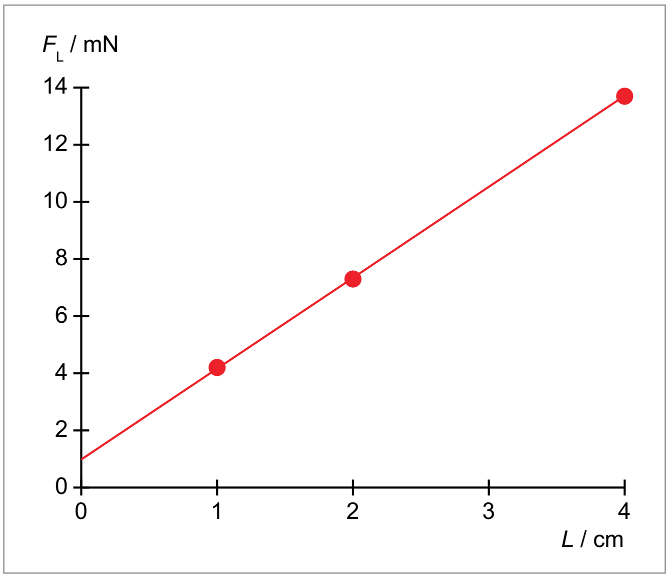
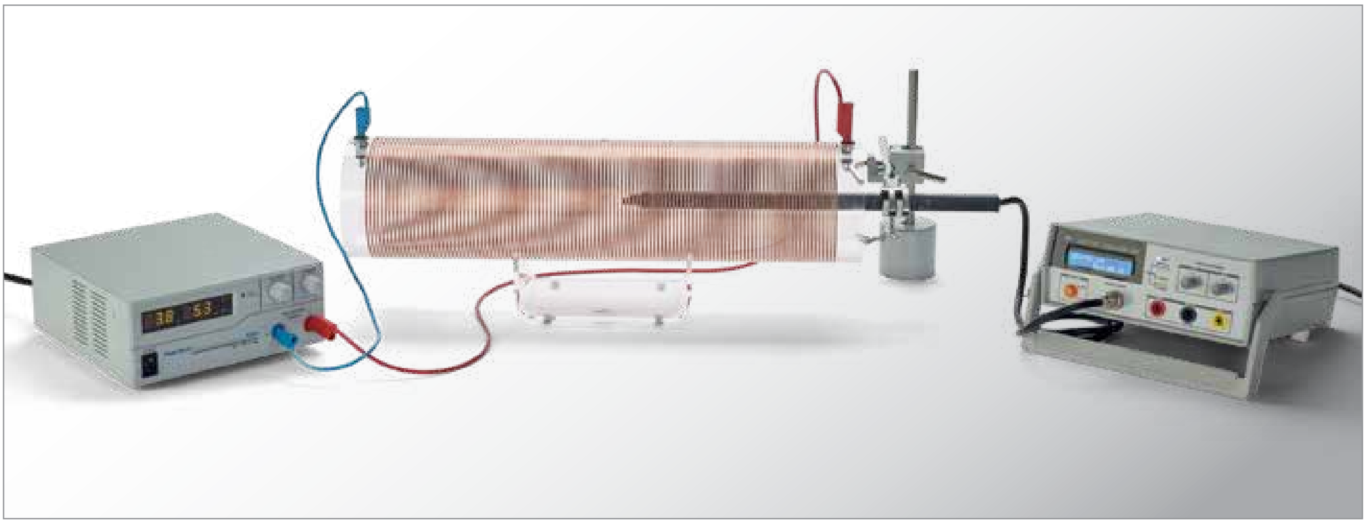


Fig. 3 : Force F_L en fonction de la longueur du conducteur *L*

EVALUATION

Une droite passant par l'origine (Fig. 2) décrit bien le rapport entre le courant et la force de Lorentz. Ce n'est pas le cas pour le rapport avec la longueur (Fig. 3), car les effets marginaux aux extrémités du conduc-teur jouent un rôle. On calcule le champ magnétique de l'aimant permanent complet à partir des pentes de droite a_2 = BL (Fig. 2) et a_3 = *B I* (Fig. 3).

UE3030500 | CHAMP MAGNETIQUE D'UNE BOBINE CYLINDRIQUE



› EXERCICES

- Déterminer la densité de flux magnétique *B* dans une bobine cylindrique en fonction de l'intensité électrique ***I***.
- Mesurer la densité de flux magnétique *B* dans une bobine cylindrique de densité d'enroulement variable en fonction de l'intensité électrique ***I***.
- Confirmer la proportionnalité à la densité d'enroulement pour de grandes longueurs.

OBJECTIF

Déterminer le champ magnétique de bobines cylindriques (solénoïdes) de différentes longueurs

RESUME

La densité de flux magnétique à l'intérieur d'une longue bobine cylindrique est directement proportionnelle au courant de la bobine et à la densité d'enroulement, mais indépendante du rayon de la bobine, tant que la longueur de la bobine est sensiblement supérieure à son diamètre. Nous allons le vérifier dans l'expérience à l'aide de deux bobines de diamètres différents ainsi que d'une bobine de densité d'enroulement variable.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Bobine de champ 100 mm	1000591
1	Bobine de champ 120 mm	1000592
1	Bobine à densité de spires variable	1000965
1	Support pour bobines cylindriques	1000964
1	Teslamètre N (230 V, 50/60 Hz)	1021669 ou
	Teslamètre N (115 V, 50/60 Hz)	1021671
1	Alimentation CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 ou
	Alimentation DC 1 – 30 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 2,5 mm^2	1002841
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Tige statif, 250 mm	1002933
1	Noix universelle	1002830
1	Pince universelle	1002833

GENERALITES

La loi de Biot et Savart décrit le rapport entre la densité de flux magnétique *B* et le courant électrique I traversant un conducteur de géométrie quelconque. Le calcul porte sur des particules infinitésimales du conducteur par rapport à la densité de flux magnétique totale. Le champ total est calculé par intégration via la géométrie du conducteur. Dans certains cas, par ex. avec une longue bobine cylindrique, on peut indiquer une solution analytique simple.

Selon la loi de Biot et Savart, un élément de conducteur infinitésimal ds traversé par un courant *I* génère la densité de flux magnétique à l'endroit *r*.

(1) $$\mathrm{d}B(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I \cdot \frac{\mathrm{d}s \times r}{r^3}$$

B: densité de flux magnétique

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{Am}}$: perméabilité du vide

À l'intérieur de la bobine cylindrique, la densité de flux magnétique est parallèle à l'axe du cylindre :

(2) $$B = \mu_0 \cdot \frac{N}{L} \cdot I$$

N: nombre de spires, *L*: longueur de bobine

tant que la longueur de la bobine est sensiblement supérieure à son rayon. La densité de flux magnétique dépend donc du diamètre de bobine et est proportionnelle à la densité d'enroulement, au nombre de spires par unité de longueur et au courant traversant la bobine.

Dans l'expérience, avec un teslamètre, nous allons mesurer la densité de flux magnétique au centre de longues bobines avec des courants allant jusqu'à 20 A. Nous allons démontrer l'indépendance vis-à-vis du diamètre de bobine ainsi que la proportionnalité avec le courant et la densité d'enroulement. Pour ce dernier, nous disposons d'une bobine à densité d'enroulement variable.

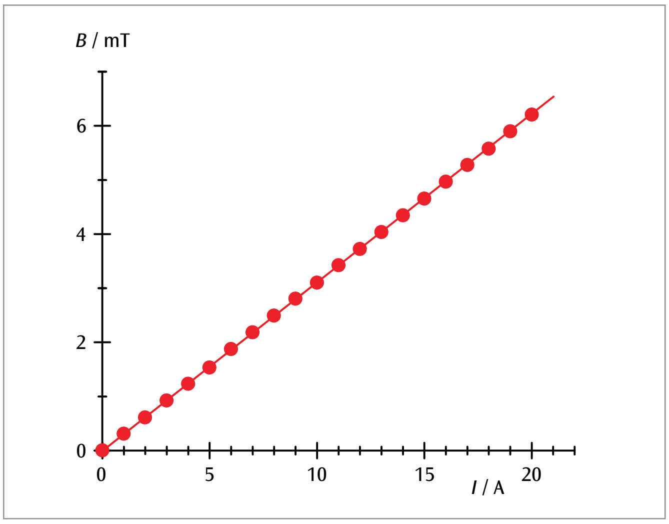


Fig. 2 Densité de flux magnétique *B* en fonction du courant *I*

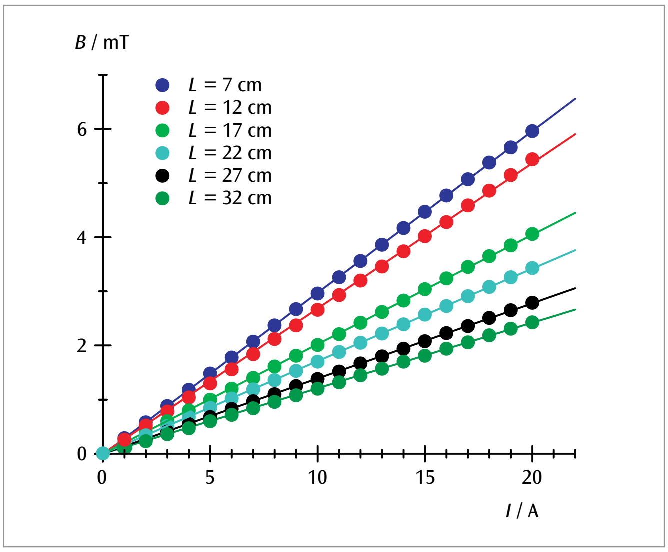


Fig. 3 Densité de flux magnétique *B* en fonction du courant *I* pour la bobine à densité d'enroulement variable pour différentes longueurs de bobine *L*

EVALUATION

Les mesures confirment dans tous les cas la proportionnalité de la densité de flux magnétique *B* avec le courant *I* traversant la bobine.
La proportionnalité avec la densité d'enroulement est confirmée tant que la longueur de la bobine est supérieure au triple du rayon de la bobine.

Fig. 1 Bobine de densité d'enroulement variable

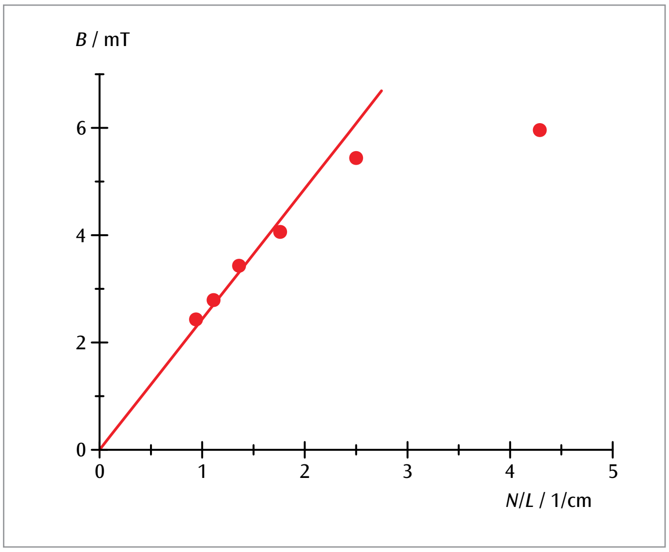


Fig. 4 Densité de flux magnétique *B* en fonction de la densité d'enroulement *N*/*L* avec *I* = 20 A

UE3030700 | CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE

EXERCICES

- Mesurer l'angle de rotation d'une aiguille de boussole orientée parallèlement à la composante horizontale du champ magnétique terrestre avec une superposition du champ magnétique horizontal d'une paire de bobines de Helmholtz.

- Déterminer la composante horizontale du champ magnétique terrestre.

- Mesurer l'inclinaison et déterminer la composante verticale et le montant total du champ magnétique terrestre.

OBJECTIF

Déterminer les composantes horizontale et verticale du champ magnétique terrestre

RESUME

Dans l'expérience, nous allons déterminer l'inclinaison et le montant ainsi que les composantes horizontale et verticale du champ magnétique terrestre sur le lieu de la mesure. La composante horizontale du champ magnétique terrestre est déterminée à partir de la rotation d'une aiguille de boussole avec une superposition du champ magnétique d'une paire de bobines de Helmholtz. La mesure de l'angle d'inclinaison permet ensuite de calculer la composante verticale et le montant total du champ magnétique terrestre.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Bobines de Helmholtz 300 mm	1000906
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multimètre numérique P1035	1002781
1	Boussole d'inclinaison E	1006799
1	Rhéostat à curseur 100 Ω	1003066
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

La Terre est entourée d’un champ magnétique qui est généré par ce qu’on appelle la « géodynamique ». À proximité de la surface terrestre, il ressemble au champ d’un dipôle magnétique, les lignes du champ sortant par l’hémisphère Sud et rentrant par l’hémisphère Nord. L’angle entre le sens du champ magnétique terrestre et l’horizontale est appelé « inclinaison ». La composante horizontale du champ magnétique terrestre est grosso modo parallèle à l’orientation géographique Nord-Sud. Comme la croûte terrestre ne présente pas une magnétisation uniforme sur toute sa surface, on observe des divergences locales, appellées « déclinaison ».

Dans l’expérience, nous allons déterminer l’inclinaison et la déclinaison ainsi que les composantes horizontale et verticale du champ magnétique terrestre sur le lieu de la mesure.

On a les expressions suivantes :

(1) $$B_\mathrm{v} = B_\mathrm{h} \cdot \tan\alpha$$

α: inclinaison
B_h: composante horizontale
B_v: composante verticale

et

(2) $$B = \sqrt{B_\mathrm{h}^2 + B_\mathrm{v}^2}$$

Il suffit donc de déterminer les grandeurs B_h et α, car les deux autres peuvent être définies par le calcul.

L’inclinaison α est déterminée avec une boussole d’inclinaison. Pour déterminer la composante horizontale B_h, la même boussole d’inclinaison est orientée à l’horizontale de manière à ce que son aiguille, qui se stabilise parallèlement à la composante horizontale, indique 0°. Une paire de bobines de Helmholtz génère en outre un champ magnétique horizontal B_HH perpendiculairement à B_h et tourne par conséquent l’aiguille de la boussole dans un angle β. Conformément à la Fig. 1, on a

(3) $$\frac{B_\mathrm{HH}}{B_\mathrm{h}} = \tan\beta$$

Cette mesure est réalisée pour améliorer la précision pour différents angles β.

EVALUATION

À partir de (3), on obtient

$$B_\mathrm{HH} = B_\mathrm{h} \cdot \tan\beta \,.$$

La composante horizontale B_h est donc la pente d’une droite passant par l’origine par les points de mesure dans un diagramme B_HH-$\tan\alpha$.

Il est facile de déterminer le champ magnétique B_HH de la paire de bobines de Helmholtz. À l’intérieur de la paire de bobines, il est très homogène et proportionnel à l’intensité de courant I parcourant une seule bobine :

$$B_\mathrm{HH} = k \cdot I \text{ avec}$$

$$k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

N = 124: nombre de spires, R = 147,5 mm: rayon

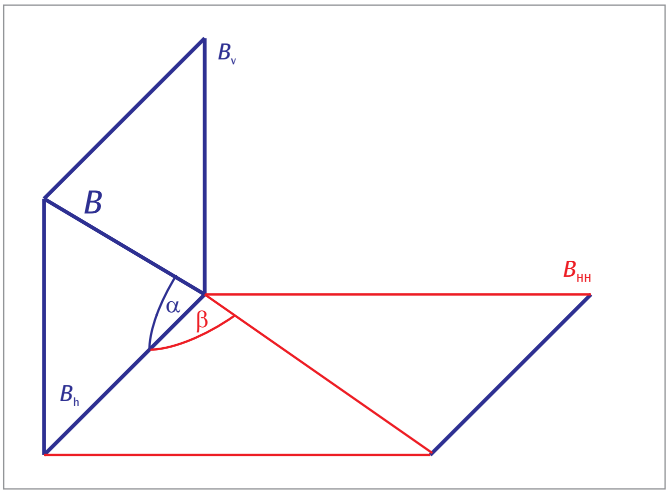


Fig. 1 Représentation des composantes des champs magnétiques étudiés dans l’expérience et définition des angles correspondants

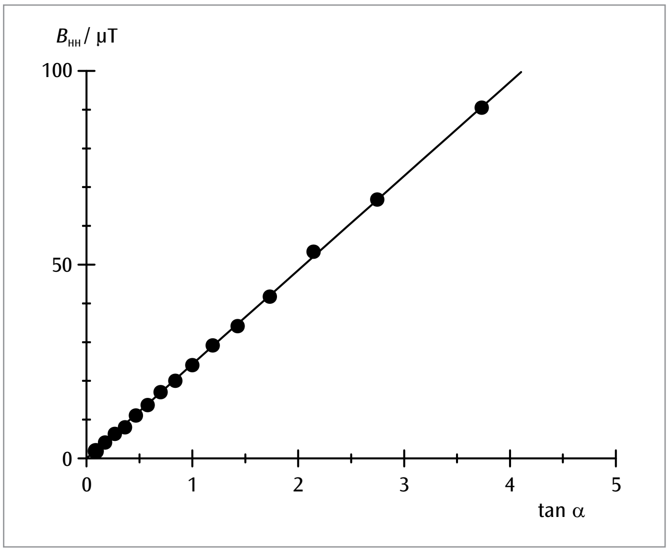
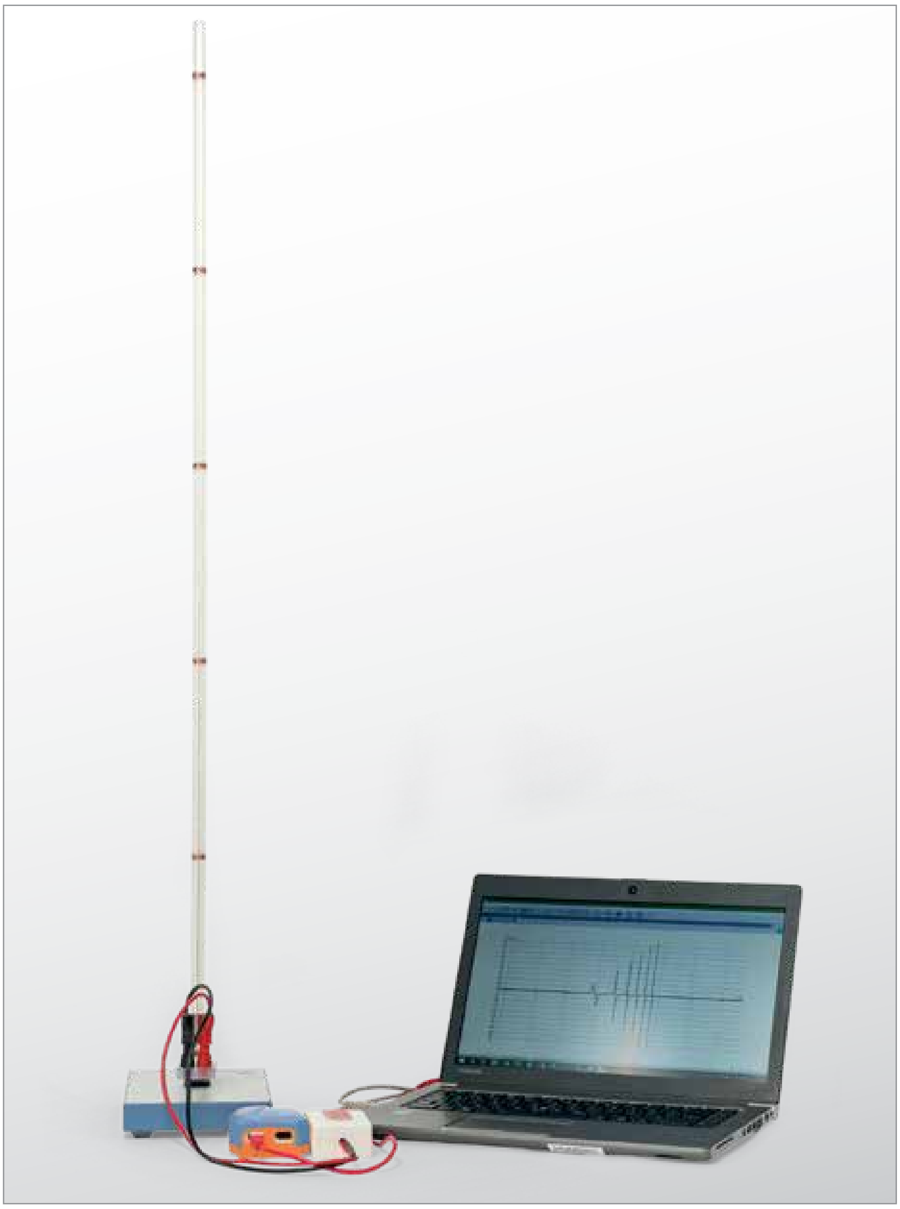


Fig. 2 Diagramme B_HH-$\tan\alpha$ permettant de déterminer la composante horizontale du champ magnétique terrestre

UE3040100 | LOI DE FARADAY SUR L’INDUCTION



OBJECTIF

Production d’un pic de surtension dans une boucle conductrice à l’aide d’un aimant permanent en mouvement

RESUME

Si un aimant permanent passe successivement à travers plusieurs bobines d’inductance de même construction couplées en série, une tension est induite dans chaque bobine. L’amplitude de cette tension augmente au passage de l’aimant d’une bobine à l’autre, compte tenu du fait que la vitesse de l’aimant s’accroît sans cesse. Le flux magnétique calculable par intégration à partir de la tension mesurée atteint cependant la même valeur pour toutes les bobines.

EXERCICES

- Observation du mouvement d’un aimant permanent passant à travers plusieurs bobines d’inductance couplées en série.
- Mesure de l’allure temporelle de la tension induite.
- Calcul de l’allure temporelle du flux magnétique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube à 6 bobines d'induction	1001005
1	WiLab*	1022284
1	Capteur de tension 500 mV, différentiel	1021681
1	Câble spécial capteur	1021514
En plus nécessairement:		
1	Licence Coach 7	

* Alternative: 1 VinciLab 1021477

GENERALITES

Chaque variation du flux magnétique traversant une boucle conductrice fermée induit une tension électrique dans celle-ci. Le mouvement d'un aimant permanent à travers une boucle conductrice fixe provoque par exemple une telle variation.

Dans ce cas, il est instructif de prendre en compte, outre la tension induite en fonction du temps

(1) $$U(t) = -\frac{d\Phi}{dt}(t)$$

Φ: Flux magnétique

ce que l'on appelle le pic de surtension

(2) $$\int_{t_1}^{t_2} U(t)\cdot dt = \Phi(t_1) - \Phi(t_2)$$

Il correspond à la différence entre le flux magnétique initial (t_1) et le flux magnétique final (t_2) du phénomène observé.

Dans le cadre de l'expérience, on fait passer un aimant permanent à travers un tube équipé de six bobines d'inductance identiques couplées en série. On enregistre l'allure temporelle de la tension induite (cf. figure 1). L'amplitude de cette tension augmente au passage de l'aimant d'une bobine à l'autre, compte tenu du fait que la vitesse de l'aimant s'accroît sans cesse.

Les surfaces sous tous les signaux de tension positifs et négatifs sont identiques, comme l'indique la valeur. Elles correspondent au flux maximum Φ de l'aimant permanent à l'intérieur d'une seule bobine.

EVALUATION

Le signe de polarité de la tension est défini de manière à ce qu'une tension négative soit induite pendant la phase de passage de l'aimant dans la bobine conductrice.
La tension induite revient à zéro lorsque l'aimant a atteint le centre de la bobine et que le flux magnétique atteint ainsi sa valeur maximale. Pendant la phase de sortie de l'aimant hors de la bobine, une tension positive est induite.
A partir de la tension mesurée et en utilisant l'équation 2, et en intégrant le flux magnétique au temps *t*, on obtient le calcul suivant :

$$\Phi(t) = \Phi(0) - \int_0^t U(t')\cdot dt'$$

Il atteint la même valeur pour toutes les bobines aux incertitudes de mesures près (cf. figure 2).

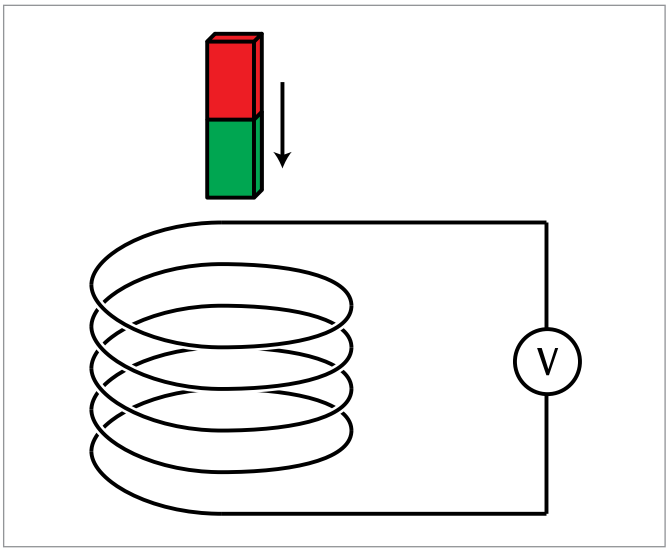


Fig. 1 Principe pour la mesure

Fig. 2 Allure temporelle du champ magnétique

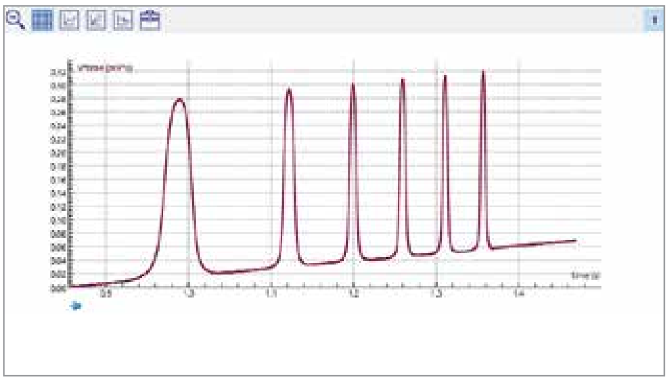
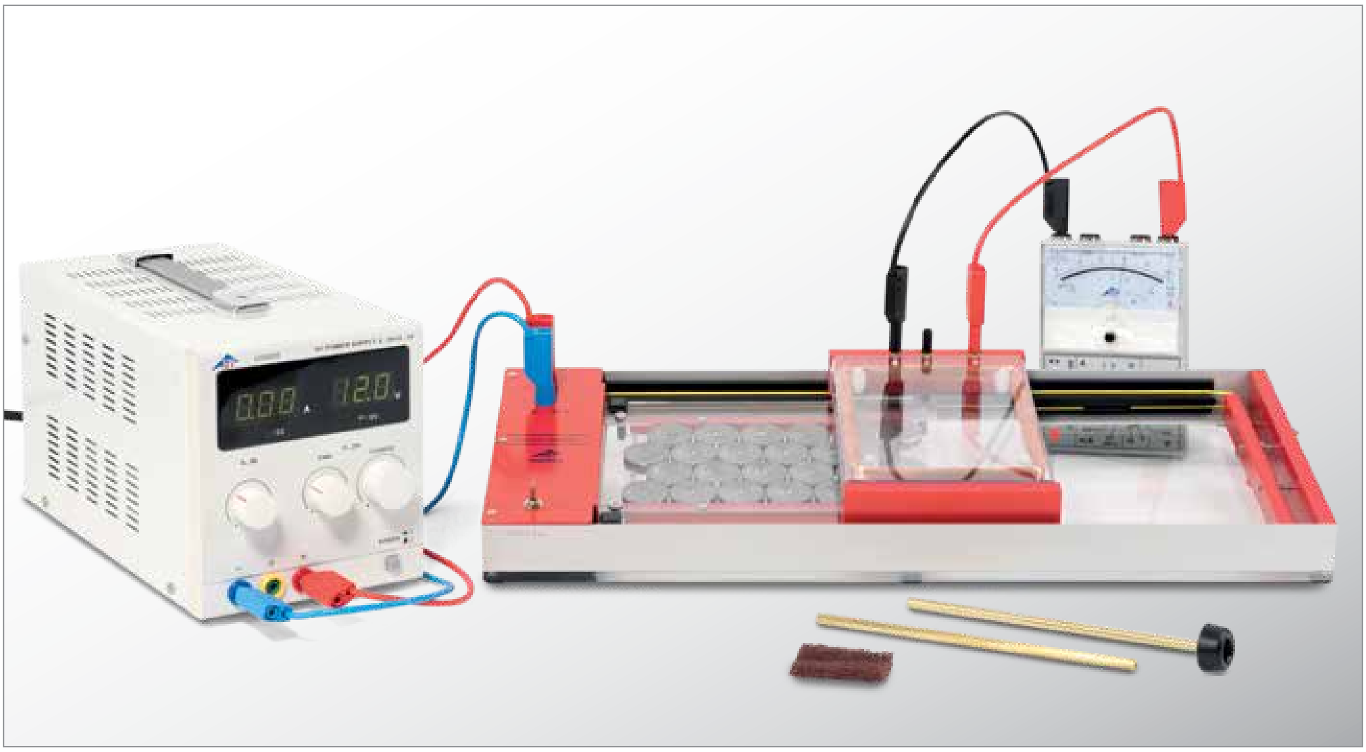


Fig. 3 Flux magnétique Φ en fonction du temps

UE3040200 | INDUCTION DANS UNE BOUCLE CONDUCTRICE EN MOUVEMENT



EXERCICES

- Mesure de la tension d'induction en fonction de la vitesse de la boucle conductrice.
- Mesure de la tension d'induction en fonction du nombre de spires de la boucle conductrice.
- Comparaison du signe de la tension d'induction lors de l'introduction et du retrait de la boucle conductrice.
- Comparaison du signe de la tension d'induction en cas de modification du sens de déplacement.
- Mesure de la tension d'induction dans une boucle conductrice de surface variable et à une spire.

OBJECTIF

Mesure de la tension d'induction dans une boucle conductrice mue par un champ magnétique

RESUME

La modification de flux nécessaire à l'induction d'une tension dans une boucle conductrice peut résulter d'un mouvement de la boucle conductrice. Pour obtenir cette situation, une boucle conductrice perpendiculaire à un champ magnétique homogène est introduite ou retirée à vitesse constante du champ magnétique. Dans le premier cas, le flux magnétique augmente avec la valeur, dans le second cas, il diminue, ainsi la tension induite change-t-elle son signe.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Inductomètre	1000968
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multimètre analogique ESCOLA 100	1013527
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843
1	Chronomètre incrémental mécanique	1002810
En plus recommandé :		
1	Amplificateur de mesure U (115 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
	Amplificateur de mesure U (230 V, 50/60 Hz)	1020744

GENERALITES

Par induction électromagnétique, on entend la formation d'une tension électrique le long d'une boucle conductrice causée par la modification du flux magnétique qui traverse la boucle conductrice. La modification du flux peut résulter d'un changement du champ magnétique ou d'un mouvement de la boucle conductrice.

Pour comprendre les différentes relations, on observe généralement une boucle conductrice en U, à transverse mobile, perpendiculaire à un champ magnétique B (voir fig. 1). Le flux magnétique passant par la surface limitée par la traverse est

(1) $$\Phi = B \cdot a \cdot b$$

a: Largeur, b: Longueur de la boucle

Lorsque la traverse est déplacée à vitesse v, le flux magnétique se modifie, car la longueur de la boucle conductrice se modifie. Le taux de modification

(2) $$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = B \cdot a \cdot v$$

peut être mesurée dans l'expérience comme tension

(3) $$U = -B \cdot a \cdot v$$

dans la gamme des µV, à condition que l'amplificateur de mesure recommandé soit également utilisé.

La tension induite est nettement plus importante lorsque le champ magnétique est traversé par une boucle conductrice à nombreuses spires sur un cadre fixe. Tant que le cadre ne pénètre que partiellement dans le champ magnétique, on obtient la situation représentée dans la fig. 1. Le mouvement de la boucle conductrice entraîne un changement de flux

(4) $$\frac{\mathrm{d}\Phi_1}{\mathrm{d}t} = B \cdot N \cdot a \cdot v$$

N: Nombre de spires

qui peut être mesuré comme tension induite

(5) $$U_1 = -B \cdot N \cdot a \cdot v$$

Dès que la boucle conductrice pénètre entièrement dans le champ magnétique, la tension redevient nulle. Cette situation ne change que lorsque la boucle conductrice ressort du champ magnétique. Le champ magnétique diminue alors et la tension induite modifie son signe, qui change également lorsque le sens de déplacement de la boucle conductrice est modifié.

Dans l'expérience, on varie la tension d'alimentation du moteur qui tire la boucle conductrice. Ainsi peut-on régler différentes vitesses constantes de la boucle conductrice. De plus, on peut inverser le sens de déplacement du moteur. Un prélèvement intermédiaire est également disponible, permettant de mesurer la tension induite pour trois nombres de spires N différents.

EVALUATION

Le temps t, nécessaire à la boucle conductrice pour effectuer un passage complet, et la longueur correspondante du parcours L permettent de calculer la vitesse

$$v = \frac{L}{t}$$

Cette vitesse et la tension induite sont reportées dans un diagramme U-v. Les valeurs de mesure se situent sur une droite passant par l'origine (voir fig. 2).

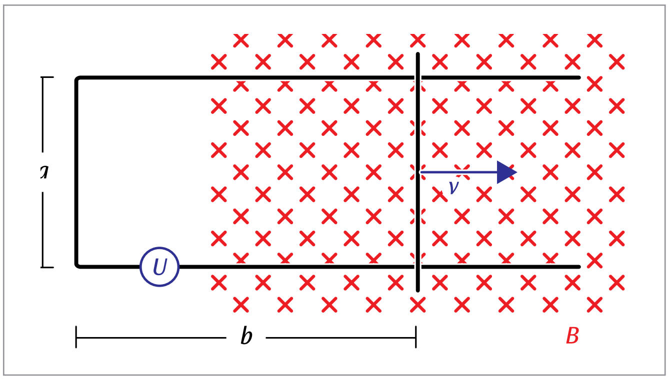


Fig. 1 Modification du flux magnétique par la modification de la surface de boucle

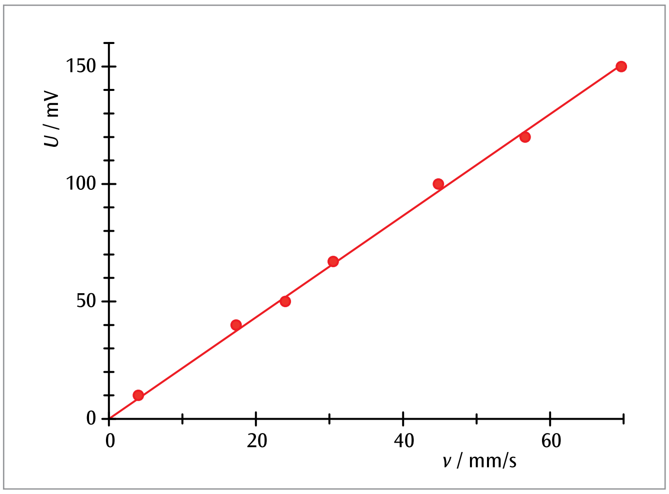
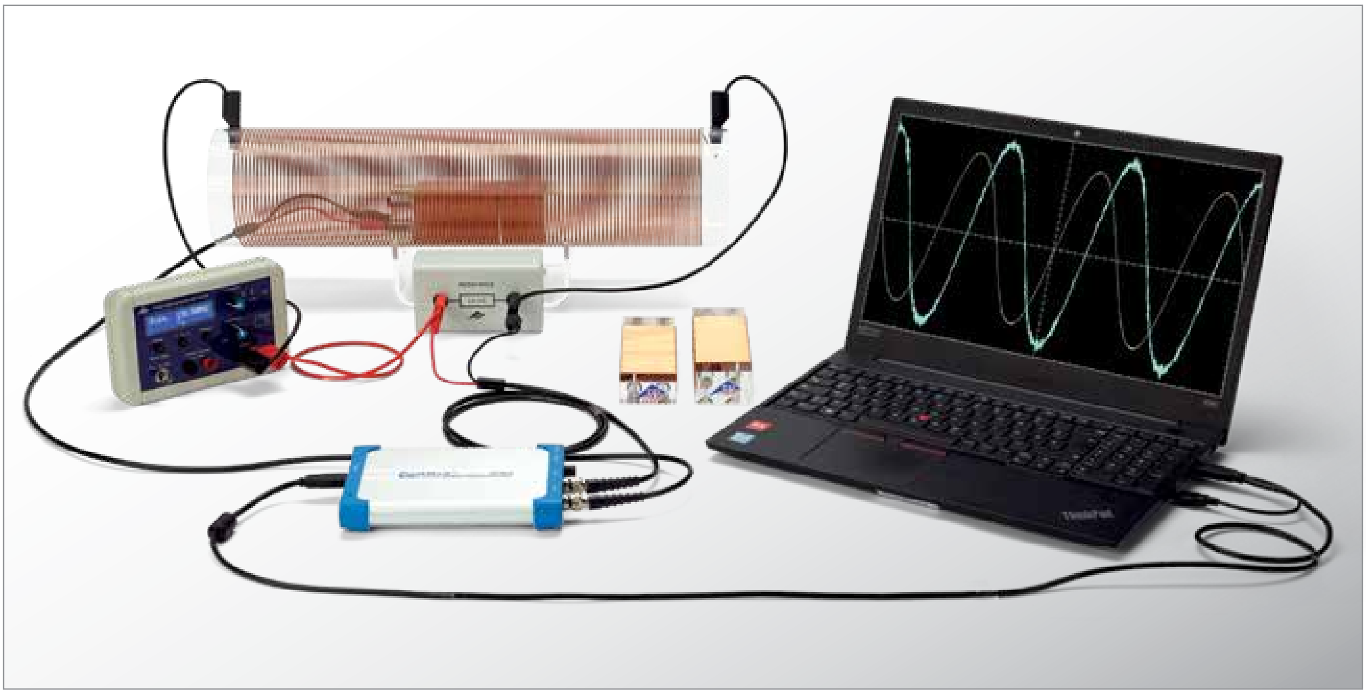


Fig. 2 Tension induite en fonction de la vitesse de la boucle conductrice

UE3040300
INDUCTION PAR UN CHAMP MAGNETIQUE VARIABLE



EXERCICES

- Mesure de la tension d'induction enfonction du nombre de spires N de la bobine d'induction
- Mesure de la tension d'induction en fonction de la surface de section A de la bobine d'induction
- Mesure de la tension d'induction en fonction de l'amplitude I_0 du courant alternatif induit
- Mesure de la tension d'induction en fonction de la fréquence f du courant alternatif induit
- Mesure de la tension d'induction en fonction de la forme du signal du courant alternatif induit

OBJECTIF

Mesure de la tension d'induction dans une bobine d'induction

RESUME

Si une boucle conductrice fermée avec N spires se trouve dans une bobine cylindrique traversée par un courant alternatif, le flux magnétique traversant la boucle et se modifiant dans le temps induit une tension électrique. Cette tension d'induction dépend du nombre de spires et de la surface de section de la boucle conductrice ainsi que de la fréquence, de l'amplitude et de la forme du signal du courant alternatif appliqué à la bobine de champ. Ces dépendances sont étudiées et comparées avec la théorie.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Jeu de 3 bobines d'inductance	1000590
1	Bobine de champ 120 mm	1000592
1	Support pour bobines cylindriques	1000964
1	Résistance de précision 1 Ω	1009843
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Paire de cordons de sécurité, 75 cm	1002849
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718

GENERALITES

Toute modification du flux magnétique dans une boucle de conducteur fermé à N tours induit une tension électrique dans celle-ci. Un tel changement est par exemple provoqué lorsque la boucle de conducteur est dans une bobine cylindrique à travers laquelle un courant alternatif circule.

Selon la loi de Faraday sur *l*'induction, on a pour la tension induite dépendante du temps :

(1) $$U(t) = -N \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}(t)$$

Le flux magnétique Φ traversant une surface *A* est donné par

(2) $$\Phi = B \cdot A$$

B : densité de flux magnétique

lorsque la densité de flux magnétique *B* traverse perpendiculairement la surface A. Il en résulte de *l*'équation (1) :

(3) $$U(t) = -N \cdot A \cdot \frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t}(t)$$

La bobine de champ génère dans la boucle conductrice la densité de flux magnétique :

(4) $$B = \mu_0 \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot I$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ N/A_2: perméabilité du vide, NF : nombre de spires de la bobine de champ, LF : longueur de la bobine de champ, *I* : courant traversant la bobine de champ

Il en résulte de l'équation (3) :

(5) $$U(t) = -\mu_0 \cdot N \cdot A \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}(t)$$

Au cours de l'expérience, un générateur de fonctions permet dans un premier temps d'appliquer un signal sinusoïdal à une bobine de champ. L'amplitude I_0 du courant *I*(*t*) traversant la bobine de champ est déterminée par une résistance intermédiaire montée en série. On mesure l'amplitude U_0 de la tension d'induction *U*(*t*) en fonction du nombre de spires *N* et des surfaces de section *A* de la bobine *d*'induction ainsi que de la fréquence *f* du signal sinusoïdal et de l'amplitude I_0 du courant traversant la bobine de champ.
Mis à part le signal sinusoïdal, pour une bobine d'induction à quantité de spires et surface de section fixes ainsi qu'à fréquence fixe, on applique également un signal triangulaire et rectangulaire à la bobine de champ et on réalise des captures d'écran.

EVALUATION

Pour un courant dont la forme sinusoïdale $I = I(t) = I_0 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)$

est $U(t) = U_0 \cdot [-\cos(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)]$

avec $U_0 = 2 \cdot \pi \cdot \mu_0 \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot N \cdot A \cdot I_0 \cdot f$

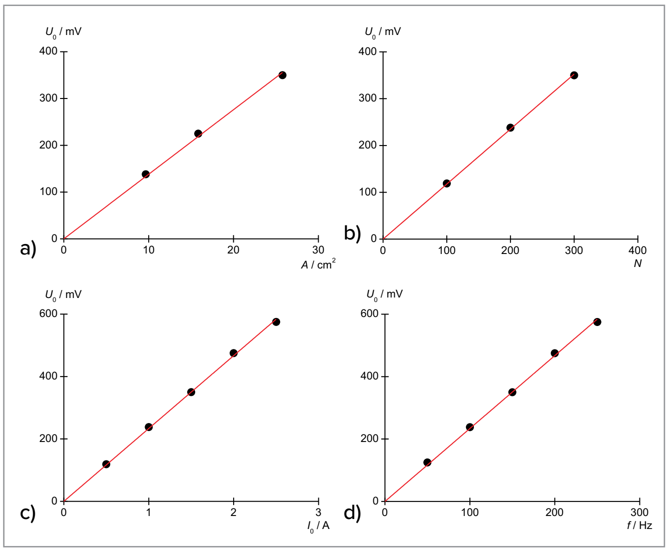


Fig. 1 : Amplitude de la tension d'induction en fonction du nombre de spires et de la surface de section de la bobine d'induction, de l'amplitude du courant traversant la bobine de champ et de la fréquence du signal sinusoïdal appliqué à la bobine de champ.

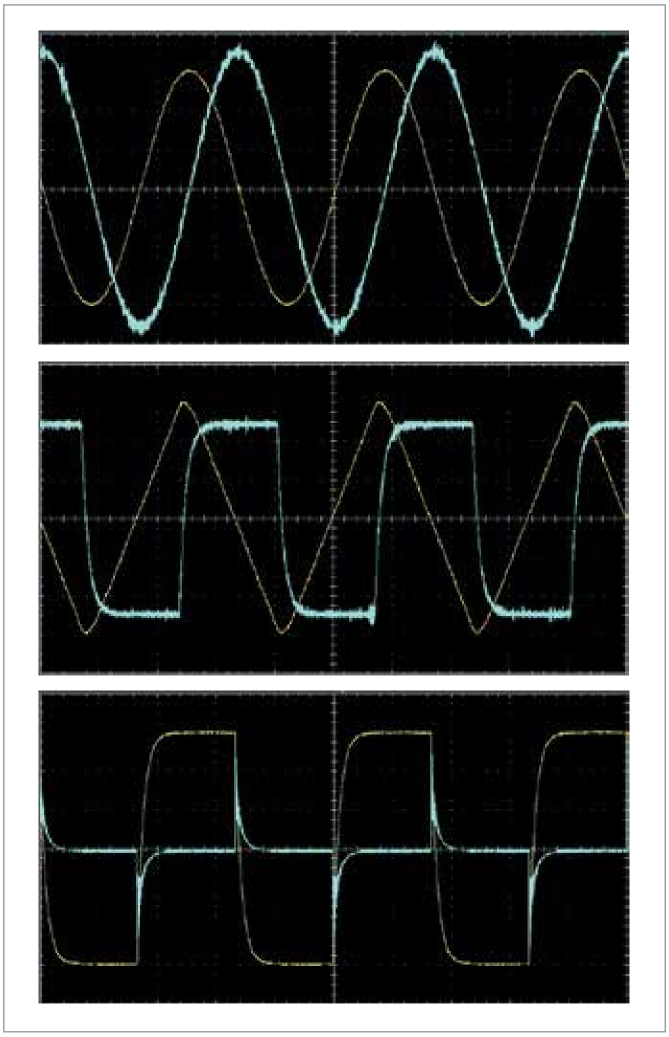


Fig. 2 : Captures d'écran des courbes de temps de la tension d'induction pour un signal sinusoïdal (en haut à gauche), triangulaire (en haut à droite) et rectangulaire (en bas) appliqué à la bobine de champ.

UE3040400 | PENDULE DE WALTENHOFEN

EXERCICES

- Etude de l’amortissement des courants de Foucault d’un pendule de Waltenhofen dans le champ magnétique inhomogène.
- Démonstration de l’amortissement des courants de Foucault dans un disque métallique à fentes.

OBJECTIF

Démonstration et analyse du fonctionnement d’un frein à courants de Foucault

RESUME

Des courants de Foucault sont induits dans un disque métallique qui se déplace sous l’effet d’un champ magnétique inhomogène. Par ces courants de Foucault, le champ magnétique inhomogène exerce une force qui freine le mouvement du disque.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pendule de Waltenhofen	1000993
1	Socle pour statif, trépied, 150 mm	1002835
1	Tige statif, 750 mm	1002935
1	Noix universelle	1002830
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Noyau en U	1000979
1	Paire d’épanouissements polaires	1000978
1	Paire de brides de serrage	1000977
2	Bobine D à 1200 spires	1000989
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Lorsqu'un disque métallique se déplace dans un champ magnétique inhomogène, le flux magnétique est modifié en permanence pour la section en question du disque et une tension annulaire est induite sur la circonférence de la section. Ainsi des courants de Foucault apparaissent partout dans le disque métallique. Dans le champ magnétique, ils subissent des forces de Lorentz qui freinent le mouvement du disque. Les courants de Foucault sont fortement réduits lorsque le disque métallique est doté de fentes, de sorte que le courant ne puisse passer d'une passerelle à une autre qu'en suivant des détours. Dans ce cas, le mouvement du disque n'est freiné que faiblement.

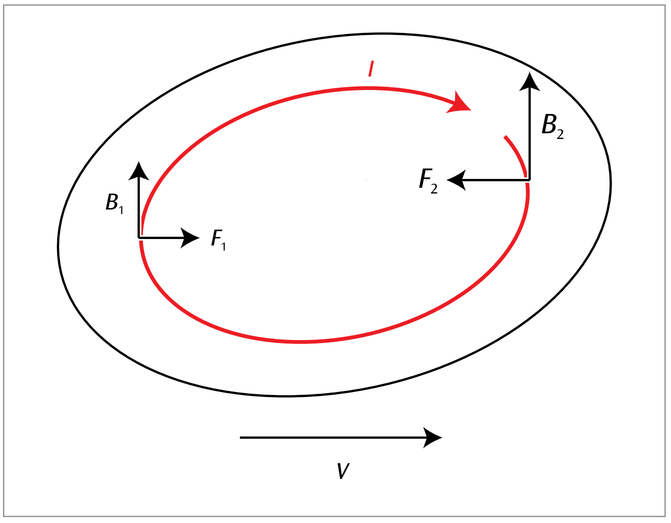
L'apparition et l'amortissement des courants de Foucault peuvent être démontrés de manière impressionnante sur un pendule de Waltenhofen. Il s'agit d'un disque métallique présentant quelques fentes et qui oscille dans un champ magnétique inhomogène.

	Nombre d'oscillations	
I (A)	Côté sans fente	Côté à fentes
0,25	21	90
0,5	6	59
0,75	3	46
1	2	37
1,25	1	30

Tab. 1 : Nombre d'oscillations du disque en aluminium dans le champ magnétique après déviation de la position de repos dans un écart des épanouissements de 8 mm et une déviation d'env. 7 cm.

EVALUATION

Lorsque le côté sans fente du disque oscille sous l'effet du champ magnétique inhomogène, les oscillations sont amorties. Plus le champ magnétique est fort, plus l'amortissement est important. Des courants de Foucault sont induits à l'intérieur du disque métallique. Par ces courants de Foucault, le champ magnétique inhomogène exerce une force qui s'oppose au mouvement du disque (cf. règle de Lorentz).
Lorsque le côté à fentes du disque oscille sous l'effet du champ magnétique inhomogène, l'amortissement est faible, car les courants de Foucault ne peuvent se développer que faiblement.



Courant de Foucault *I* dans un disque métallique mû par un champ magnétique inhomogène B_1, B_2 à une vitesse *v* et forces de Lorentz F_1 et F_2 exercées sur les deux branches du courant de Foucault. La force opposée au mouvement est supérieure à la force dans le sens du mouvement.

UE3040500 | TRANSFORMATEUR

› EXERCICES

- Mesurer la tension secondaire en fonction de la tension primaire à vide avec un rapport de transformation fixe.

- Mesurer le courant primaire en fonction du courant secondaire en court-circuit avec un rapport de transformation fixe.

- Mesurer la tension primaire, le courant primaire, la tension secondaire et le courant secondaire avec une résistance de charge donnée.

- Déterminer les pertes en puissance et le rendement.

OBJECTIF

Effectuer des mesures sur un transformateur à vide et en charge

RESUME

Les transformateurs sont des convertisseurs de tension qui reposent sur la loi de Faraday concernant l'induction. Ils sont notamment utilisés pour la transmission de puissance électrique sur de grandes distances, afin de minimiser les pertes en ligne par la transformation en tensions si possibles élevées
et en courants plus faibles. Dans l'expérience, les courants et tensions mesurés à vide, en court-circuit et en charge permettent de vérifier la proportionnalité directe et inversée du rapport entre la tension et le courant et le rapport de transformation ainsi que de calculer les pertes en puissance et le rendement.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Bobine D à 600 spires	1000988
1	Bobine D à 1200 spires	1000989
1	Noyau de transformateur D	1000976
1	Transformateur avec redresseur 2/ 4/ 6/ 8/ 10/ 12/ 14 V, 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003558 ou
	Transformateur avec redresseur 2/ 4/ 6/ 8/ 10/ 12/ 14 V, 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003557
2	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Les transformateurs sont des convertisseurs de tension qui reposent sur la loi de Faraday concernant l'induction. Ils sont notamment utilisés pour la transmission de puissance électrique sur de grandes distances, afin de minimiser les pertes en ligne par la transformation en tensions si possibles élevées et en courants plus faibles.

Dans le cas le plus simple, un transformateur est constitué de deux bobines couplées : la bobine primaire avec le nombre de spires N_1 et la bobine secondaire avec le nombre de spires N_2, qui renferment un noyau en fer commun. Le flux magnétique Φ_1 de la bobine primaire traversée par le courant I_1 traverse complètement la bobine secondaire.

Par la suite, nous allons étudier le transformateur idéal, c'est-à-dire sans perte. Dans un transformateur à vide, le circuit secondaire n'est traversé par aucun courant, soit $I_2 = 0$. Une tension alternative U_1 appliquée à la bobine primaire génère le courant à vide I_1, qui produit un flux magnétique Φ_1 et induit ainsi une tension U_{ind}. En raison de la loi des mailles de Kirchhoff, cette tension d'induction $U_1 + U_{ind} = 0$ est égale et de sens opposé à U_1 :

(1) $$U_{ind} = -L_1 \cdot \frac{dI_1}{dt} = -N_1 \cdot \frac{d\Phi_1}{dt} = -U_1$$

L_1: inductance de la bobine primaire

Φ_1: flux magnétique généré par I_1

Comme le flux magnétique Φ_1 traverse complètement la bobine secondaire, il y induit une tension

(2) $$U_2 = -N_2 \cdot \frac{d\Phi_1}{dt}$$

À partir de (1) et (2), on obtient enfin :

(3) $$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{N_2}{N_1}$$

Le signe négatif indique que U_1 et U_2 sont déphasées de 180° lorsque le sens de l'enroulement est identique et en phase lorsque le sens de l'enroulement est opposé.

Dans un transformateur en charge, la bobine secondaire est traversée par un courant $I_2 = U_2 / R$, R étant la résistance ohmique de la charge. Ce courant génère un flux magnétique Φ_2 qui, en raison de la loi de Lenz, est opposé au flux magnétique Φ_1 généré par le courant primaire I_1. Comme la tension primaire U_1 reste constante, le courant primaire I_1 augmente. Dans le cas idéal, la puissance P_2 cédée par la bobine secondaire est égale à la puissance P_1 absorbée par la bobine primaire :

(4) $$P_1 = U_1 \cdot I_1 = U_2 \cdot I_2 = P_2$$

Avec (3), il en résulte :

(5) $$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1}$$

Dans l'expérience, on branche d'abord un voltmètre côté secondaire, puis on mesure à vide ($I_{2o} = 0$) la tension secondaire U_{2o} en fonction de la tension primaire U_{1o} pour un rapport de transformation fixe $N_1/N_2 = 1/2$. Ensuite, on court-circuite le côté secondaire avec un ampèremètre ($U_{2c} = 0$) et on mesure le courant primaire I_{1c} en fonction du courant secondaire I_{2c} pour un rapport de transformation $N_1/N_2 = 1/2$. Enfin, on branche une résistance de charge $R = 2\ \Omega$ côté secondaire et on mesure la tension primaire U_1, le courant primaire I_1, la tension secondaire U_2 et le courant secondaire I_2 pour un rapport de transformation fixe $N_1/N_2 = 1/2$.

EVALUATION

L'équation (3) permet de déduire les tensions

$$U_2 = \frac{N_2}{N_1} \cdot U_1$$

et l'équation (5) les courants

$$I_1 = \frac{N_2}{N_1} \cdot I_2$$

Ainsi, les pentes des droites dans les diagrammes des figures 2 et 3 sont déterminées par le rapport de transformation.

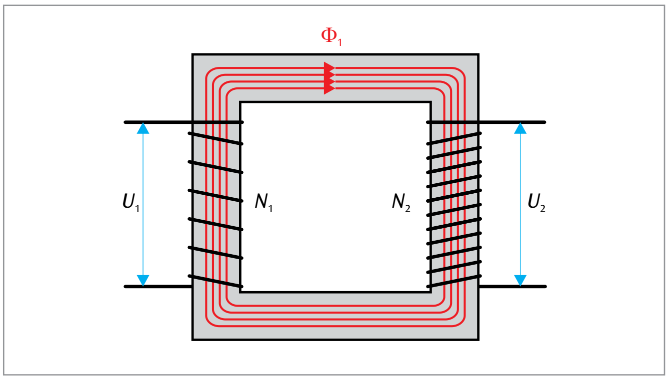


Fig. 1 Représentation schématique du transformateur

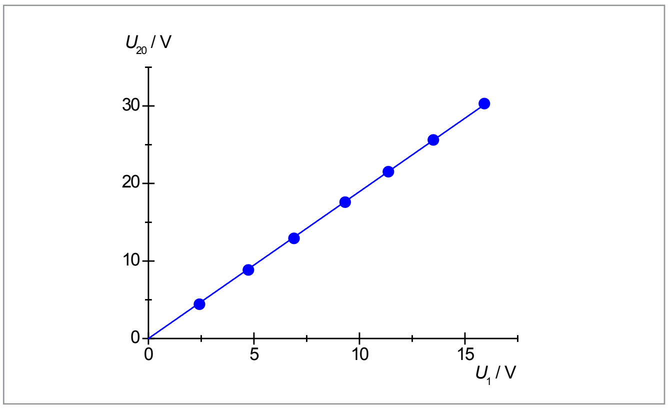


Fig. 2 Tension secondaire U_{2o} en fonction de la tension primaire U_{1o} à vide ($I_{2o} = 0$), $N_1 = 600$, $N_2 = 1200$

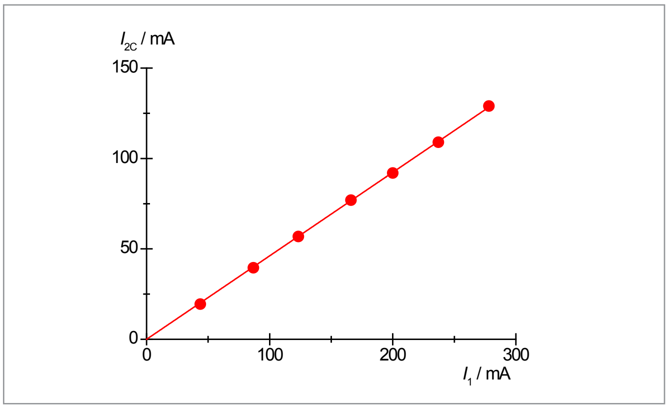
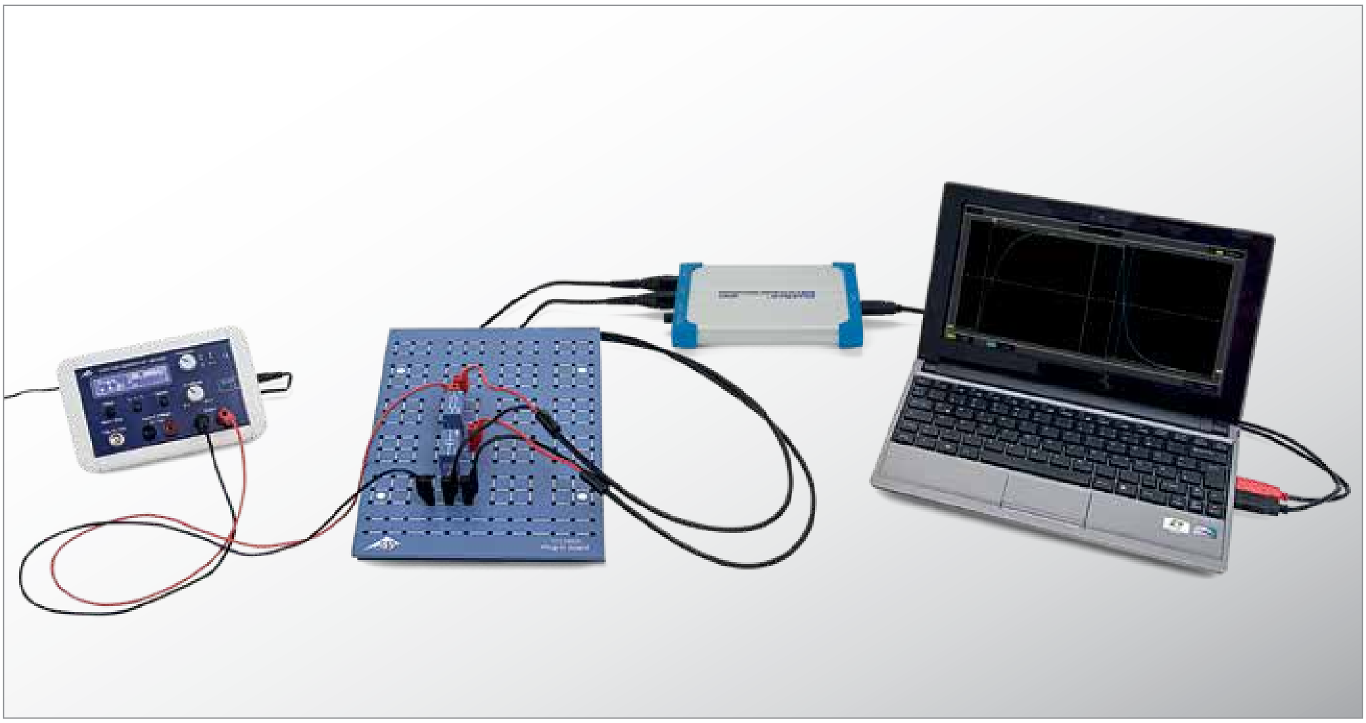


Fig. 3 Courant primaire I_{1c} en fonction du courant secondaire I_{2c} en cas de court-circuit ($U_{2c} = 0$), $N_1 = 600$, $N_2 = 1200$

UE3050101
CHARGE ET DECHARGE D'UN CONDENSATEUR I



EXERCICES

- Mesurer la tension aux bornes d'un condensateur chargé et déchargé par allumage et extinction du circuit à tension continue.
- Déterminer le temps de demi-vie lors de la charge et de la décharge.
- Déterminer dans quelle mesure la demi-vie est fonction de la capacité et de la résistance.

OBJECTIF

Étude de l'évolution de la tension aux bornes d'un condensateur lorsque celui-ci est traversé par un courant de charge et de décharge

RESUME

En régime continu, le courant ne traverse le condensateur que lorsque le circuit est allumé ou éteint. Le condensateur est chargé par le courant à l'allumage du circuit jusqu'à ce que la tension appliquée soit atteinte, et déchargé à l'extinction du circuit jusqu'à ce que la tension soit nulle. L'évolution de la tension du condensateur peut être représentée comme fonction exponentielle, c.-à-d. que pendant la demi-vie $T_{1/2}$, la tension du condensateur évolue de la moitié. Il s'écoule le même laps de temps lors d'une chute de tension de la moitié à un quart et d'un quart à un huitième. Le temps de demi-vie est proportionnel à la capacité et à la résistance.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Résistance 470 Ω, 2 W, P2W19	1012914
1	Résistance 1 kΩ, 2 W, P2W19	1012916
1	Résistance 2,2 kΩ, 2 W, P2W19	1012918
3	Condensateur 1 µF, 100 V, P2W19	1012955
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm^2	1002840
1	Jeu de 10 connecteurs de shuntage, P2W19	1012985

GENERALITES

En régime continu, le courant ne traverse le condensateur que lorsque le circuit est allumé ou éteint. Le condensateur est chargé par le courant à l'allumage du circuit jusqu'à ce que la tension appliquée soit atteinte, et déchargé à l'extinction du circuit jusqu'à ce que la tension soit nulle. L'évolution de la tension aux bornes du condensateur peut être représentée par une fonction exponentielle.

Pour un circuit en courant continu de capacité *C*, de résistance *R* et de tension continue U_0, on a à l'allumage du circuit :

(1) $$U(t) = U_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{T_{1/2}}}\right)$$

et à l'extinction du circuit :

(2) $$U(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{T_{1/2}}}$$

avec

(3) $$T_{1/2} = \ln 2 \cdot R \cdot C$$

$T_{1/2}$ correspond au temps de demi-vie, c.-à-d. que pendant ce temps $T_{1/2}$, la tension du condensateur diminue de la moitié. Il s'écoule le même laps de temps lorsque la tension chute de la moitié à un quart et d'un quart à un huitième.
Ce phénomène est étudié à l'aide du montage expérimental. On enregistre l'allure temporelle de la tension aux bornes du condensateur à l'aide d'un oscilloscope à mémoire. Étant donné que la tension continue U_0 est fixée
à 8 V, il est facile de relever les valeurs de la moitié, du quart et du huitième de cette grandeur.

EVALUATION

La concordance des valeurs de demi-vie déterminées à partir de plusieurs sections des courbes de charge et de décharge vient confirmer l'évolution exponentielle prévue de la tension, voir (1) et (2). La représentation des temps de demi-vie calculés en fonction de la résistance et de la capacité montre que les valeurs mesurées peuvent être ajustées au moyen d'une droite, voir (3).

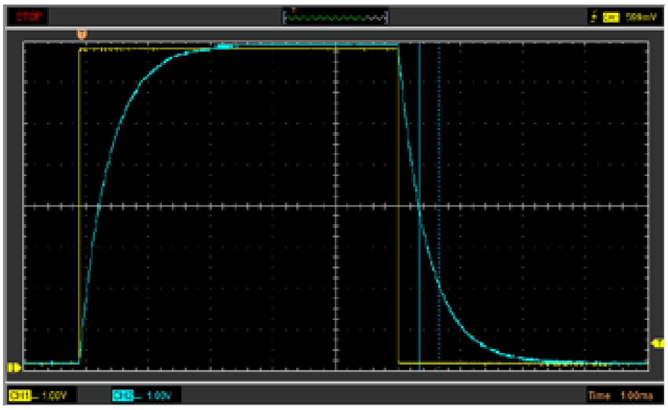


Fig. 1 Tension aux bornes du condensateur en charge et en décharge, enregistrée sur l'oscilloscope

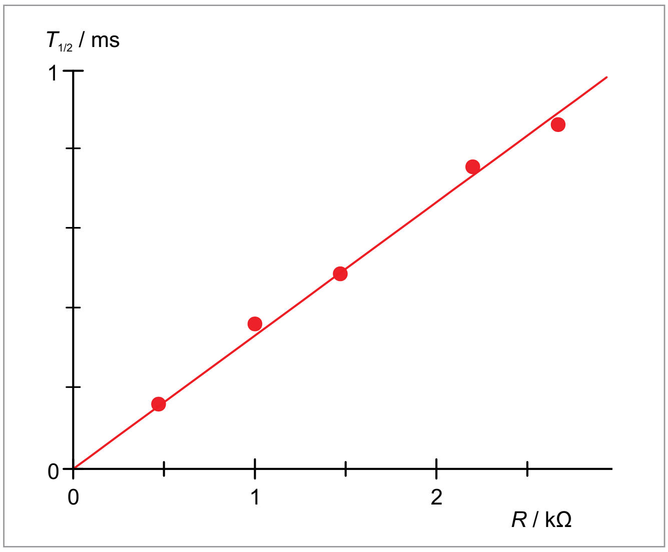


Fig. 2 Temps de demi-vie $T_{1/2}$ en fonction de la résistance *R*

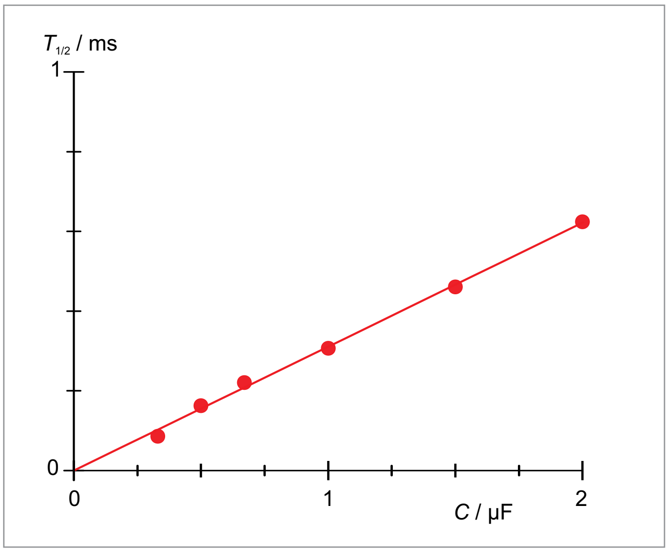


Fig. 3 Temps de demi-vie $T_{1/2}$ en fonction de la capacité *C*

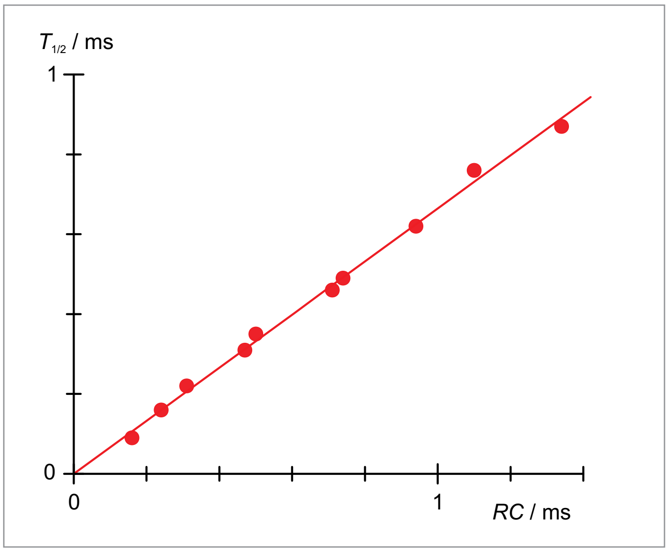


Fig. 4 Temps de demi-vie $T_{1/2}$ en fonction du produit *R**C*

UE3050105
CHARGE ET DÉCHARGE D'UN CONDENSATEUR II

EXERCICES

- Enregistrement point par point de l'évolution de la tension aux bornes du condensateur pendant la charge d'un condensateur par la mesure des temps de charge.
- Enregistrement point par point de l'évolution de la tension aux bornes du condensateur pendant la décharge d'un condensateur par la mesure des temps de décharge.
- Détermination des résistances et capacités internes par la mesure des temps de charge et de décharge et comparaison avec des paramètres externes connus.

OBJECTIF

Mesure des temps de charge et de décharge

RESUME

La courbe de décharge d'un condensateur est balayée point par point en mesurant les temps de charge jusqu'à ce que les valeurs de tension témoins soient atteintes. La mesure de la courbe de charge s'effectue selon le même procédé. À partir des valeurs mesurées, on détermine les données des résistances et condensateurs impliqués.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil de charge et de décharge (230 V, 50/60 Hz)	1017781 ou
	Appareil de charge et de décharge (115 V, 50/60 Hz)	1017780
1	Condensateur 1000 µF, 16 V, P2W19	1017806
1	Résistance 10 kΩ, 0,5 W, P2W19	1012922
En plus recommandé :		
1	Multimètre numérique P1035	1002781

GENERALITES

En régime continu, le courant ne traverse le condensateur que lorsque le circuit est activé ou désactivé. Le condensateur est chargé par le courant à l'activation du circuit jusqu'à ce que la tension appliquée soit atteinte, et déchargé à la désactivation du circuit jusqu'à ce que la tension soit nulle.

Pour un circuit en courant continu de capacité *C*, de résistance *R* et de tension continue U_0, on a à l'activation du circuit :

(1) $$U(t) = U_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

et à la désactivation du circuit :

(2) $$U(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

avec la constante de temps

(3) $$\tau = R \cdot C$$

Afin de vérifier ce phénomène, on procède pendant l'expérience à la mesure du temps écoulé jusqu'à l'obtention des valeurs de tension témoins réglées au préalable. Pour ce faire, le chronomètre est mis en marche en même temps que le processus de charge ou de décharge puis arrêté par commutation du comparateur dès que la tension témoin est atteinte. Les mesures effectuées pour différentes valeurs de tension témoins permettent de balayer les courbes de charge ou de décharge point par point.
Dans la pratique, on s'intéressera également au temps

(4) $$t_{5\%} = -\ln(5\%) \cdot R \cdot C \approx 3 \cdot R \cdot C$$

durant lequel la tension aux bornes du condensateur atteint 5% de la valeur de sortie U_0 lors de la décharge et se rapproche de jusqu'à 5% de la valeur finale U_0 pendant le charge. En mesurant le temps $t_{5\%}$, on peut par exemple déterminer les paramètres *R* et *C*.

EVALUATION

Lorsque la résistance externe R_{ext} est connue, on calcule la capacité externe C_{ext} à partir du temps $t_{5\%}$ comme indiqué au point (4) :

$$C_{ext} = \frac{t_{5\%}}{3 \cdot R_{ext}}$$

La capacité externe ainsi déterminée est commutée en parallèle à la capacité interne inconnue C_{int} afin de déterminer celle-ci en comparant les temps de charge et de décharge. Finalement, on obtient les trois résistances internes encore inconnues $R_{int,\,i}$ à partir des temps de charge et de décharge respectifs :

$$R_{int,\,i} = \frac{t_{5\%,\,i}}{3 \cdot C_{int}} \quad \text{avec } i = 1, 2, 3$$

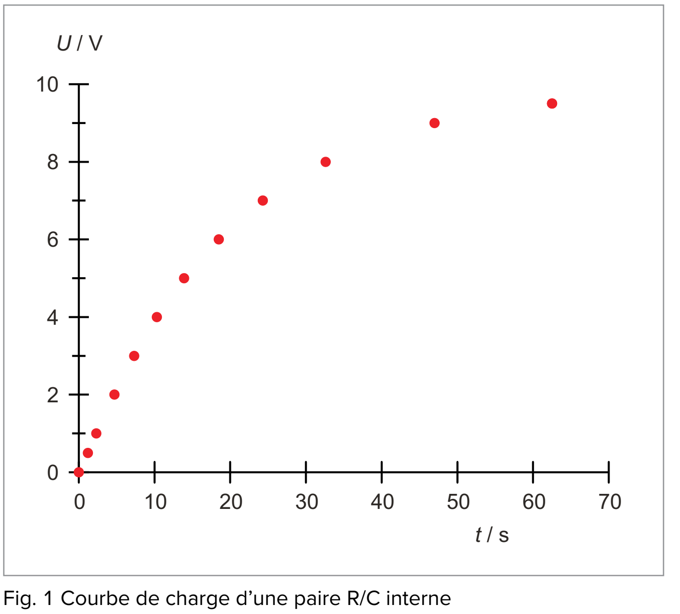


Fig. 1 Courbe de charge d'une paire R/C interne

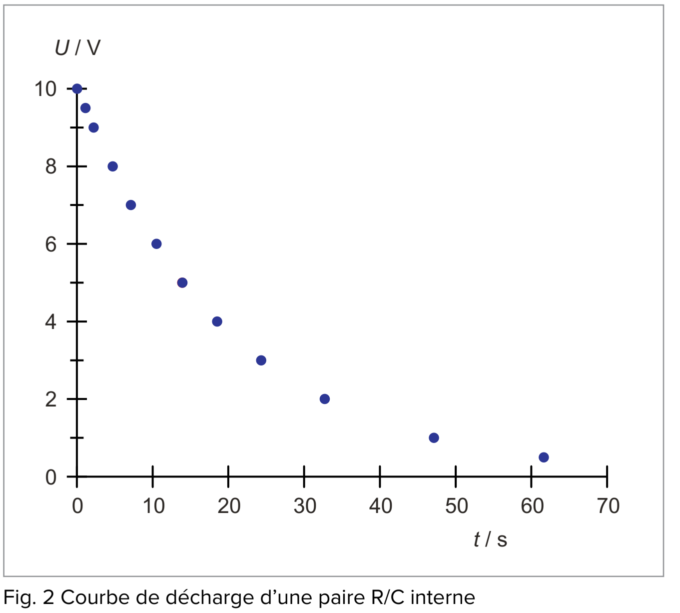
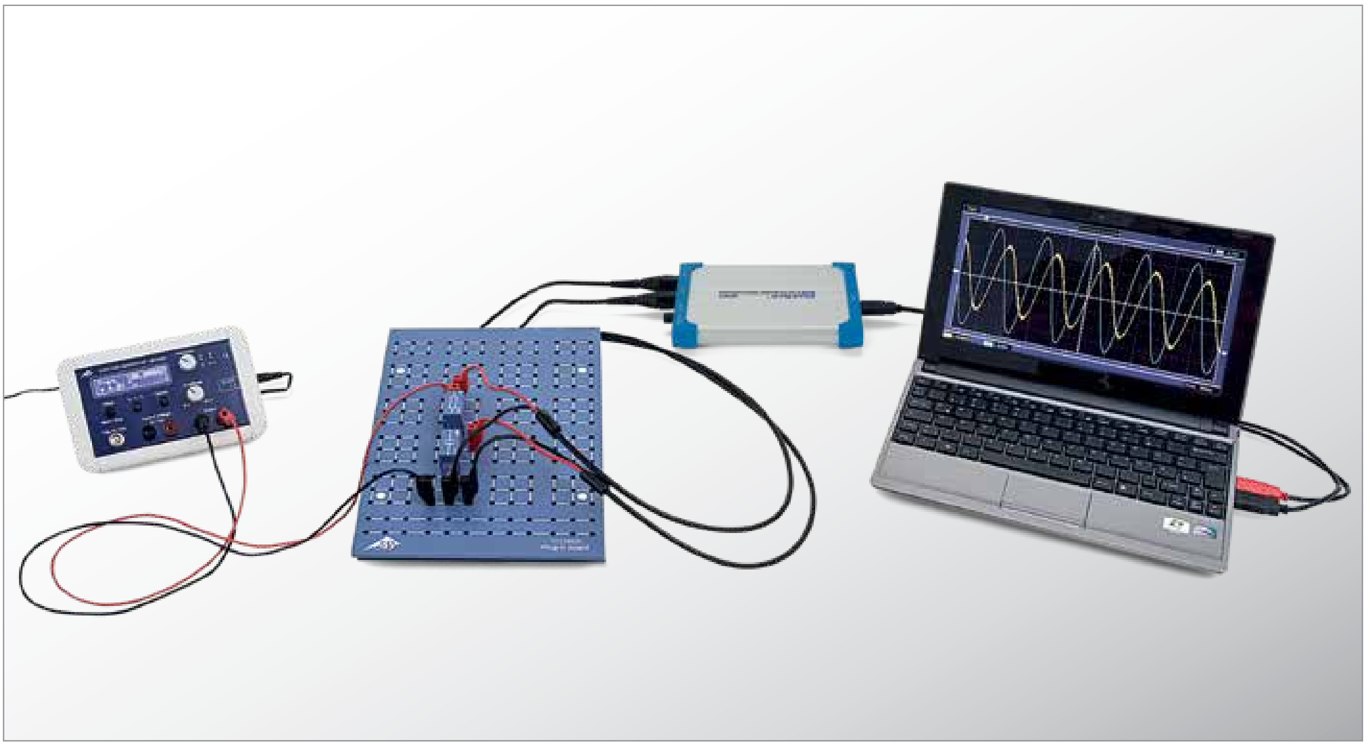


Fig. 2 Courbe de décharge d'une paire R/C interne

UE3050111 | RESISTANCE D’UN CONDENSATEUR DANS UN CIRCUIT A COURANT ALTERNATIF



EXERCICES

- Déterminer l’amplitude et la différence de phase de la réactance capacitive en fonction de la capacité.

- Déterminer l’amplitude et la différence de phase de la réactance capacitive en fonction de la fréquence.

OBJECTIF

Déterminer la réactance capacitive en fonction de la capacité et de la fréquence

RESUME

Toute variation de la tension appliquée à un condensateur crée un courant à travers celui-ci. Si on applique une tension alternative, un courant alternatif traverse le condensateur avec un déphasage par rapport à la tension. Dans l’expérience, un générateur de fonctions fournit une tension alternative avec des fréquences allant jusqu’à 3 kHz. Un oscilloscope bi-canal enregistre le courant et la tension, ce qui permet de relever l’amplitude et la différence de phase de ces deux grandeurs. Le courant traversant le condensateur correspond à la chute de tension à travers une résistance de mesure dont la valeur est négligeable par rapport à la réactance capacitive.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Résistance 1 Ω, 2 W, P2W19	1012903
1	Résistance 10 Ω, 2 W, P2W19	1012904
3	Condensateur 1 µF, 100 V, P2W19	1012955
1	Condensateur 0,1 µF, 100 V, P2W19	1012953
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840

GENERALITES

Toute variation de la tension appliquée au condensateur crée un courant à travers celui-ci. Si on applique une tension alternative, un courant alternatif traverse le condensateur avec un déphasage par rapport à la tension. Ce phénomène s'explique aisément à l'aide d'une formule mathématique où l'on utilise le courant, la tension et la résistance comme des grandeurs complexes et que l'on considère leurs parties réelles.

De l'équation du condensateur, on déduit que

(1) $$I = C \cdot \frac{dU}{dt}$$

I : Courant, U : Tension, C : Capacité

Appliquer une tension

(2) $$U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

crée donc un courant électrique

(3) $$I = i \cdot \omega \cdot C \cdot U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

et l'on peut attribuer la résistance complexe

(4) $$X_C = \frac{U}{I} = \frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot C}$$

à la capacité C. La partie réelle de chacune de ces grandeurs peut être mesurée, on a donc :

(5a) $$U = U_0 \cdot \cos\omega t$$

(6a) $$I = 2\pi \cdot f \cdot C \cdot U_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$= I_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

(7a) $$X_C = \frac{U_0}{I_0} = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C}$$

Dans l'expérience, un générateur de fonctions fournit une tension alternative avec des fréquences allant jusqu'à 3 kHz. Un oscilloscope bi-canal enregistre le courant et la tension, ce qui permet de relever l'amplitude et la différence de phase de ces deux grandeurs. Le courant traversant le condensateur correspond à la chute de tension à travers une résistance de mesure dont la valeur est négligeable par rapport à la réactance capacitive.

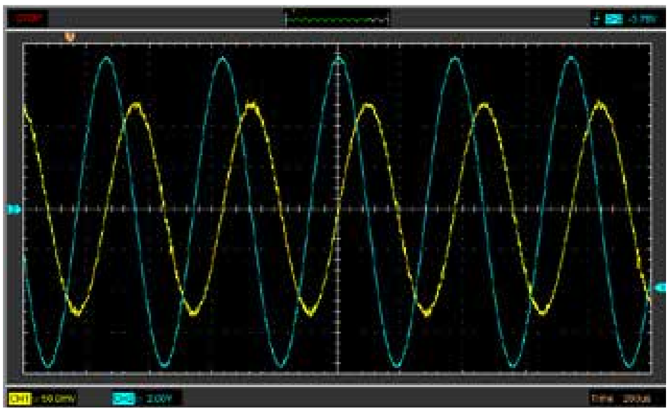


Fig. 1 Condensateur dans un circuit à courant alternatif : évolution du courant et de la tension

EVALUATION

Selon l'équation (4), la réactance capacitive X_C est proportionnelle à la valeur inverse de la fréquence *f* et à l'inverse de la capacité *C*. Comme le montrent les diagrammes, les valeurs relevées sont mesurables avec précision et situées sur une droite d'origine.

Le courant traversant le condensateur a une avance de phase de 90° par rapport à la tension du condensateur, car le courant de charge (signe +) et le courant de décharge (signe –) sont d'autant plus forts que la tension diminue (au maximum lorsque la tension est nulle).

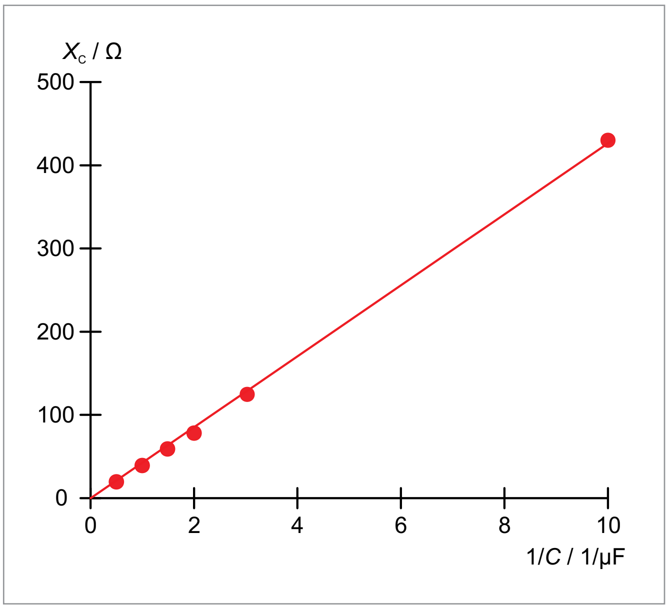


Fig. 2 Réactance capacitive X_C en fonction de la valeur inverse de la capacité *C*

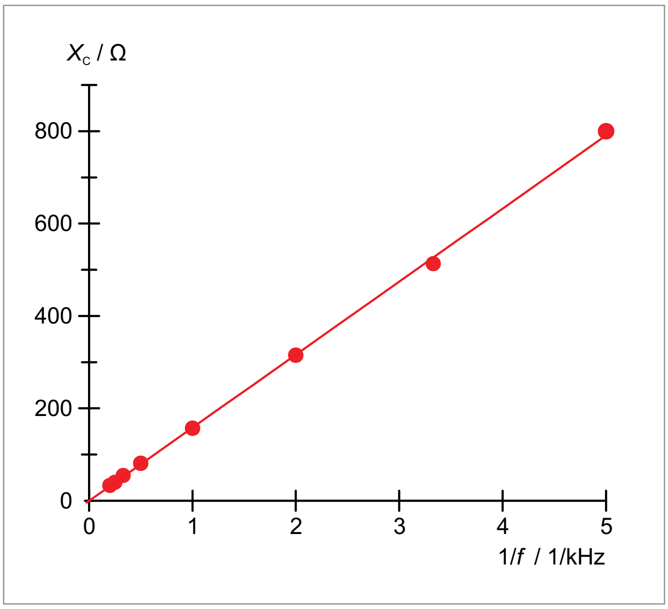
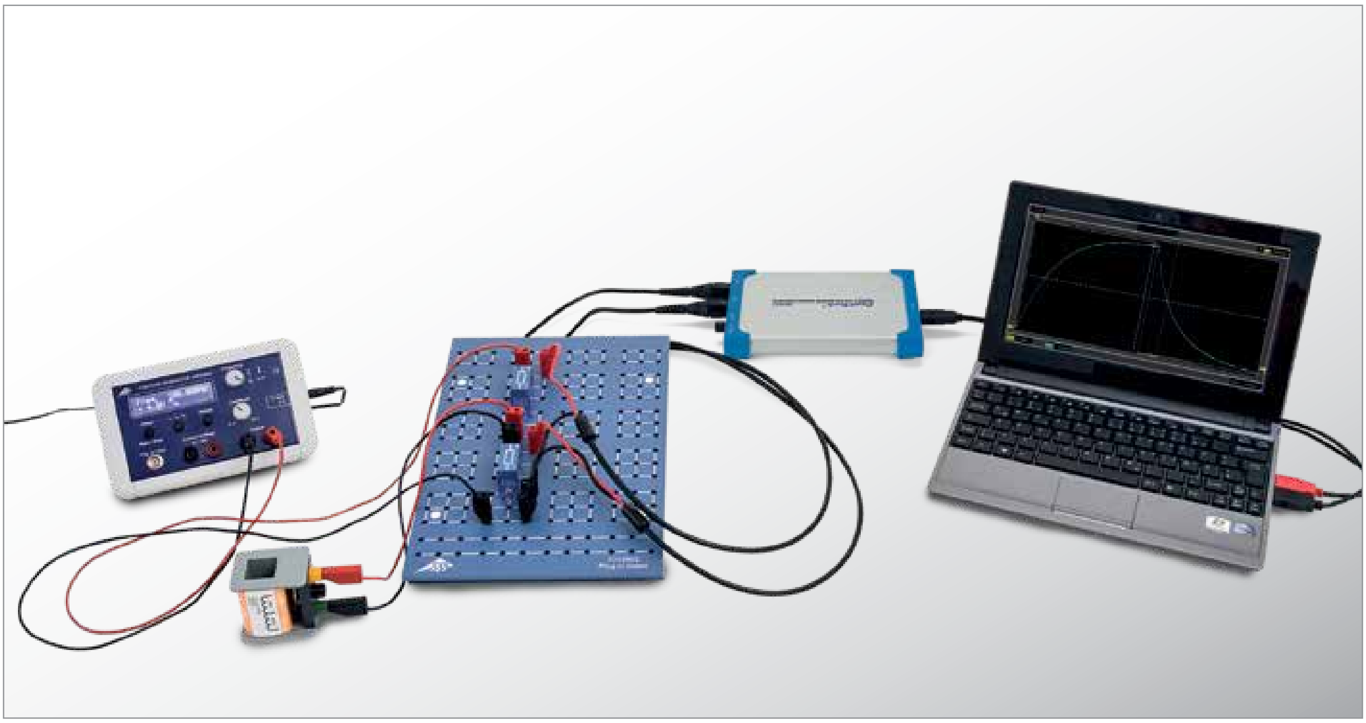


Fig. 3 Réactance capacitive X_C en fonction de la valeur inverse de la fréquence *f*

UE3050201
CHARGE ET DECHARGE D'UNE BOBINE



› EXERCICES

- Mesure du courant aux bornes de la bobine alimentée par une tension continue à l'allumage et à l'extinction du circuit.
- Déterminer le temps de demi-vie à l'allumage et à l'extinction du circuit à tension continue.
- Démontrer dans quelle mesure la demi-vie est fonction de l'inductance et de la résistance.

OBJECTIF

Étude de l'évolution du courant d'une bobine alimentée par une tension continue à l'allumage et à l'extinction du circuit.

RESUME

Le comportement d'une bobine dans un circuit à courant continu est modifié dès qu'il y a commutation ou interruption de la tension d'alimentation. La variation de courant est retardée par le phénomène d'auto-induction qui se crée aux bornes de la bobine, cette tension induite atteignant une valeur maximale à l'allumage du circuit et nulle à son extinction. La forme du courant de la bobine peut être représentée comme fonction exponentielle, c.-à-d. qu'au cours de la demi-vie $T_{1/2}$, le courant de la bobine diminue de la moitié. Il s'écoule le même laps de temps lorsque la tension chute de la moitié à un quart et d'un quart à un huitième. Le temps de demi-vie est proportionnel à l'inductance et à la résistance.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Résistance 1 Ω, 2 W, P2W19	1012903
1	Résistance 10 Ω, 2 W, P2W19	1012904
1	Résistance 22 Ω, 2 W, P2W19	1012907
1	Résistance 47 Ω, 2 W, P2W19	1012908
1	Résistance 150 Ω, 2 W, P2W19	1012911
1	Jeu de 10 connecteurs de shuntage, P2W19	1012985
2	Bobine S à 1200 spires	1001002
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840

GENERALITES

Le comportement d'une bobine dans un circuit à courant continu est modifié dès que la tension continue est commutée ou interrompue. La variation de courant est retardée par le phénomène d'auto-induction qui se crée aux bornes de la bobine, cette tension induite atteignant une valeur maximale à l'allumage du circuit et nulle à son extinction. La forme du courant induit dans la bobine peut être représentée comme fonction exponentielle.

Pour un circuit en courant continu d'inductance L, de résistance R et de tension continue U_0, on a à l'allumage du circuit :

(1)
$$I(t) = I_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{T_{1/2}}}\right)$$

et à l'extinction du circuit :

(2)
$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{T_{1/2}}}.$$

avec

(3)
$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot \frac{L}{R}$$

$T_{1/2}$ est le temps de demi-vie, c.-à-d. que pendant ce laps de temps $T_{1/2}$, le courant de la bobine diminue de la moitié. Il s'écoule ce même laps de temps lors d'une chute de la moitié à un quart et d'un quart à un huitiè-me.

Ce phénomène est étudié à l'aide du montage expérimental. L'expérience consiste à enregistrer l'allure temporelle du courant de la bobine au moyen d'un oscilloscope à mémoire. Le courant est mesuré en tant que baisse de la tension à travers une résistance R_M montée en série. Le courant I_0 est choisi de manière à permettre une lecture aisée de la moitié, d'un quart et d'un huitième de cette grandeur.

EVALUATION

La concordance des valeurs de demi-vie déterminées à partir de plusieurs sections des courbes de charge et de décharge vient confirmer l'évolution exponentielle prévue de la tension, voir (1) et (2). La représentation des temps de demi-vie calculés en fonction de la résistance et de l'inductance montre que les valeurs mesurées peuvent être ajustées au moyen d'une droite, voir (3).

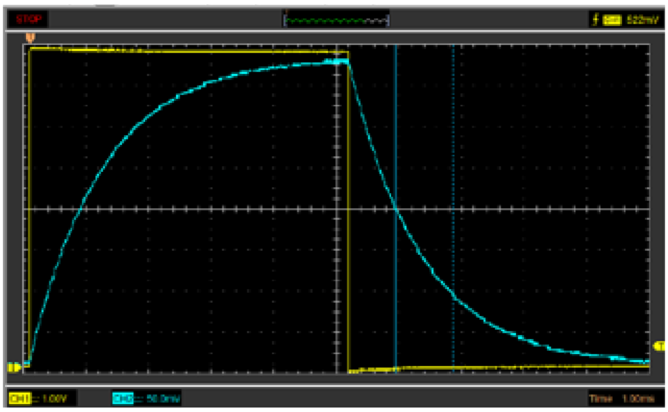


Fig. 1 Tension de la bobine au moment de la charge et de la décharge (enregistrement sur l'oscilloscope)

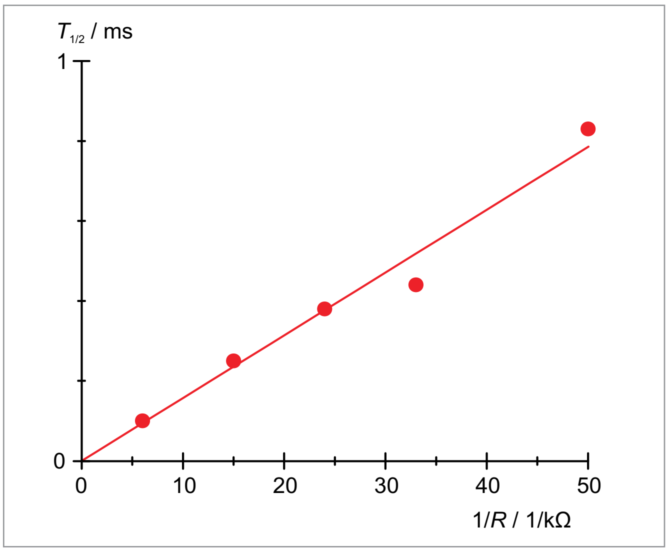


Fig. 2 Temps de demi-vie $T_{1/2}$ comme fonction de la valeur inverse de la résistance R

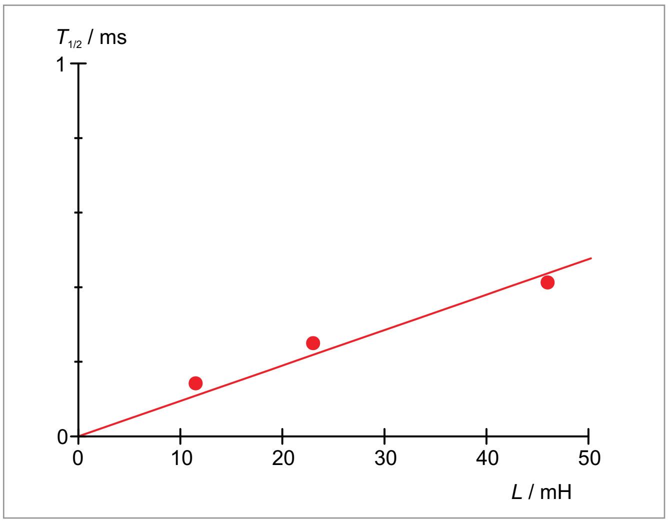


Fig. 3 Temps de demi-vie $T_{1/2}$ en fonction de l'inductance L

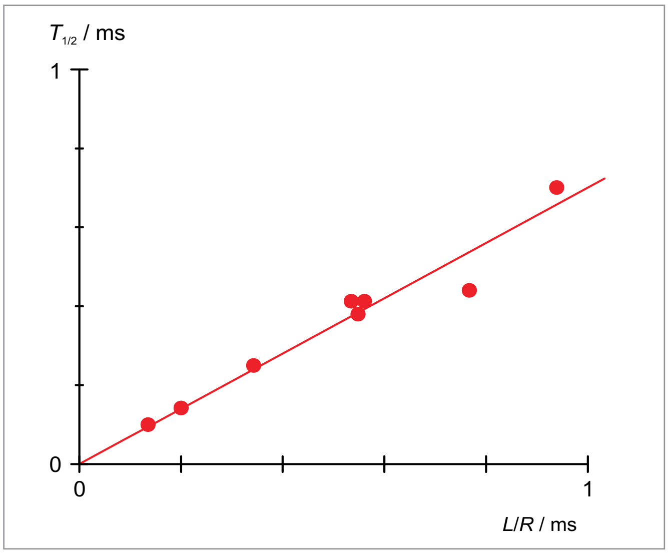
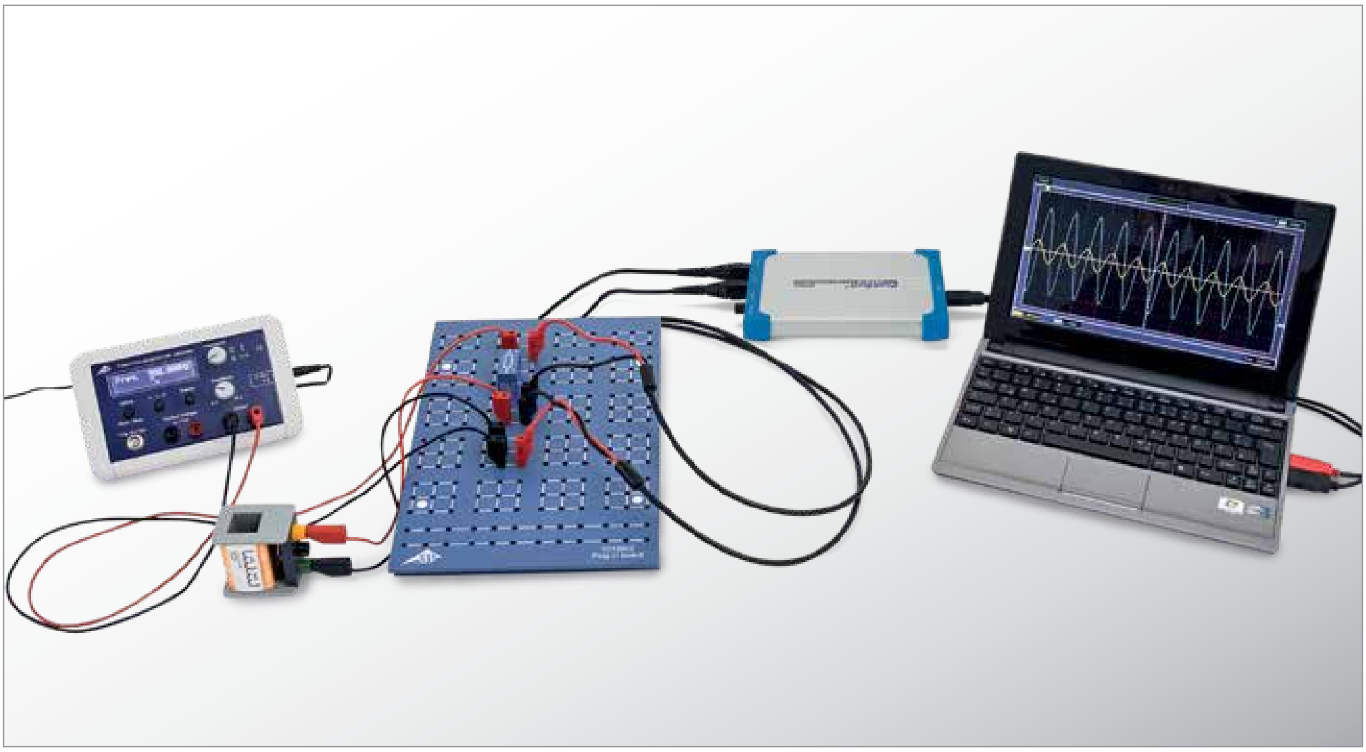


Fig. 4 Temps de demi-vie $T_{1/2}$ en fonction de $\frac{L}{R}$

UE3050211 | RESISTANCE D'UNE BOBINE DANS UN CIRCUIT A COURANT ALTERNATIF



EXERCICES

- Déterminer l'amplitude et la différence de phase de la réactance inductive en fonction de l'inductance.
- Déterminer l'amplitude et la différence de phase de la réactance inductive en fonction de la fréquence.

OBJECTIF

Déterminer la réactance inductive d'une bobine en fonction de l'inductance et de la fréquence

RESUME

Toute variation du courant électrique alimentant une bobine induit une tension. Si la bobine est traversée par un courant alternatif, une tension alternative est induite à ses bornes avec un déphasage par rapport au courant. Ce phénomène s'explique aisément à l'aide d'une formule mathématique où le courant, la tension et la résistance sont utilisés comme des grandeurs complexes et que leurs parties réelles sont considérées. Dans l'expérience, un générateur de fonctions fournit une tension alternative avec des fréquences de max. 2 kHz. Un oscilloscope bi-canal enregistre le courant et la tension, ce qui permet de relever l'amplitude et la phase de ces deux grandeurs. Le courant traversant la bobine correspond à la chute de tension à travers une résistance de mesure dont la valeur est négligeable par rapport à la réactance inductive.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
2	Bobine S à 1200 spires	1001002
1	Résistance 10 Ω, 2 W, P2W19	1012904
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840

GENERALITES

Toute variation du courant électrique alimentant une bobine crée une tension aux bornes de celle-ci, une tension induite qui va s'opposer au courant d'alimentation et donc aux variations de courant. Dans un circuit alternatif, la tension aux bornes de la bobine est en avance de phase par rapport au courant alimentant la bobine. Ce phénomène s'explique aisément à l'aide d'une formule mathématique où l'on utilise le courant, la tension et la résistance comme des grandeurs complexes et que l'on considère leurs parties réelles.

Le rapport courant-tension d'une bobine s'écrit :

(1) $$U = L \cdot \frac{dI}{dt}$$

I : Courant, U : Tension, L : Inductance

Pour une tension

(2) $$U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

le courant est donné par

(3) $$I = \frac{U_0}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L} \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t) \cdot$$

Par conséquent, on peut attribuer la résistance complexe (ou réactance inductive)

(4) $$X_L = \frac{U}{I} = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L$$

à l'inductance L. La partie réelle de chacune de ces grandeurs peut être mesurée, on a donc :

(5a) $$U = U_0 \cdot \cos \omega t$$

(6a) $$I = \frac{U_0}{2\pi \cdot f \cdot L} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = I_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

(7a) $$X_L = \frac{U_0}{I_0} = 2\pi \cdot f \cdot L$$

Dans l'expérience, un générateur de fonctions fournit une tension alternative avec des fréquences allant jusqu'à 2 kHz. Un oscilloscope bi-canal enregistre le courant et la tension, ce qui permet de relever l'amplitude et la différence de phase de ces deux grandeurs. Le courant traversant la bobine est fonction de la chute de tension aux bornes d'une résistance de mesure dont la valeur est négligeable par rapport à la réactance inductive.

EVALUATION

Selon l'équation (4), la réactance inductive X_L est proportionnelle à la fréquence f et à l'inductance L. Comme le montrent les diagrammes correspondants, les valeurs mesurées se situent dans les limites de précision de mesure sur une droite d'origine.
Le courant alimentant la bobine est en retard de phase de 90° sur la tension appliquée à la bobine, car toute variation du courant crée une tension induite opposée.

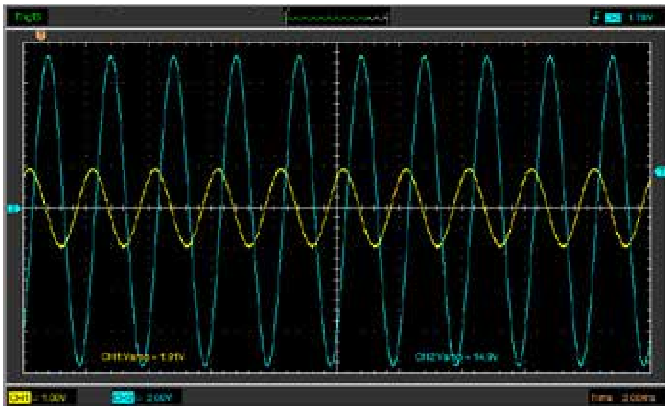


Fig. 1 Bobine dans un circuit alternatif : évolution du courant et de la tension

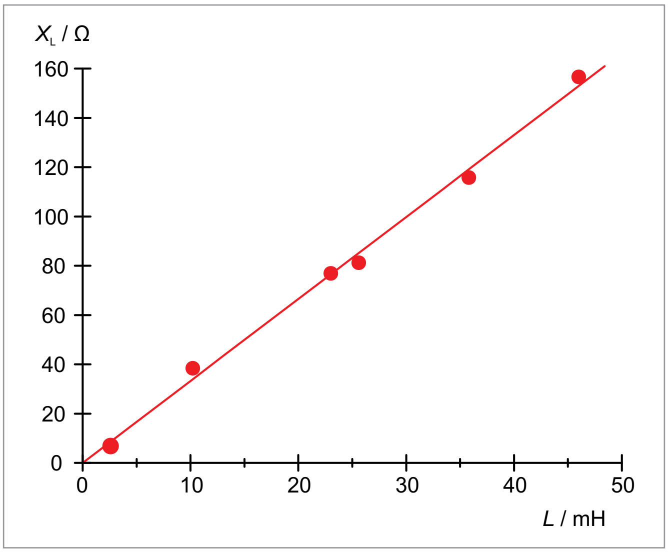


Fig. 2 Réactance inductive X_L en fonction de l'inductance L

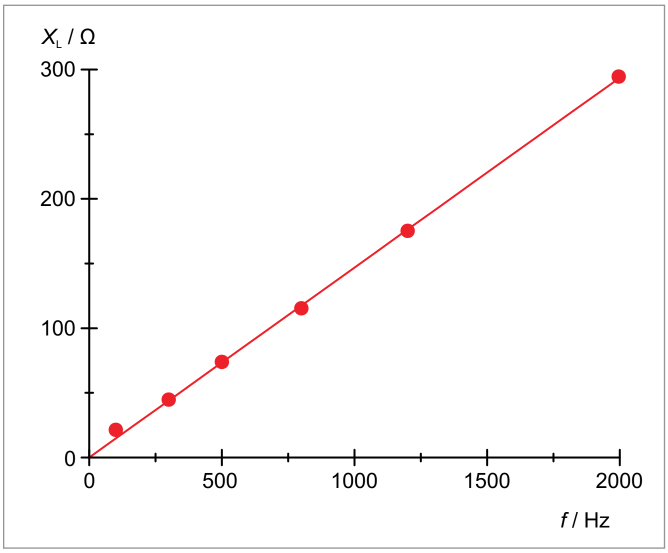
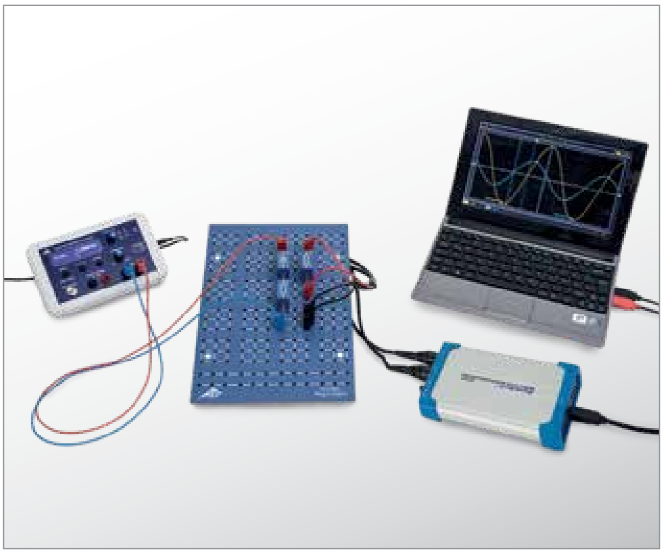
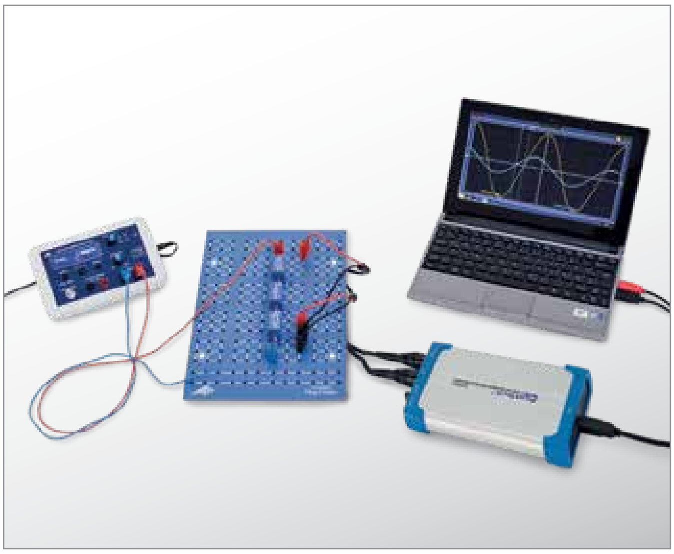


Fig. 3 Réactance inductive X_L en fonction de la fréquence f

UE3050301 | RESISTANCES DANS LES CIRCUITS A COURANT ALTERNATIF I





› EXERCICES

- Déterminer l'amplitude et la différence de phase de la résistance totale en fonction de la fréquence dans un montage en série.

- Déterminer l'amplitude et la différence de phase de la résistance totale en fonction de la fréquence dans un montage en parallèle.

OBJECTIF

Déterminer la valeur de la résistance (impédance) dans un circuit comportant des charges capacitives et résistives

RESUME

Dans les circuits à courant alternatif, il faut considérer non seulement les résistances ohmiques, mais également les résistances induites par les charges capacitives. Ces deux types de résistances peuvent être combinées et montées dans un circuit en série ou en parallèle. C'est de cela que dépendront à la fois les amplitudes et le déphasage du courant par rapport à la tension. Dans l'expérience, ces deux grandeurs sont mesurées à l'aide d'un oscilloscope et d'un générateur de fonctions fournissant des tensions alternatives avec des fréquences comprises entre 50 et 2000 Hz.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Résistance 1 Ω, 2 W, P2W19	1012903
1	Résistance 100 Ω, 2 W, P2W19	1012910
1	Condensateur 10 µF, 35 V, P2W19	1012957
1	Condensateur 1 µF, 100 V, P2W19	1012955
1	Condensateur 0,1 µF, 100 V, P2W19	1012953
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm^2	1002840

GENERALITES

Dans les circuits à courant alternatif, il est fréquent d'utiliser des nombres complexes (résistances non ohmiques ou impédance) pour décrire la résistance dans un circuit comportant des charges capacitives, car cela facilite le calcul. En effet, il s'agit d'une part de mesurer respectivement l'amplitude du courant et de la tension, mais aussi de considérer les relations de phase entre ces deux grandeurs. De cette façon, les montages en série et en parallèle de résistances capacitives et ohmiques se laissent très facilement expliquer. La tension et le cou-

rant sont également considérés comme des grandeurs complexes, dont les parties réelles peuvent respectivement être mesurées.

La réactance capacitive complexe d’un condensateur de capacité C dans un circuit à courant alternatif de fréquence f s’écrit :

(1) $$X_C = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C}$$

avec $$\omega = 2\pi \cdot f$$

Par conséquent, la résistance totale du montage en série du condensateur avec une résistance ohmique R s’exprime comme suit :

(2) $$Z_S = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C} + R$$

tandis que dans un montage en parallèle, la résistance totale est de :

(3) $$Z_P = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C + \frac{1}{R}}$$

Selon la formule couramment employée

(4) $$Z = Z_0 \cdot \exp(i \cdot \varphi)$$

on en déduit

(5) $$Z_S = \frac{\sqrt{1+(\omega \cdot C \cdot R)^2}}{\omega \cdot C} \cdot \exp(i \cdot \varphi_S)$$

avec $$\tan\varphi_S = -\frac{1}{\omega \cdot C \cdot R}$$

et

(6) $$Z_P = \frac{R}{\sqrt{1+(\omega \cdot C \cdot R)^2}} \cdot \exp(i \cdot \varphi_P)$$

avec $$\tan\varphi_P = -\omega \cdot C \cdot R$$

Dans l’expérience, un générateur de fonctions fournit des tensions alternatives avec des fréquences réglables entre 50 et 2000 Hz. La tension U et le courant d’intensité I sont représentés sur un oscilloscope, où I correspond à la chute de la tension à travers une petite résistance dynamique. Pour les parties réelles de la tension aux bornes de la résistance Z respective, on a donc :

(7) $$U = U_0 \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t)$$

et pour le courant créé :

(8) $$I = \frac{U_0}{Z_0} \cdot \exp(i \cdot (\omega \cdot t - \varphi)) = I_0 \cdot \exp(i \cdot (\omega \cdot t - \varphi))$$

Sur l’oscilloscope, on relève les valeurs d’amplitude I_0 et U_0 ainsi que le déphasage ϕ.

EVALUATION

La valeur de la résistance totale (impédance) $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$ est représentée en fonction de la fréquence f ou de la charge capacitive $X_C = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C}$.

Dans les circuits à petites fréquences, la résistance du montage en série correspond à la valeur de la charge (impédance) capacitive et celle du montage en parallèle à la valeur de la résistance ohmique. Le déphasage se situe entre 0° et –90° et il est de –45° lorsque les valeurs de résistance ohmique et inductive sont identiques.

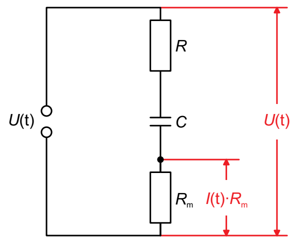


Fig. 1 Dispositif de mesure pour un circuit en série

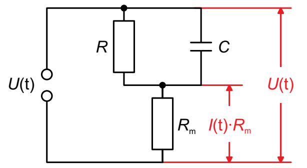


Fig. 2 Dispositif de mesure dans un circuit en parallèle

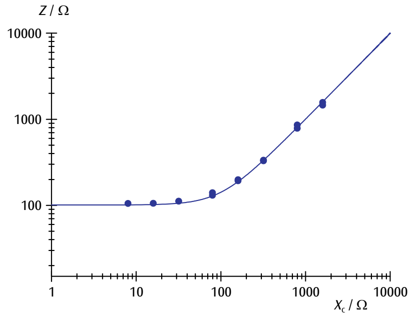


Fig. 3 Résistance totale (impédance) dans un circuit en série

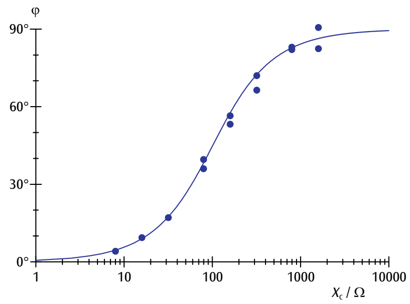


Fig. 4 Déphasage dans un circuit en série

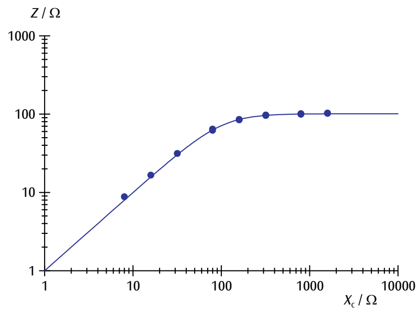


Fig. 5 Résistance totale (impédance) dans un circuit en parallèle

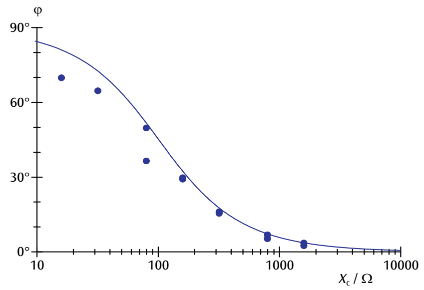
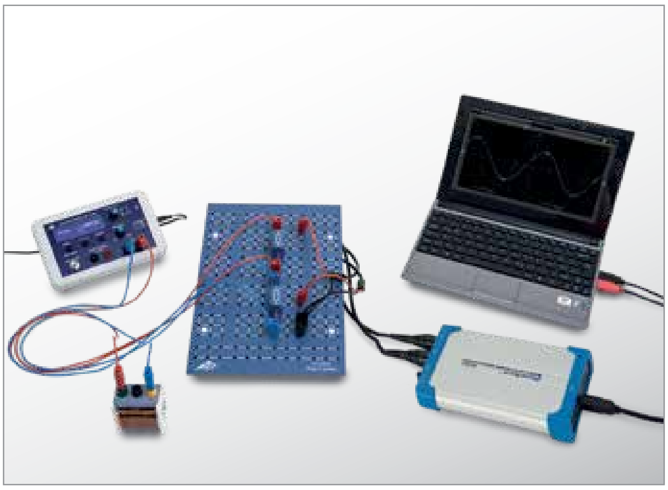
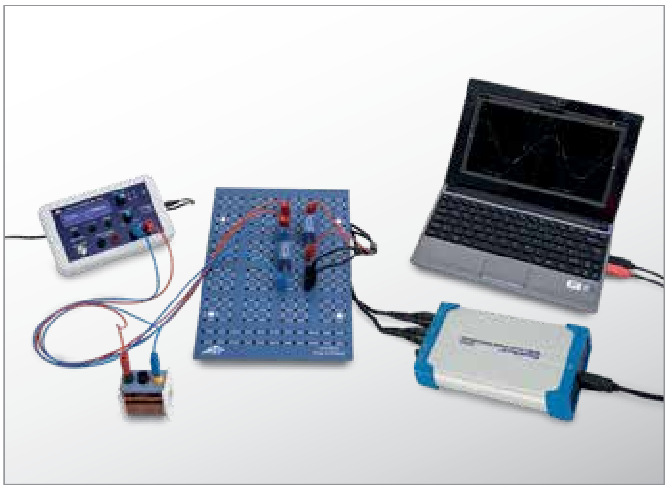


Fig. 6 Déphasage dans un circuit en parallèle

UE3050311 | RESISTANCES DANS LES CIRCUITS A COURANT ALTERNATIF II





EXERCICES

- Déterminer l'amplitude et la différence de phase de la résistance totale (impédance) en fonction de la fréquence dans un montage en série.

- Déterminer l'amplitude et la différence de phase de la résistance totale (impédance) en fonction de la fréquence dans un montage en parallèle.

OBJECTIF

Déterminer la valeur de la résistance en courant alternatif dans un circuit comportant des charges inductives et résistives

RESUME

Dans les circuits à courant alternatif, il faut considérer non seulement les résistances ohmiques, mais également les résistances inductives. Ces deux types de résistances peuvent être combinées et montées dans un circuit en série ou en parallèle. C'est de cela que dépendront à la fois les amplitudes et les différences de phase du courant par rapport à la tension. Dans l'expérience, ces grandeurs sont étudiées à l'aide d'un oscilloscope et d'un générateur de fonctions fournissant des tensions alternatives avec des fréquences comprises entre 50 et 10000 Hz.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Résistance 1 Ω, 2 W, P2W19	1012903
1	Résistance 100 Ω, 2 W, P2W19	1012910
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm^2	1002840
1	Bobine S à 800 spires	1001001
1	Bobine S à 1200 spires	1001002

GENERALITES

Dans les circuits à courant alternatif, il est fréquent d'utiliser des nombres complexes (résistances non ohmiques ou impédance) pour décrire la résistance dans un circuit comportant des charges inductives, car cela facilite le calcul. En effet, il s'agit d'une part de mesurer respectivement l'amplitude du courant et de la tension, mais aussi de considérer les relations de phase entre ces deux grandeurs. De cette façon, les montages en série et en parallèle de résistances inductives et ohmiques se laissent très facilement expliquer. La tension et le courant sont également considérés comme des grandeurs complexes, dont les parties réelles peuvent respectivement être mesurées.

La résistance complexe (impédance) d'une bobine d'inductance L dans un circuit à courant alternatif de fréquence f s'écrit :

(1) $$X_L = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L$$

avec $$\omega = 2\pi \cdot f$$

Par conséquent, la résistance totale (impédance) du montage en série de la bobine avec une résistance ohmique *R* s'exprime :

(2) $$Z_S = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L + R$$

tandis que dans un montage en parallèle, la résistance totale s'écrit :

(3) $$Z_P = \frac{1}{\frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L} + \frac{1}{R}}$$

Selon la formule couramment employée

(4) $$Z = Z_0 \cdot \exp(i \cdot \varphi)$$

on en déduit

(5) $$Z_S = \sqrt{(2\pi \cdot f \cdot L)^2 + R^2} \cdot \exp(i \cdot \varphi_S)$$

avec

et $$\tan\varphi_S = \frac{2\pi \cdot f \cdot L}{R}$$

(6) $$Z_P = \frac{2\pi \cdot f \cdot L \cdot R}{\sqrt{(2\pi \cdot f \cdot L)^2 + R^2}} \cdot \exp(i \cdot \varphi_P)$$

avec $$\tan\varphi_P = \frac{R}{2\pi \cdot f \cdot L}$$

Dans l'expérience, un générateur de fonctions fournit des tensions alternatives avec des fréquences réglables entre 50 et 10000 Hz. La tension *U* et le courant d'intensité *I* sont représentés sur un oscilloscope, où *I* correspond à la chute de la tension à travers une petite résistance dynamique auxiliaire. Pour les parties réelles de la tension aux bornes de la résistance *Z* respective, on a donc :

(7) $$U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

et pour le courant créé :

(8) $$I = \frac{U_0}{Z_0} \cdot \exp(i \cdot (2\pi \cdot f \cdot t - \varphi)) = I_0 \cdot \exp(i \cdot (2\pi \cdot f \cdot t - \varphi))$$

Sur l'oscilloscope, on relève respectivement les valeurs d'amplitude I_0 et U_0 ainsi que la différence de phase ϕ.

EVALUATION

La valeur de la résistance totale (impédance) $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$ est représentée en fonction de la fréquence *f* ou de la charge (impédance) inductive $X_L = 2\pi \cdot f \cdot L$. Dans un circuit de grande impédance inductive, la résistance du montage en série correspond à la valeur de la charge (impédance) inductive et celle du montage en parallèle, à la valeur de la résistance ohmique. Le déphasage se situe entre 0° et 90° et il est de 45° lorsque les valeurs de résistance ohmique et inductive sont identiques.

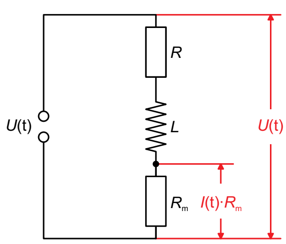


Fig. 1 Dispositif de mesure pour un circuit en série

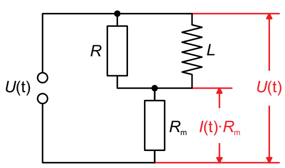


Fig. 2 Dispositif de mesure dans un circuit en parallèle

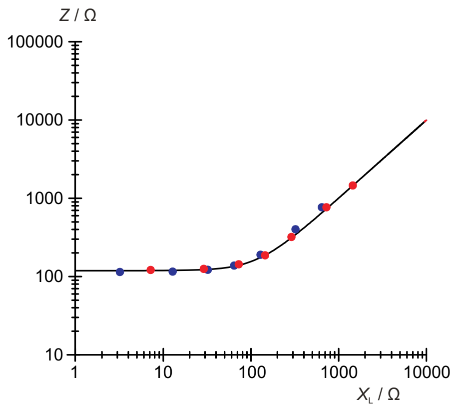


Fig. 3 Résistance totale (impédance) dans un circuit en série

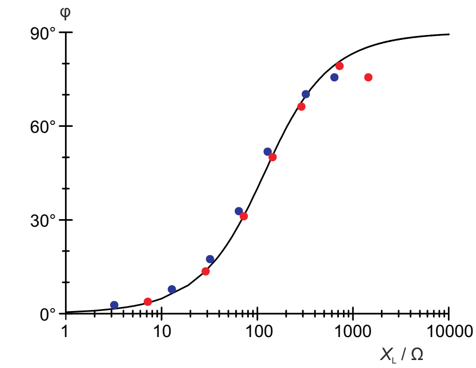


Fig. 4 Déphasage dans un circuit en série

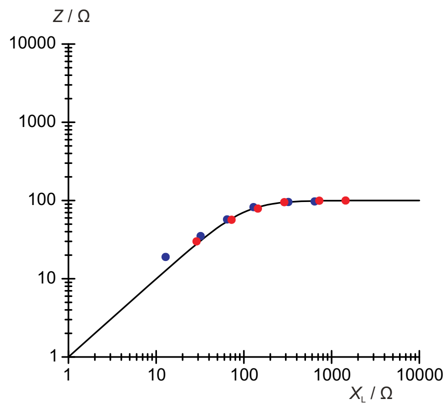


Fig. 5 Résistance totale (impédance) dans un circuit en parallèle

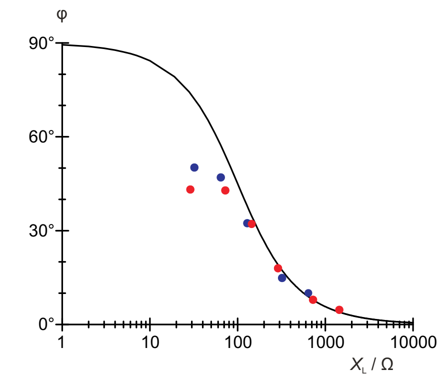
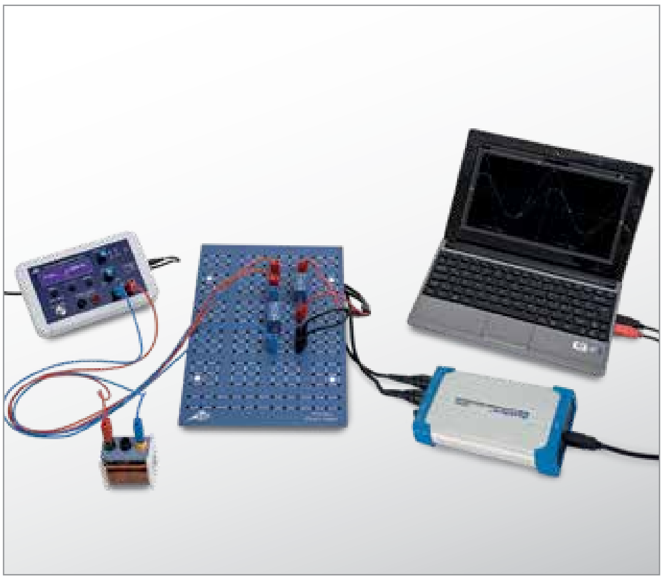
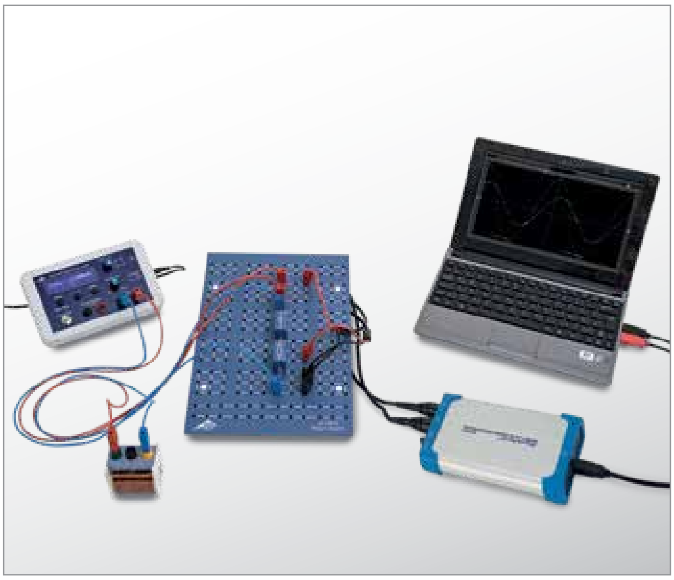


Fig. 6 Déphasage dans un circuit en parallèle

UE3050321
RESISTANCES EN COURANT ALTERNATIF III





EXERCICES

- Détermination de la résistance en courant alternatif sur des circuits série ou parallèles à résistance capacitive et inductive en fonction de la fréquence.
- Détermination de la fréquence de résonance en fonction de l'inductance et de la capacité.
- Observation de la modification du déphasage entre le courant et la tension avec une fréquence de résonance.

OBJECTIF

Détermination de la résistance en courant alternatif dans un circuit électrique à résistance inductive et capacitive

RESUME

Les circuits en courant alternatif à résistances inductives et capacitives présentent un comportement de résonance. Avec la fréquence de résonance, la résistance du circuit série à résistance inductive et capacitive devient nulle, la résistance du circuit parallèle en revanche devient infiniment grande. Au cours de l'expérience, nous allons l'étudier avec un oscilloscope, un générateur de fonctions fournissant des tensions alternatives entre 50 et 20 000 Hz.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Condensateur 1 µF, 100 V, P2W19	1012955
1	Condensateur 4,7 µF, 63 V, P2W19	1012946
1	Bobine S à 800 spires	1001001
1	Bobine S à 1200 spires	1001002
1	Résistance 10 Ω, 2 W, P2W19	1012904
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840

GENERALITES

Les résistances inductives dans les circuits à courant alternatif augmentent au fur et à mesure que la fréquence du courant alternatif augmente, tandis que les résistances capacitives diminuent. Aussi les circuits série ou parallèle à résistances capacitives et inductives présentent-ils un comportement de résonance. On parle de circuits oscillants, parce que le courant et la tension oscille entre la capacité et l'inductance. Une résistance ohmique supplémentaire atténue cette oscillation.

Pour calculer les circuits série ou parallèles, pour des raisons de facilité, on assigne à une inductance L la résistance complexe

(1)

f : fréquence du courant alternatif

et à une capacité C la résistance complexe

(2) $$X_C = \frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot C}$$

Pour la résistance totale d'un circuit série sans résistance ohmique, on a

(3) $$Z_S = i \cdot \left(2\pi \cdot f \cdot L - \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C} \right)$$

a tandis que le circuit parallèle se calcule de la manière suivante :

(4) $$\frac{1}{Z_P} = -i \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot L} - 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C \right)$$

Avec la fréquence de résonance,

(5) $$f_r = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}$$

la résistance Z_S disparaît du circuit série de résistance inductive et capaci-tive ; c'est-à-dire que les tensions individuelles sont égales et de sens opposés. En revanche, la valeur de la résistance Z_P du circuit parallèle devient infiniment grande, c'est-à-dire que les courants individuels sont égaux et de sens opposés. De plus, avec la fréquence de résonance, le déphasage entre le courant et la tension change de signe.

Au cours de l'expérience, des circuits oscillants sont montés en circuits série ou parallèle de capacité et d'inductance. Un générateur de fonctions sert de source de tension avec une fréquence et une amplitude réglables. Un oscilloscope permet de mesurer le courant et la tension en fonction de la fréquence réglée. La tension U et le courant I sont représentés sur un oscilloscope, I étant la chute de tension sur une petite résistance de travail.

EVALUATION

Sur l'oscilloscope, on lit pour chaque fréquence f le déphasage φ ainsi que les amplitudes I_0 et U_0. On s'en sert pour calculer la valeur de la résistance totale $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$.

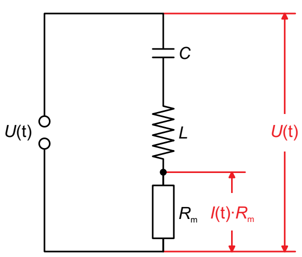


Fig. 1 Agencement de la mesure pour circuit série

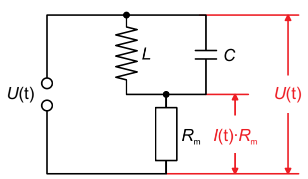


Fig. 2 Agencement de la mesure pour circuit parallèle

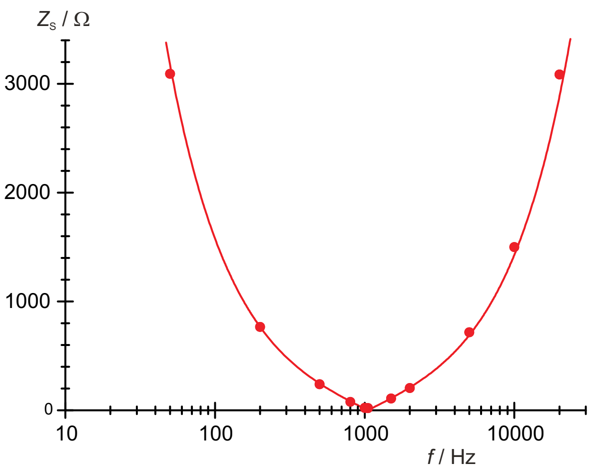


Fig. 3 Résistance de courant alternatif du circuit série en fonction de la fréquence

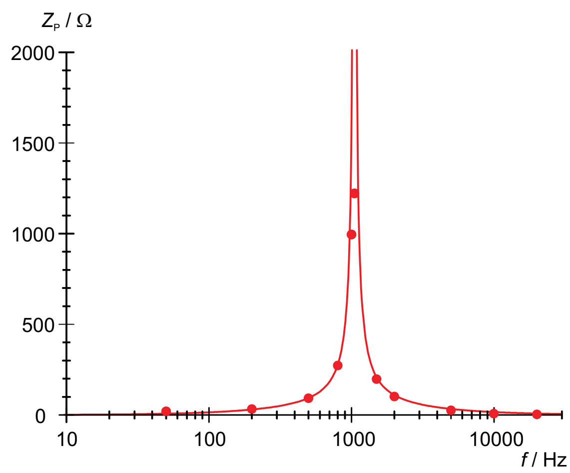


Fig. 4 Résistance de courant alternatif du circuit parallèle en fonction de la fréquence

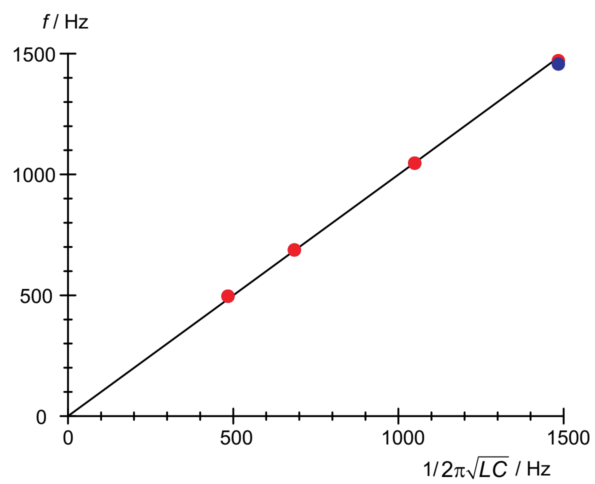
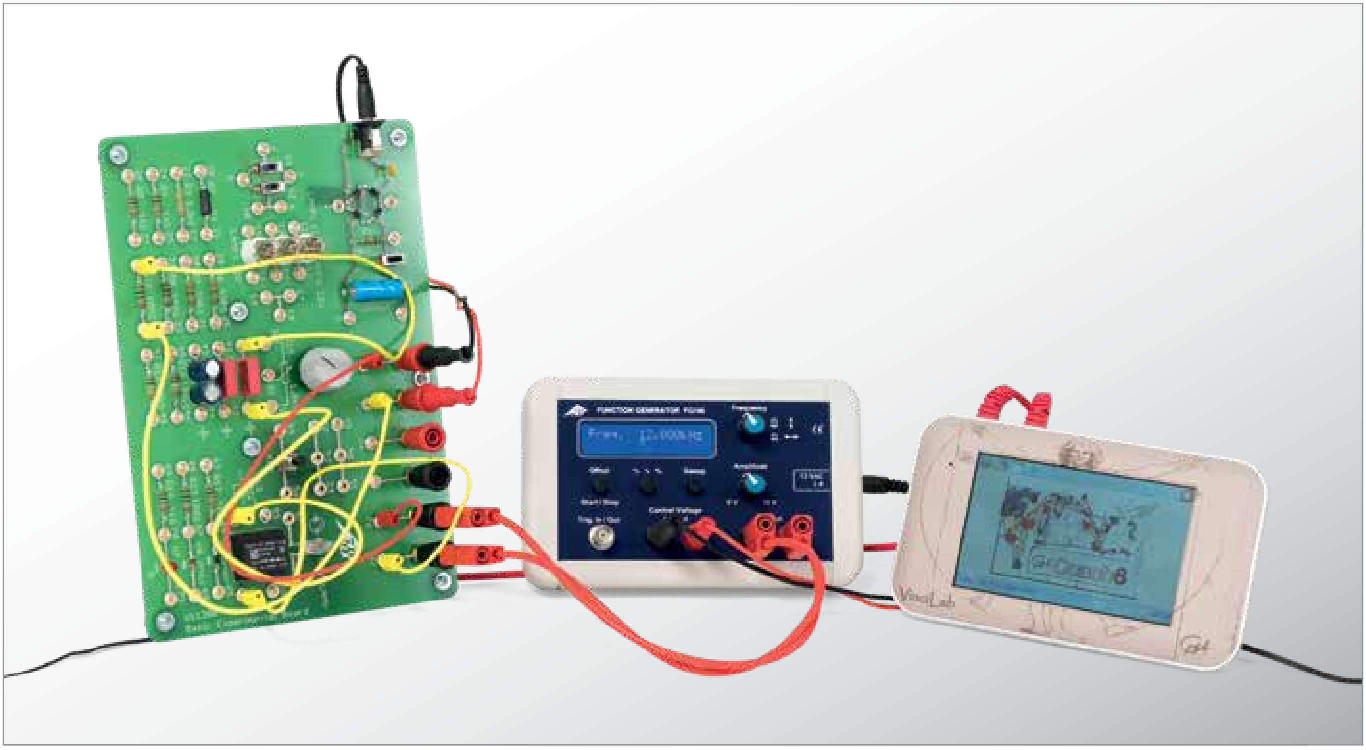


Fig. 5 Comparaison entre la fréquence de résonance mesurée et calculée pour un circuit série (rouge) et un circuit parallèle (bleu)

UE3050400 | CIRCUIT OSCILLANT LC



› EXERCICES

- Enregistrer les courbes de résonance d'amplitude d'un circuit oscillant série LC pour différentes atténuations.
- Déterminer la fréquence de résonance du circuit oscillant série LC.

OBJECTIF

Étudier le comportement en résonance d'un circuit oscillant série LC

RESUME

Un circuit oscillant électrique est un circuit présentant la faculté de résonance et constitué d'une inductance et d'une capacité. Dans l'expérience, le générateur de fonctions produit une tension alternative qui excite un circuit oscillant série. On mesure la courbe de résonance d'amplitude, donc le courant, en fonction de la fréquence à amplitude de tension constante. Si la capacité est connue, la fréquence de résonance permet de calculer l'inductance inconnue.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Unité d'expérimentation électrique (230 V, 50/60 Hz)	1000573 ou
	Unité d'expérimentation électrique (115 V, 50/60 Hz)	1000572
1	VinciLab	1021477
1	Capteur de tension 10 V, différentiel	1022539
1	Câble spécial capteur	1021514
1	Capteur de courant 500 mA	1021679
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840
En plus nécessairement:		
1	Licence Coach 7	

GENERALITES

Un circuit oscillant électrique est un circuit présentant la faculté de résonance et constitué d'une bobine d'inductance *L* et d'un condensateur de capacité *C*. Par l'échange périodique d'énergie entre le champ magnétique de la bobine et le champ électrique du condensateur, le circuit oscillant produit des oscillations électriques. L'échange entraîne en alternance une intensité maximale sur la bobine ou une tension maximale sur le condensateur.

Si le circuit oscillant n'oscille pas librement, mais est excité de l'extérieur par un signal sinusoïdal, il oscille à la même fréquence que l'excitation et les amplitudes du courant et des tensions sur les différents composants dépendent de la fréquence. Le courant *I* résulte de la loi d'Ohm :

(1) $$I = \frac{U}{Z} = \frac{U_0 \cdot e^{i\omega t}}{Z}$$

U : tension d'entrée sinusoïdale
U_0 : amplitude, ω : fréquence angulaire
Z : impédance totale

Dans un circuit série, l'impédance totale est égale à la somme des impédances des différentes composantes. À cela s'ajoute une résistance ohmique *R* qui tient compte des pertes apparaissant dans un circuit oscillant réel, en les complétant éventuellement par une résistance externe. Par conséquent

(2) $$Z = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$$

Pour le courant, il résulte de (1) et (2)

(3) $$I(\omega) = \frac{U_0 \cdot e^{i\omega t}}{R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}$$

La valeur du courant correspond à son amplitude qui dépend de la fréquence :

(4) $$I_0(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

Avec la fréquence de résonance, il est au maximum

(5) $$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}$$

et atteint la valeur

(6) $$I_0(\omega_r) = \frac{U_0}{R}$$

En cas de résonance, le circuit oscillant série se comporte donc comme s'il n'était composé que d'une résistance ohmique. En cas de résonance, une capacité et une inductance montées en série représentent notamment un court-circuit.

Dans l'expérience, le générateur de fonctions produit une tension alternative qui excite le circuit oscillant. Le courant *I* est mesuré en fonction de la fréquence *f* à amplitude de tension constante. Le courant est mesuré avec une interface de mesure et saisi puis représenté graphiquement avec un logiciel de mesure et d'évaluation. La courbe de résonance d'amplitude du courant, c'est-à-dire la dépendance de l'amplitude du courant vis-à-vis de la fréquence, est enregistrée automatiquement.

EVALUATION

La courbe de résonance d'amplitude permet de lire la fréquence de résonance f_r. Connaissant la capacité *C*, on calcule l'inductance inconnue *L* avec l'équation (5) :

$$L = \frac{1}{4\pi^2 \cdot f_r^2 \cdot C}$$

L'amplitude de la courbe de résonance permet de calculer la résistance ohmique *R* à l'aide de l'équation (6). En l'absence de résistance externe, *R* correspond aux pertes ohmiques du circuit oscillant réel.

$$R = \frac{U_0}{I_0(\omega_r)}$$

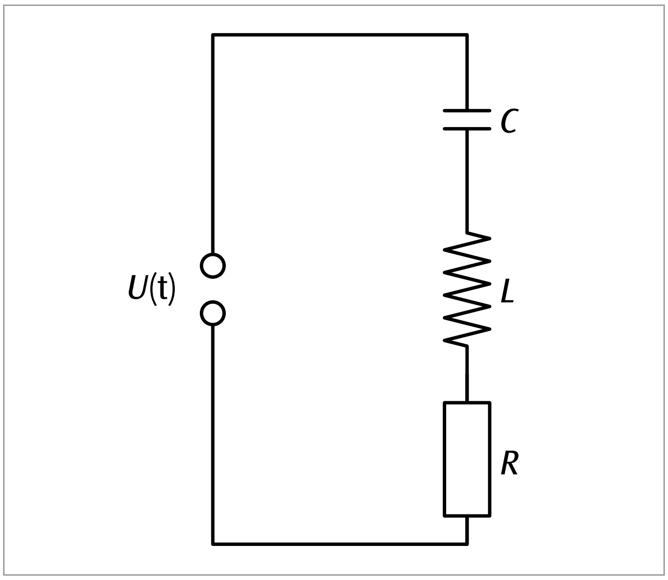


Fig. 1 Schéma du circuit oscillant série LC

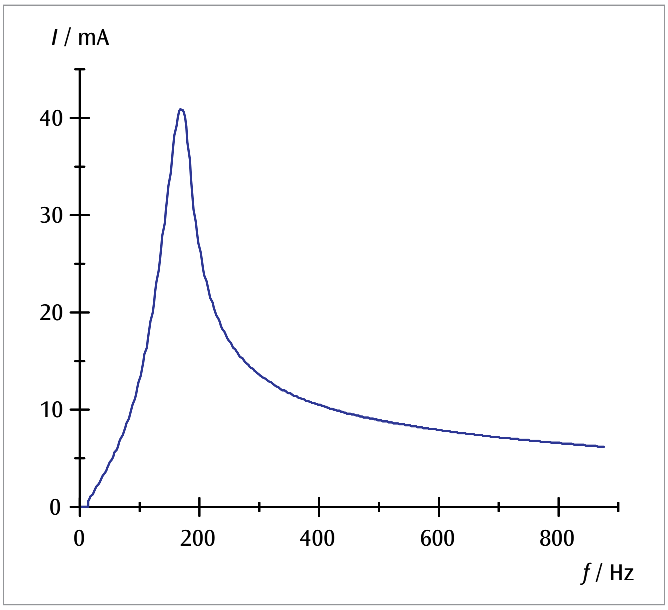
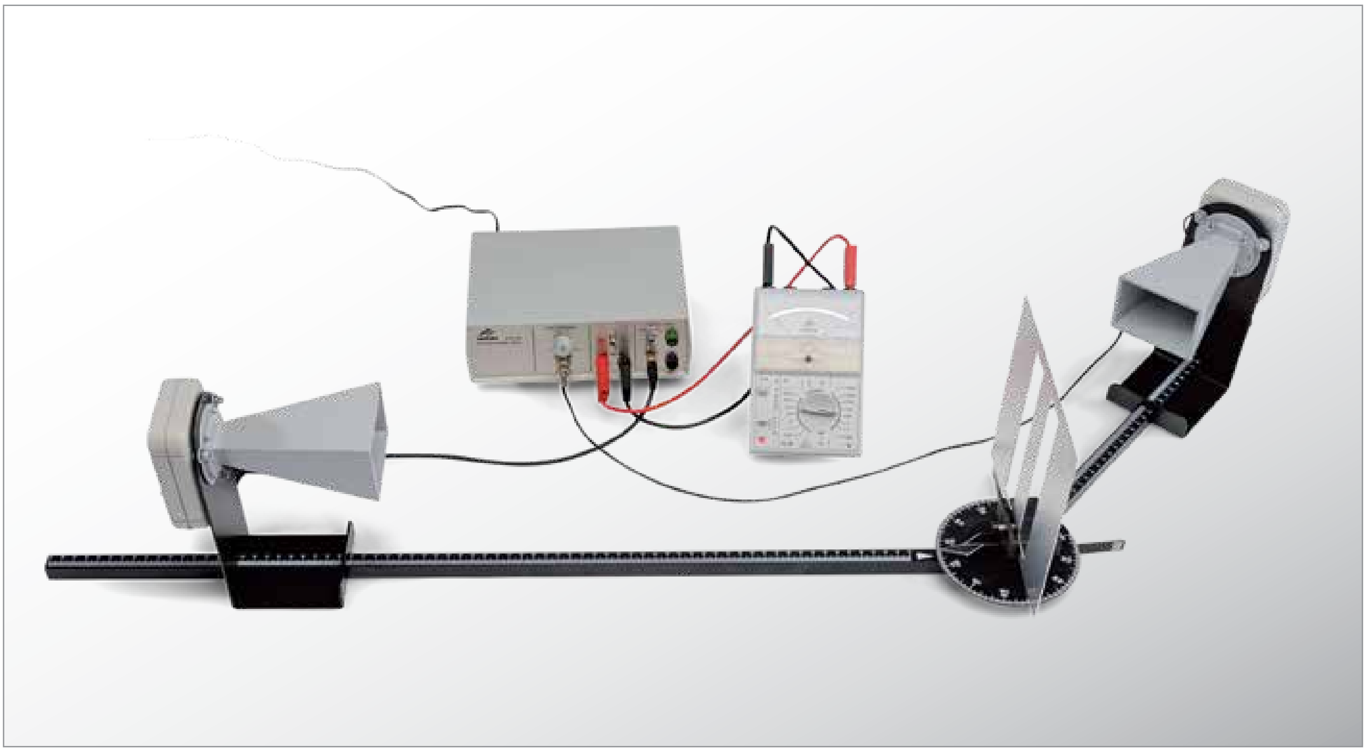


Fig. 2 Courbe de résonance d'amplitude du courant (R_{ext} = 0)

UE3060300 | OPTIQUE ONDULATOIRE AVEC ONDES CENTIMETRIQUES



EXERCICES

- Mesure point par point de l'intensité en cas de diffraction de ondes centimétriques par une fente double.
- Détermination des maxima pour différents ordres de diffraction.
- Détermination de la longueur d'onde avec un écart de fente connu.
- Étude et modification de la polarisation des micro-ondes rayonnées.

OBJECTIF

Démonstration et étude de l'interférence, de la diffraction et de la polarisation sur les ondes centimétriques

RESUME

Les ondes centimétriques permettent d'illustrer de nombreuses expériences sur l'interférence, la diffraction et la polarisation. On utilise des objets de diffraction et des grilles de polarisation dont la structure interne est visible à l'oeil nu. Les expériences montrent qu'en cas de diffraction par une fente double, l'intensité maximale est mesurée précisément au moment où le récepteur ne capte pas l'onde émise par l'émetteur par le chemin direct.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Kit micro-ondes 9,4 GHz (230 V, 50/60 Hz)	1009951 ou
	Kit micro-ondes 10,5 GHz (115 V, 50/60 Hz)	1009950
1	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718

GENERALITES

L'optique ondulatoire considère la lumière observée comme une onde électromagnétique transversale et explique ainsi l'interférence, la diffraction et la polarisation de la lumière. Les micro-ondes sont également des ondes électromagnétiques et présentent les mêmes phénomènes, mais leurs longueurs d'onde sont nettement supérieures à celles de la lumière visible. Aussi utilise-t-on pour les expériences en optique ondulatoire avec des micro-ondes des objets de diffraction et des grilles de polarisation dont la structure interne est visible à l'oeil nu.

Dans l'expérience, la diffraction de micro-ondes de longueur d'onde λ est étudiée sur une fente double dont l'écart *d* s'élève à plusieurs centimètres. Pour la diffraction par la fente double, on obtient une répartition type de l'intensité (voir fig. 1) avec des maxima dans les angles α_m, qui satisfont à la condition

(1) $$\sin\alpha_m = m \cdot \frac{\lambda}{d}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

Apparemment, l'intensité maximale est mesurée précisément au moment où le récepteur se trouve derrière la traverse centrale et ne peut pas être illuminé par l'émetteur par le chemin direct. Ce phénomène peut s'expliquer par l'interférence des ondes partielles issues des deux fentes et prouve ainsi la nature ondulatoire des micro-ondes. La rotation du récepteur dans le sens du rayon permet de démontrer la polarisation linéaire des micro-ondes rayonnées. Dans le cas d'une orientation croisée de l'émetteur et du récepteur, l'intensité mesurée diminue jusqu'à zéro. Lorsqu'on place une grille de polarisation dans la marche des rayons dans un angle inférieur à 45°, le récepteur reçoit de nouveau une onde, certes de faible amplitude. La grille laisse passer la composante du vecteur E de la micro-onde qui oscille parallèlement à la grille de polarisation, ce qui permet de mesurer la composante qui oscille parallèlement au récepteur.

REMARQUE

Le même équipement permet également de réaliser des expériences sur l'absorption, la réflexion, la réfraction et la polarisation de micro-ondes.

EVALUATION

On reporte l'angle α_m de maxima de diffraction dans un diagramme $\sin\alpha_m$ – *m* en fonction de l'ordre de diffraction *m*. Les valeurs de mesure se situent sur une droite passant par l'origine dont la pente correspond au quotient λ/d.

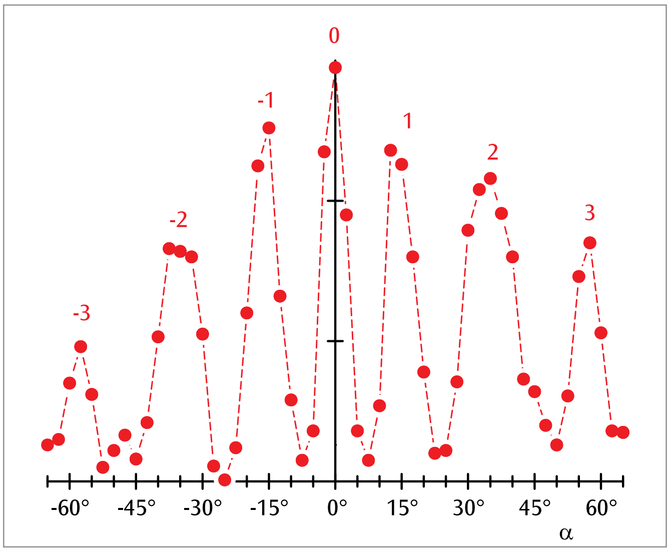


Fig. 1 Répartition de l'intensité en cas de diffraction des ondes centimétriques par une fente double

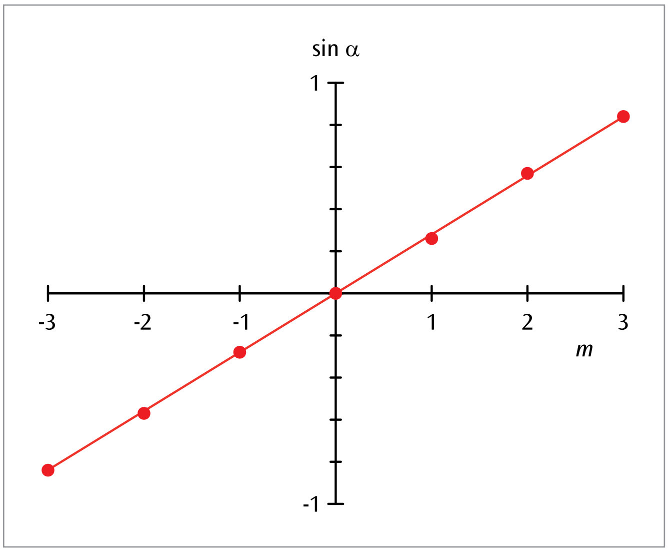


Fig. 2 Position des maxima d'intensité comme fonction de l'ordre de diffraction *m*

UE3070100 | TUBE A DIODE

› EXERCICES

- Enregistrement des caractéristiques d'une diode avec trois tensions cathodiques différentes.
- Identification des zones de charge spatiale et de saturation.
- Confirmation de la loi de *Schottky-Langmuir*.

OBJECTIF

Enregistrement de la caractéristique d'une diode

RESUME

Dans une diode, un courant d'émission porté par des électrons libres passe entre la cathode et l'anode lorsqu'une tension positive est appliquée entre la cathode et l'anode. Le courant augmente au fur et à mesure qu'augmente la tension, jusqu'à saturation, mais devient nul lorsque la tension est négative.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Diode S*	1000613
1	Support pour tube S	1014525
1	Alimentation CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Alimentation CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multimètre analogique ESCOLA 100	1013527
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

* N'hésitez pas à nous demander un devis avec nos tubes électroniques D.

GENERALITES

Une diode est un récipient en verre sous vide contenant deux électrodes : une cathode chauffée, libérant des électrons par l'effet thermoionique, et une anode (cf. Fig. 1). Par une tension positive entre la cathode et l'anode, un courant d'émission porté par les électrons libres est généré vers l'anode (courant anodique). Si cette tension est faible, le courant anodique est retenu par la charge spatiale des électrons libre, car ceux-ci blindent le champ électrique devant la cathode. Au fur et à mesure qu'augmente la tension anodique, les lignes de champ pénètrent plus profondément dans l'espace devant la cathode et le courant anodique augmente, jusqu'à ce que la charge spatiale devant la cathode soit éliminée et que la valeur de saturation du courant anodique soit ainsi atteinte. En revanche, les électrons ne peuvent accéder à l'anode que si la tension négative appliquée à l'anode est suffisamment grande. Dans ce cas, le courant anodique est nul.

Le rapport entre le courant anodique I_A et la tension anodique U_A est appelé caractéristique de diode (cf. Fig. 2). On distingue les zones de contre-tension (a), de charge spatiale (b) et de saturation (c). Dans la zone de contre-tension, l'anode se trouve face à la cathode sur un potentiel négatif. Les électrons ne peuvent pas pénétrer dans le champ électrique. Dans la zone de charge spatiale, le rapport entre le courant et la tension anodiques est décrit par la loi de *Schottky-Langmuir* :

(1) $$I_A \sim U_A^{\frac{3}{2}}$$

Dans la zone de saturation, le courant anodique dépend de la température de la cathode. Elle peut être élevée par l'augmentation de la tension de chauffage U_F.

EVALUATION

Zone de contre-tension :
Comme les électrons sortent de la cathode avec une énergie cinétique $E_{kin} > 0$, un courant anodique passera jusqu'à ce que la tension anodique soit suffisamment importante pour que même les électrons les plus rapides ne puissent plus atteindre l'anode.

Zone de charge spatiale :
En présence de faibles intensités de champ, tous les électrons quittant la cathode ne peuvent pas être poursuivis. Ils entourent la cathode, comme un nuage, et forment une charge spatiale négative. En présence de petites tensions, les lignes de champ sortant de l'anode terminent leur course sur les électrons de la charge spatiale, et non sur la cathode. Le champ provenant de l'anode est ainsi blindé. Au fur et à mesure qu'augmente la tension, les lignes de champ pénètrent toujours plus profondément dans l'espace autour de la cathode et le courant anodique augmente, jusqu'à ce que la charge spatiale autour de la cathode ait disparu. La valeur de saturation du courant anodique est alors atteinte.

Zone de saturation :
Ici le courant d'émission dépend de la tension anodique. Mais on peut aussi l'augmenter en élevant le nombre d'électrons sortant de la cathode par unité de temps. Pour ce faire, on peut augmenter la température de la cathode. Ainsi la valeur du courant de saturation dépend de la tension de chauffage.

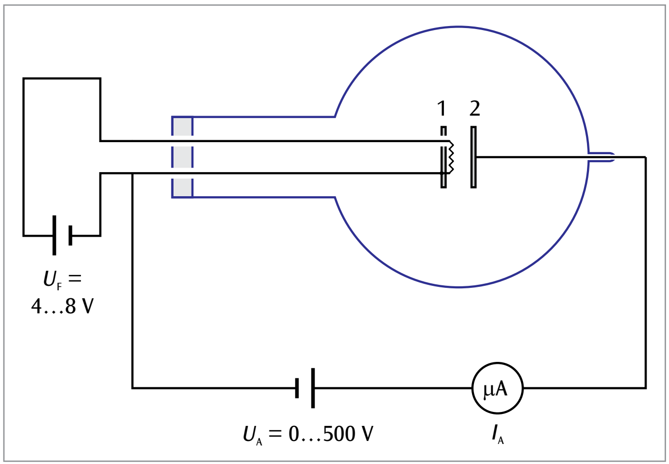


Fig. 1 Montage permettant d'enregistrer la caractéristique d'une diode
1 : Cathode, 2 : Anode

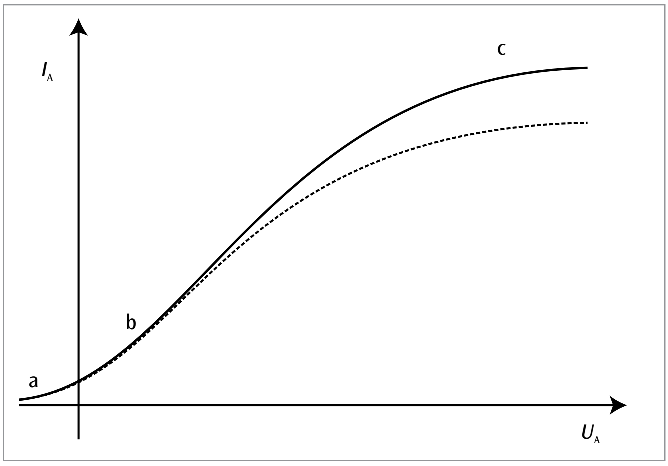


Fig. 2 Caractéristique d'une diode
a : Zone de contre-tension, b : Zone de charge spatiale,
c : Zone de saturation

UE3070200 | TUBE A TRIODE

EXERCICES

- Enregistrement des caractéristiques du courant et de la tension anodique d'une triode avec plusieurs tensions de grille constantes.
- Enregistrement des caractéristiques du courant anodique et de la tension de grille d'une triode avec plusieurs tensions anodiques constantes.

OBJECTIF

Enregistrement du réseau de caractéristiques d'une triode

RESUME

Dans une triode, un courant d'émission porté par des électrons libres passe entre la cathode et l'anode lorsqu'une tension positive est appliquée entre la cathode et l'anode. Ce courant peut être commandé par une petite tension positive et négative entre la cathode et la grille.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Triode S*	1000614
1	Support pour tube S	1014525
1	Alimentation CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Alimentation CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multimètre analogique ESCOLA 100	1013527
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

* N'hésitez pas à nous demander un devis avec nos tubes électroniques D.

GENERALITES

Une triode est un récipient en verre sous vide contenant deux électrodes : une cathode chauffée, libérant des électrons par l'effet thermoionique, une anode et, entre les deux, une grille. Si la tension positive entre la cathode et l'anode (tension anodique) est suffisamment grande, des électrons libres passent de la cathode à l'anode en traversant la grille. Le courant anodique ainsi généré peut être commandé par la variation d'une tension supplémentaire entre la cathode et la grille (tension de grille). Selon que la grille se trouve en face de la cathode sur un potentiel positif ou négatif, le courant anodique est amplifié ou affaibli. Ainsi une triode peut être utilisée pour amplifier des tensions alternatives.

L'expérience permet d'enregistrer le réseau de caractéristiques d'une triode. On entend par là le rapport entre le courant anodique I_A et les tensions anodique U_A et de la grille U_G. Deux variantes (cf. Fig. 2 et 3) sont usuelles pour représenter ce réseau de caractéristiques : la variante 1 représente le courant anodique en fonction de la tension anodique avec différentes tensions de grille constantes, la variante 2 le courant anodique en fonction de la tension de grille avec différentes tensions anodiques constantes.

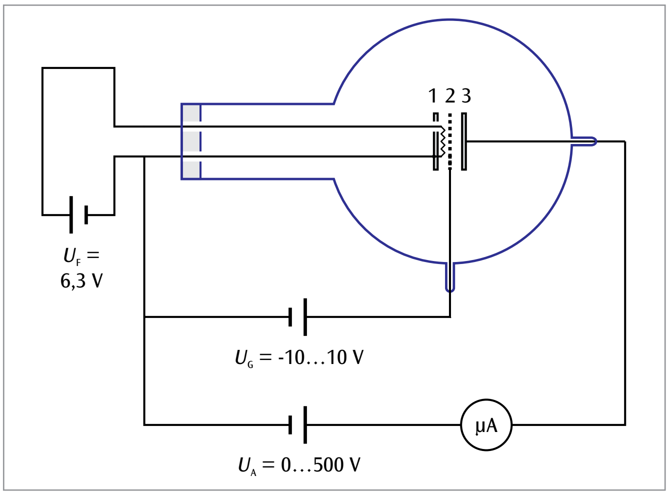


Fig. 1 Montage permettant d'enregistrer le réseau de caractéristiques d'une triode 1 : Cathode, 2 : Grille, 3 : Anode

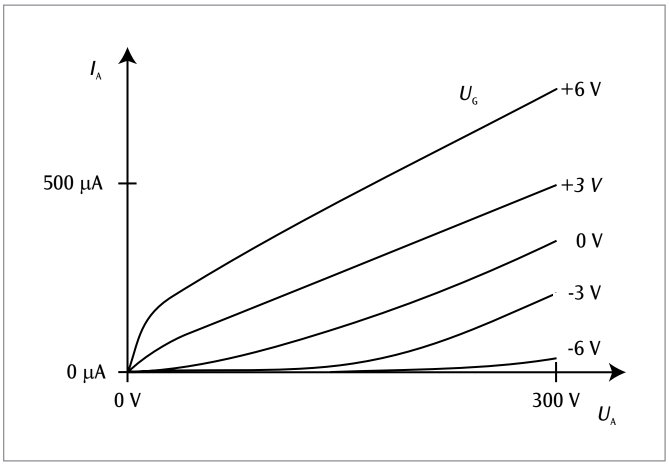


Fig. 2 Caractéristiques du courant et de la tension anodiques

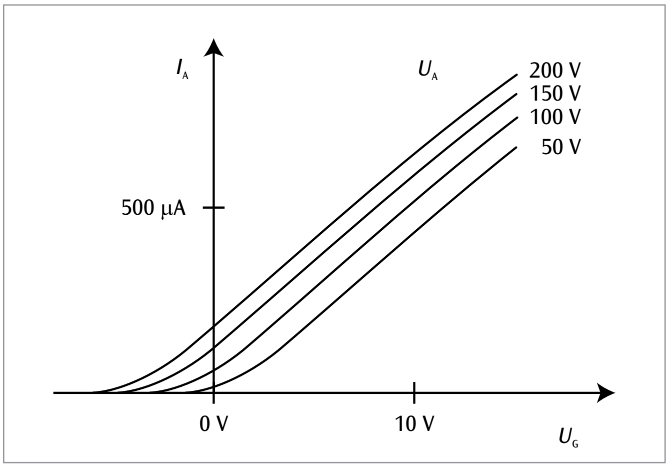
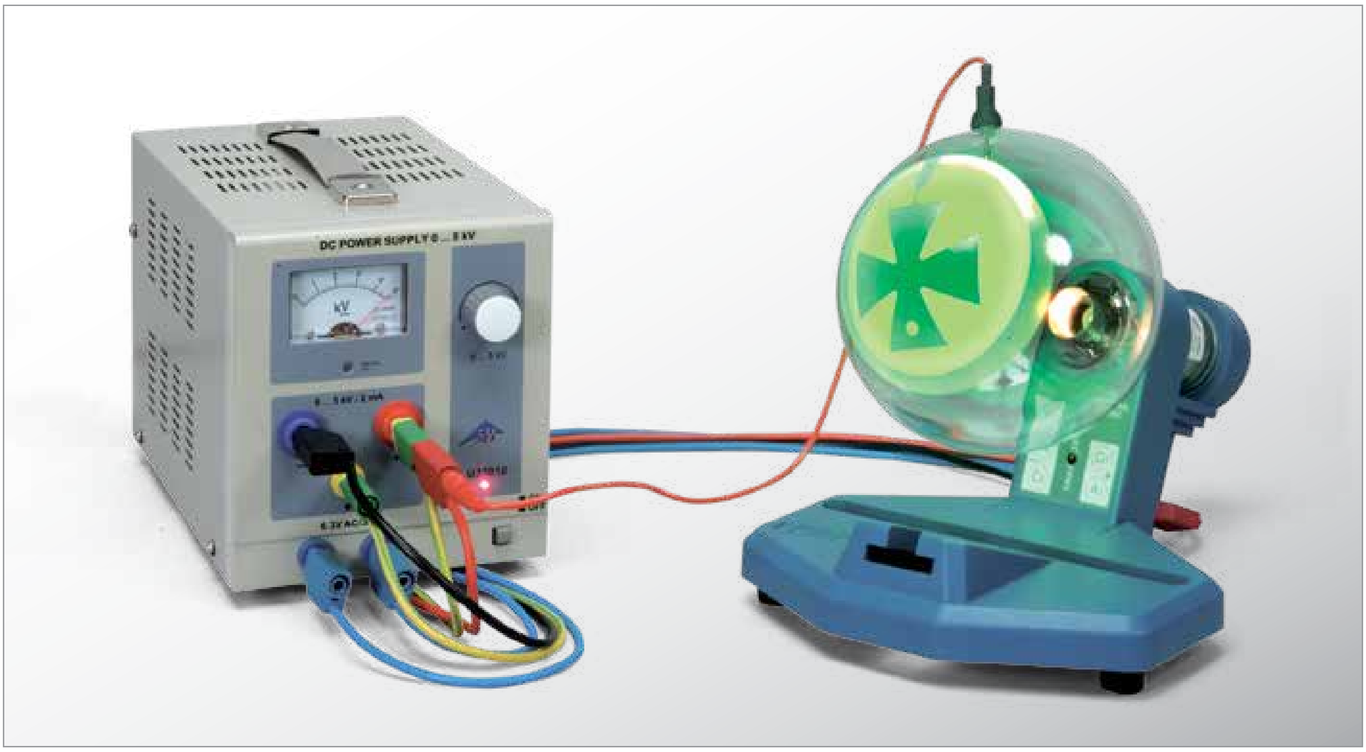


Fig. 3 Caractéristiques du courant anodique et de la tension de grille

EVALUATION

Le courant anodique augmente au fur et à mesure qu'augmentent les tensions anodique et de la grille. Une très faible variation de la tension de quelques volts entraîne de grandes modifications du courant anodique. Aussi la tension de grille peut être utilisée pour contrôler le courant anodique.

UE3070300 | TUBE A CROIX DE MALTE



EXERCICES

- Démonstration de la propagation linéaire d'électrons dans un espace exempt de champ.
- Démonstration de la déviation d'électrons dans un champ magnétique.
- Introduction à l'optique électronique.

OBJECTIF

Démonstration de la propagation linéaire d'électrons dans un espace exempt de champ

RESUME

La propagation linéaire d'électrons dans un espace exempt de champ est démontrée dans le tube à croix de Malte par la coïncidence de l'ombre produite par les électrons avec l'ombre produite par la lumière. Une perturbation de la propagation linéaire, par ex. due à l'application d'un champ magnétique, se traduit par le déplacement de l'ombre des électrons.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube à croix de Malte S*	1000011
1	Support pour tube S	1014525
1	Alimentation haute tension 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 ou
	Alimentation haute tension 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843
En plus nécessairement :		
1	Paire de bobines de Helmholtz S	1000611
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

* N'hésitez pas à nous demander un devis avec nos tubes électroniques D.

GENERALITES

Dans un tube à croix de Malte, le faisceau divergent d'un canon électronique apparaît sur un écran luminescent sous forme d'image lumineuse dans laquelle un obstacle imperméable aux électrons (croix de Malte) projette une ombre. La position de l'ombre se modifie lorsque la propagation linéaire des électrons est perturbée sur son trajet vers l'écran luminescent.

Si l'anode et la croix de Malte sont au même potentiel, l'espace est exempt de champ et les électrons se propagent en suivant un trajet linéaire. Dans ce cas, l'ombre de la croix de Malte coïncide avec l'ombre qui résulte de la lumière émise par la cathode.
La perturbation de la propagation linéaire dans un espace non exempt de champ est facile à démontrer. Il suffit d'interrompre la liaison conductrice entre l'anode et l'obstacle : la charge statique de l'obstacle qui en résulte provoque une ombre électronique floue à l'écran.
Lorsque les électrons sont déviés dans un champ magnétique sur leur trajet vers l'écran, on observe un déplacement ou une rotation de l'ombre électronique.
La force de déviation $\boldsymbol{F}$ dépend de la vitesse $\boldsymbol{v}$ et du champ magnétique $\boldsymbol{B}$, est imposée par la relation de Lorentz :

(1) $$\boldsymbol{F} = -e \cdot \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$$

EVALUATION

Dans un espace exempt de champ, la propagation des électrons est linéaire. L'ombre électronique de la croix de Malte coïncide avec l'ombre produite par la lumière.
Dans un champ magnétique, les électrons sont déviés et l'ombre électronique est déplacée par rapport à l'ombre de la lumière. La force de déviation est perpendiculaire au sens de déplacement des électrons et au champ magnétique.
Si le champ magnétique se déplace dans le sens axial, les électrons sont déviés sur des trajectoires spiralées et l'ombre électronique est tournée et réduite.

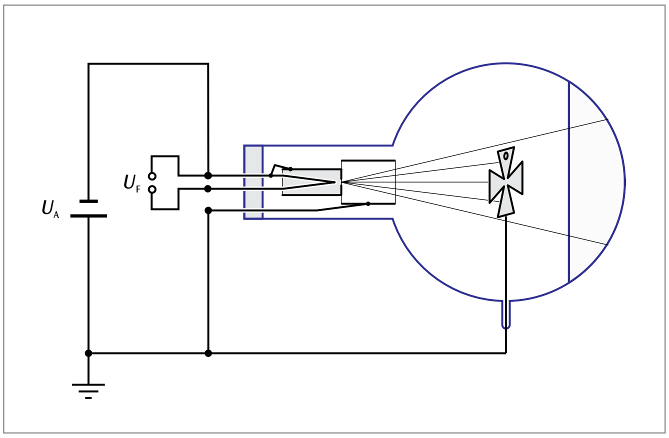


Fig. 1 Représentation schématique du tube à croix de Malte

Fig. 2 Rotation de l'ombre électronique par la déviation des électrons dans le champ magnétique axial

UE3070400 | TUBE DE PERRIN

› EXERCICES

- Démonstration des émissions thermoélectriques de porteurs de charge provenant d'une cathode chauffée.
- Détermination de la polarité des porteurs de charge émis.
- Estimation de la charge spécifique des porteurs de charge.

OBJECTIF

Détermination de la polarité des porteurs de charge

RESUME

Dans les tubes de Perrin, l'application d'un champ magnétique homogène dévie le faisceau d'électrons vers une cage de Faraday. La charge des électrons peut être visualisée avec l'aide d'un électroscope reliée à la cage de Faraday et leur polarité peut être étudiée par comparaison avec une charge à signe de polarité connu.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube de Perrin S*	1000616
1	Support pour tube S	1014525
1	Paire de bobines de Helmholtz S	1000611
1	Alimentation haute tension 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 ou
	Alimentation haute tension 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Électroscope de Kolbe	1001027
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

* N'hésitez pas à nous demander un devis avec nos tubes électroniques D.

GENERALITES

Dans le tube de Perrin, un faisceau concentré d'électrons est projeté contre un écran fluorescent et peut y être observé sous forme de petite tâche lumineuse. Une cage de Faraday est montée à un angle de 45° par rapport au faisceau d'électrons ; elle reçoit les électrons qui peuvent être déviés du faisceau par l'application d'un champ magnétique. Le courant de charge peut être mesuré via un raccordement séparé.

Dans cette expérience, le faisceau d'électrons sera dévié par le champ magnétique homogène d'une paire de bobines de Helmholtz vers la cage de Faraday qui est raccordée à un électroscope. La charge ou la décharge de l'électroscope par le faisceau d'électrons dévié vers la cage de Faraday permet de déterminer la polarité des porteurs de charge.

En outre, il est possible d'estimer la charge spécifique des porteurs de charge puisque le rayon de courbure r de la trajectoire dans la cage de Faraday est connu. Sur cette trajectoire, la force centripète agissant sur les porteurs de charge est indiquée par la force de Lorentz. Ainsi,

(1) $$m \cdot \frac{v^2}{r} = e \cdot v \cdot B$$

e: Charge, m: Masse du porteur de charge, B: Champ magnétique

Ici, la vitesse v des porteurs de charge dépend de la tension d'anode U_A :

(2) $$v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U_A}$$

Ceci induit, pour la charge spécifique des porteurs de charge :

(3) $$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U_A}{(B \cdot r)^2}$$

EVALUATION

Le rayon de courbure r de la trajectoire vers la cage de Faraday est de 160 mm. La haute tension U_A est connue.

Le champ magnétique B est généré par une paire de bobines de Helm-holtz et s'avère proportionnel au courant I_H traversant une seule bobine. Le coefficient de proportionnalité k peut être calculé à partir du rayon de bobine R = 68 mm et du nombre de spires N = 320 par bobine :

$$B = k \cdot I_H \text{ avec } k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

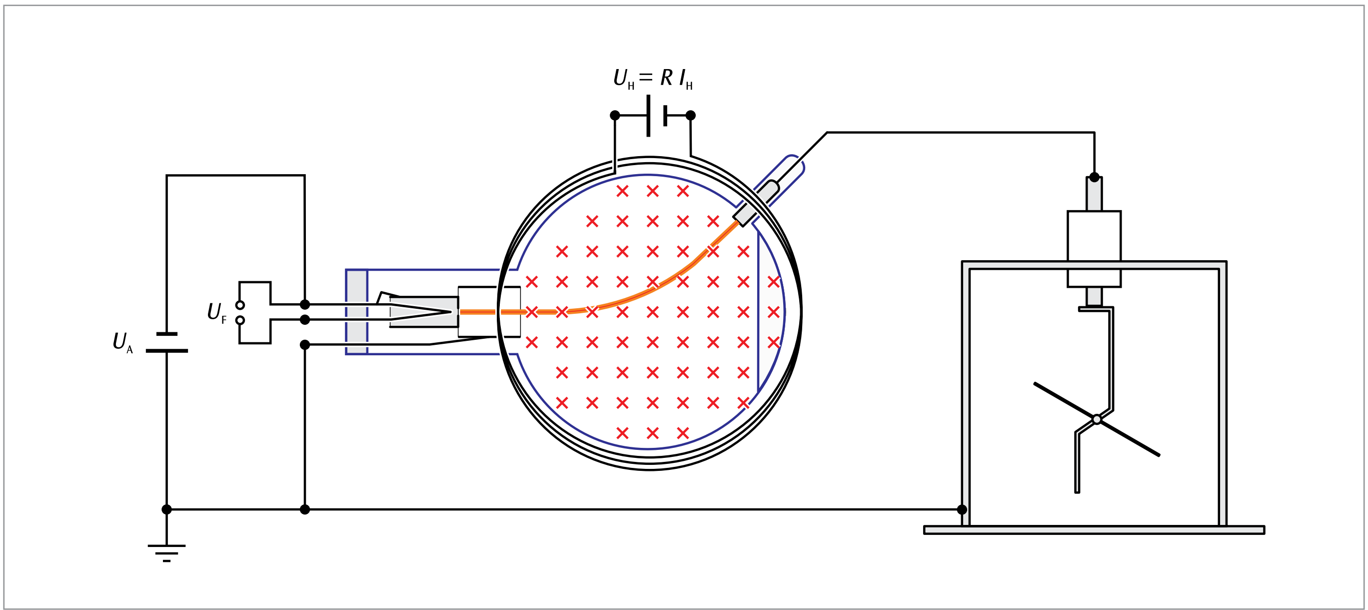
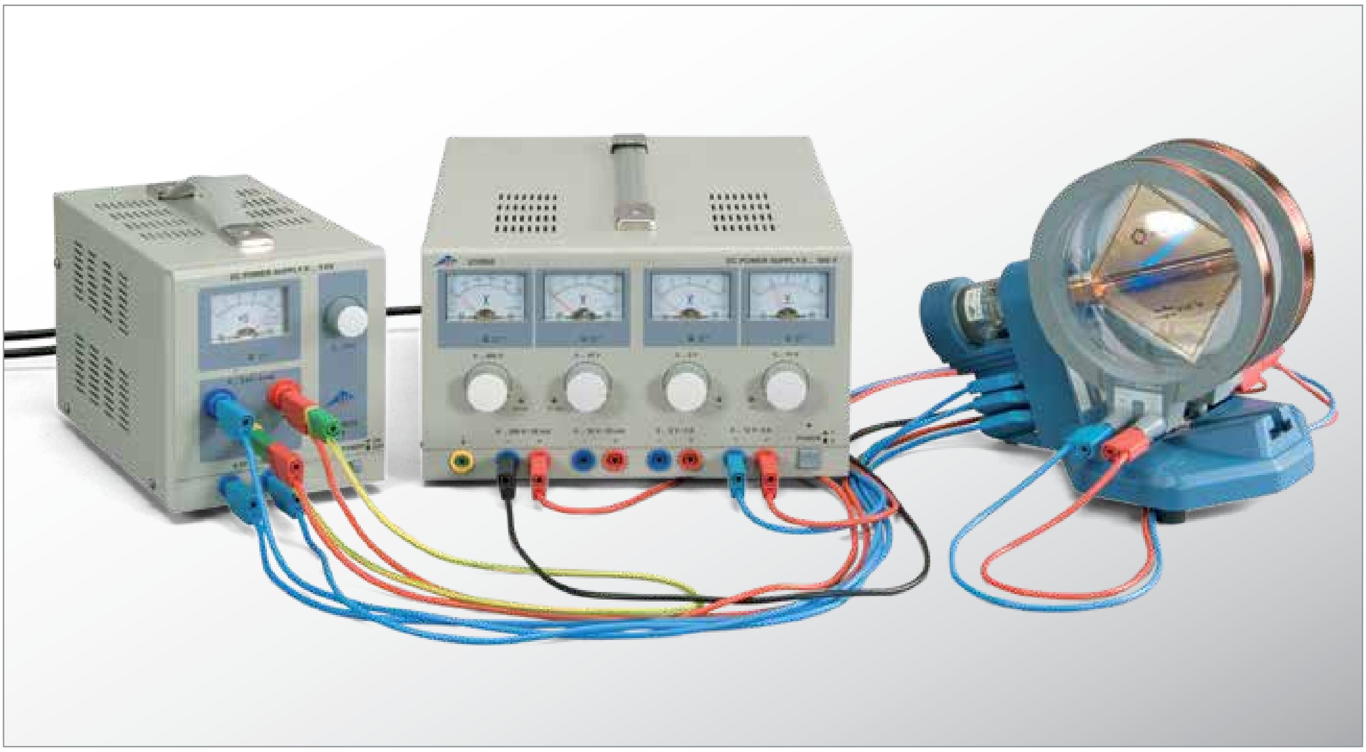


Fig. 1 Représentation schématique du tube de Perrin

UE3070500 | TUBE DE THOMSON



› EXERCICES

- Etude de la déviation d'un faisceau électronique dans un champ magnétique.
- Evaluation de la charge spécifique de l'électron.
- Etude de la déviation d'un faisceau électronique dans un champ électrique.
- Montage d'un filtre de vitesse d'un champ électrique et d'un champ magnétique croisés.

OBJECTIF

Etude de la déviation d'électrons dans un champ électrique et magnétique

RESUME

Dans le tube de Thomson, la déviation verticale d'un faisceau électronique horizontal est visible sur un écran luminescent. La déviation peut être produite par un champ électrique vertical ou un champ magnétique horizontal disposé dans le plan horizontal perpendiculairement au sens du faisceau.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tubo de Thomson S*	1000617
1	Support pour tube S	1014525
1	Paire de bobines de Helmholtz S	1000611
1	Alimentation haute tension 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 ou
	Alimentation haute tension 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Alimentation CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Alimentation CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

* N'hésitez pas à nous demander un devis avec nos tubes électroniques D.

GENERALITES

Dans le tube de Thomson, les électrons traversent horizontalement un diaphragme à fente placé en aval de l'anode et rencontrent un écran luminescent qui, placé de biais dans la marche du rayon, rend le faisceau visible. Derrière le diaphragme se trouve un condensateur à plaques, dans le champ électrique vertical duquel les électrons sont déviés verticalement. Par ailleurs, les bobines de Helmholtz permettent de créer un champ magnétique horizontal perpendiculaire au sens du faisceau, dans lequel les électrons sont également déviés verticalement :

La force de Lorentz agit sur un électron qui bouge à la vitesse $\boldsymbol{v}$ à travers un champ magnétique $\boldsymbol{B}$

(1) $$\boldsymbol{F} = -e \cdot \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$$

e: Charge élémentaire

perpendiculairement au plan résultant du sens de mouvement et du champ magnétique. La déviation est verticale lorsque le sens du mouvement et le champ magnétique se situent dans le plan horizontal (cf. Fig. 1). Si le sens du mouvement est perpendiculaire au champ magnétique homogène, les électrons sont forcés sur une trajectoire circulaire dont la force centripète est imposée par la force de Lorentz.

(2) $$m \cdot \frac{v^2}{r} = e \cdot v \cdot B$$

m: Masse électronique, *r* : Rayon de la trajectoire circulaire.

La vitesse des électrons dépend de la tension anodique d'accélération U_A. On a donc :

(3) $$v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U_A}$$

Le rayon de la trajectoire circulaire permet de déterminer la charge spécifique de l'électron, dans la mesure où le champ magnétique homogène B et la tension anodique U_A sont connus. Les équations (2) et (3) permettent d'établir la charge spécifique de l'électron :

(4) $$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U_A}{(B \cdot r)^2}$$

Lorsqu'une tension U_P est appliquée au condensateur à plaques, les électrons sont déviés verticalement dans son champ électrique vertical $\boldsymbol{E}$ avec la force

(5) $$\boldsymbol{F} = -e \cdot \boldsymbol{E}$$

e: Charge élémentaire

(cf. Fig. 2). Aussi le champ électrique peut-il être choisi de manière à ce qu'il compense juste la déviation dans le champ magnétique :

(6) $$e \cdot E + e \cdot v \cdot B = 0$$

Dans ce cas, il est aisé de déterminer la vitesse des électrons.
On a donc :

(7) $$v = \left|\frac{E}{B}\right|$$

Un agencement de champs électrique et magnétique croisés dans lequel la déviation des électrons est compensée à zéro, est appelé un filtre de vitesse.

EVALUATION

Généré dans une paire de bobines de Helmholtz, le champ magnétique B est proportionnel au courant I_H par une seule bobine. Le facteur de proportionnalité k peut être calculé à partir du rayon de la bobine R = 68 mm et du nombre de spires N = 320 par bobine :

$$B = k \cdot I_H$$ avec

Le champ électrique peut être calculé à partir de la tension U_P et de l'écartement des plaques d :

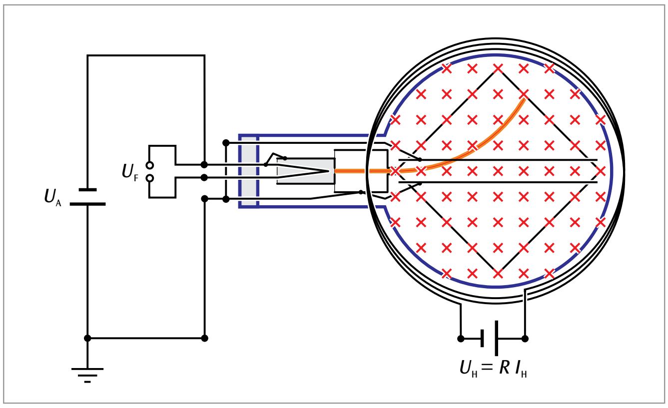


Fig. 1 Représentation schématique du tube de Thomson dans le champ magnétique

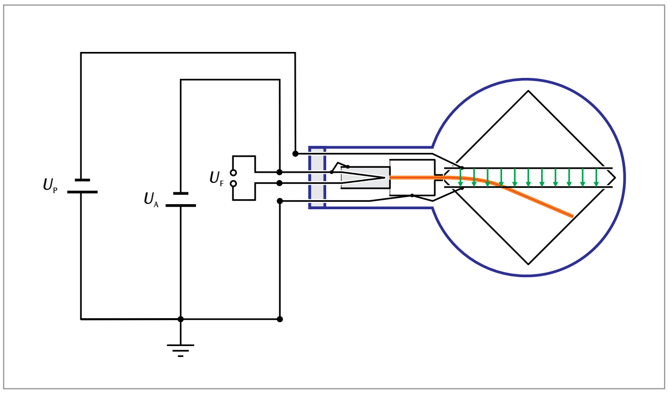


Fig. 2 Représentation schématique du tube de Thomson dans le champ électrique

UE3070700 | TUBE A PINCEAU ETROIT

EXERCICES

- Démonstration de la déviation des électrons dans un champ magnétique homogène sur une trajectoire circulaire fermée.
- Détermination du courant des bobines de Helmholtz I_H en fonction de la tension d'accélération U du canon électronique à rayon de trajectoire constant r.

OBJECTIF

Détermination de la charge spécifique de l'électron

RESUME

Dans le tube à pinceau étroit, la trajectoire circulaire des électrons dans un champ magnétique homogène peut être observée sous la forme d'une trace lumineuse très nette. Aussi le rayon de la trajectoire peut-il être mesuré directement avec une règle graduée. A partir du rayon de la trajectoire r, du champ magnétique B et de la tension d'accélération U du canon électronique, on peut calculer la charge spécifique e/m de l'électron.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube à pinceau étroit sur socle R	1019957
1	Bobines de Helmholtz 300 mm	1000906
1	Alimentation CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Alimentation CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multimètre analogique ESCOLA 100	1013527
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Dans un tube à pinceau étroit, les électrons se déplacent sur une trajectoire circulaire dans un champ magnétique homogène. Le tube contient du néon, dont la pression est réglée avec précision, et les atomes gazeux sont ionisés le long de la trajectoire par la collision des électrons et excités à briller. Ainsi la trajectoire des électrons est visible indirectement et son rayon peut être mesuré à l'aide d'une règle graduée. Comme la tension d'accélération *U* du canon électronique et le champ magnétique *B* sont connus, le rayon de la trajectoire *r* permet de calculer la charge spécifique *e/m* de l'électron :

La force de Lorentz agit perpendiculairement à la vitesse et au champ magnétique sur un électron qui bouge à la vitesse *v* perpendiculairement à un champ magnétique homogène *B*.

(1) $$F = e \cdot v \cdot B$$

e: Charge élémentaire

En tant que force centripète, elle oblige l'électron

(2) $$F = \frac{m \cdot v^2}{r}$$

m: Masse électronique

de suivre une trajectoire circulaire de rayon *r*. Aussi

(3) $$e \cdot B = \frac{m \cdot v}{r}$$

La vitesse *v* dépend de la tension d'accélération *U* du canon électronique :

(4) $$v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U}$$

Pour la charge spécifique de l'électron, on a donc :

(5) $$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U}{(r \cdot B)^2}$$

EVALUATION

Généré dans une paire de bobines de Helmholtz, le champ magnétique *B* est proportionnel au courant I_H passant dans une bobine. Le facteur de proportionnalité *k* peut être calculé à partir du rayon de la bobine *R* = 147,5 mm et du nombre de spires *N* = 124 par bobine :

$$B = k \cdot I_H \quad \text{avec} \quad k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

Toutes les grandeurs permettant de déterminer la charge spécifique des électrons sont ainsi connues.

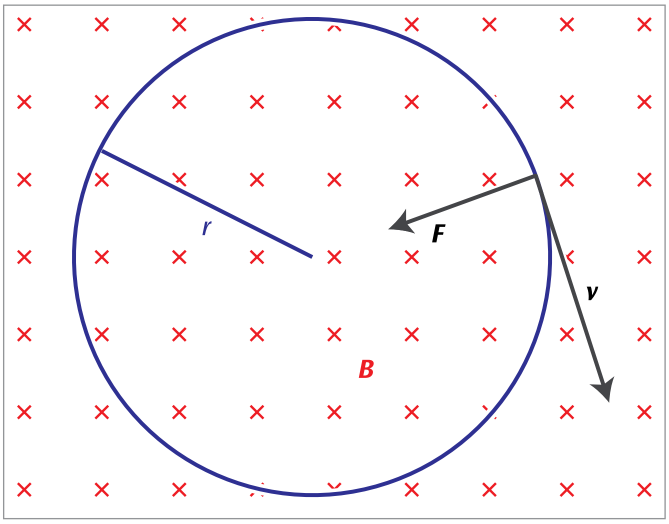


Fig. 1 Déviation d'électrons à vitesse *v* dans un champ magnétique *B* par la force de Lorentz *F* sur une trajectoire circulaire de rayon *r*

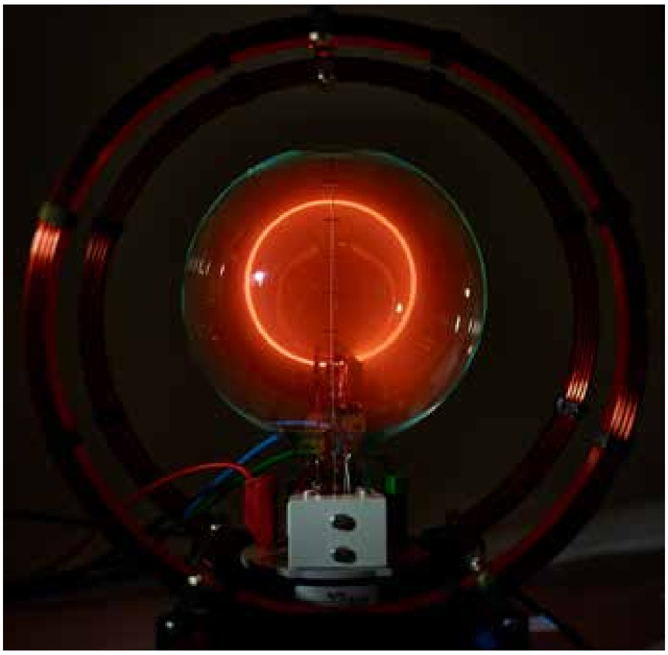
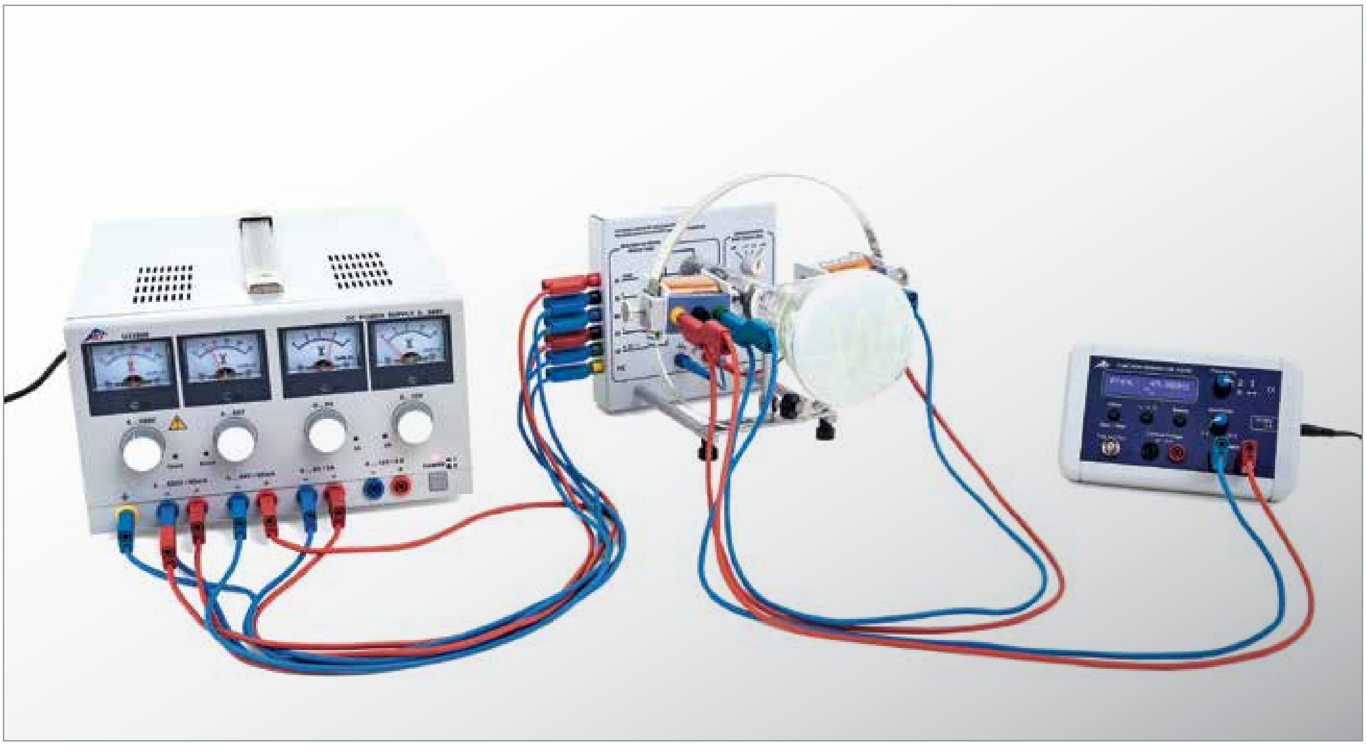


Fig. 2 Tube à pinceau étroit avec trace lumineuse circulaire des électrons dans le champ magnétique

UE3070800 | OSCILLOSCOPE DIDACTIQUE I



› EXERCICES

- Etude de la déviation d'un faisceau d'électrons dans un champ électrique.
- Etude de la déviation d'un faisceau d'électrons dans un champ magnétique.
- Démonstration de la représentation oscilloscopique à l'exemple des signaux périodiques d'un générateur de fonctions.
- Calibrage de l'actionneur de fréquence du générateur de dents de scie.

OBJECTIF

Etude des principes physiques fondamentaux pour la représentation oscilloscopique à résolution dans le temps des signaux électriques

RESUME

L'oscilloscope didactique permet d'étudier les principes physiques fondamentaux de la représentation à résolution dans le temps de signaux électriques sur un écran fluorescent. Dans un tube de Braun, un faisceau focalisé d'électrons sera généré et son point d'impact sur l'écran pourra être observé sous la forme d'une tâche lumineuse verte. Dévié par une tension en dents de scie sur une paire de plaques, le faisceau d'électrons se déplace à vitesse constante de gauche à droite pour revenir d'un saut à son point d'origine. Ce processus se répète de manière périodique avec une fréquence réglable. La tension dépendant de la durée devant être représentée alimente une bobine à l'extérieur du tube et provoque une déviation verticale du faisceau dans le champ magnétique de la bobine. Sa dépendance au temps est déclenchée par le déplacement horizontal simultané du faisceau d'électrons et rendue visible sur l'écran fluorescent.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Oscilloscope didactique	1000902
1	Alimentation CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Alimentation CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

L'oscilloscope à faisceau de cathode avec tube de Braun, comme composant majeur, est l'une des applications importantes de l'émission thermoionique sous vide poussé. Dans la version oscilloscope didactique, une cathode émettrice entourée d'un cylindre de Wehnelt et une plaque trouée sur l'anode de potentiel constituent le système électro-optique du tube de Braun visible de l'extérieur. Une partie des électrons accélérés vers l'anode traversent la plaque trouée et forment un faisceau qui peut être observé sur l'écran fluorescent du tube sous la forme d'une tâche lumineuse verte. Comme les tubes sont remplis de néon à faible pression, le faisceau d'électrons sera focalisé par des impulsions avec les atomes de gaz et sera visible simultanément sous forme de fils lumineux de couleur rouge. L'alimentation d'une tension négative sur le cylindre de Wehnelt contribue également à la focalisation. Pour des raisons de simplicité et de lisibilité, nous avons renoncé à des équipements supplémentaires pour l'accélération postérieure et la focalisation du faisceau que l'on trouve habituellement sur les oscilloscopes.

Derrière l'anode se trouve une paire de plaque orientée de manière parallèle au faisceau d'électrons et qui peut être raccordée au générateur de dents de scie (cf. illustration 1). Grâce au champ électrique de la tension en dents de scie $U_X(t)$, le faisceau est dévié de manière horizontale et se déplace sur l'écran fluorescent avec une vitesse constante de gauche à droite, pour revenir ensuite au point de départ. Ce processus se répète de manière périodique avec une fréquence réglable.
Pendant son mouvement de gauche à droite, le faisceau d'électrons peut en outre être dévié de manière verticale dans un champ magnétique en appliquant une tension $U_Y(t)$ dans la bobine à l'extérieur du tube. Si cette tension est modifiée en fonction de la durée, la modification sera visualisée avec résolution dans le temps sur l'écran fluorescent (cf. illustration 2). De telles tensions dépendant de la durée peuvent par exemple être les signaux de sortie périodiques d'un générateur de fonctions ou bien également les signaux amplifiés d'un microphone. L'expérience étudie les signaux périodiques d'un générateur de fonctions. Pour une représentation optimale, la fréquence en dents de scie est choisie dans un rapport en chiffres entiers par rapport à la fréquence du générateur de fonctions.

EVALUATION

Si une période du signal émis par le générateur de fonctions est exactement représenté sur l'écran fluorescent, cela signifie que sa fréquence coïncide avec celle de la dent de scie.

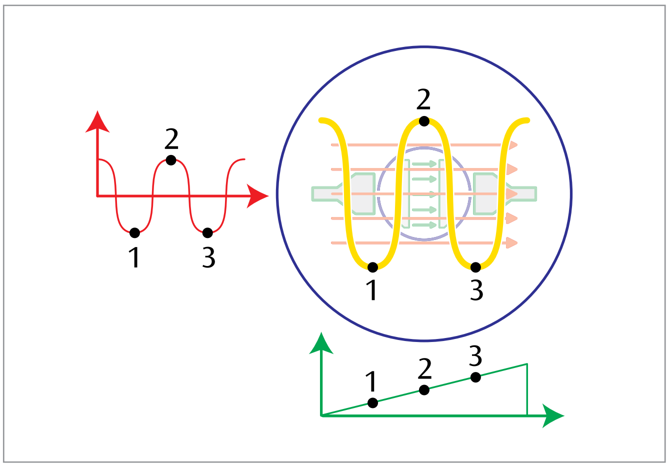


Fig. 2 Représentation à résolution dans le temps d'un signal périodique

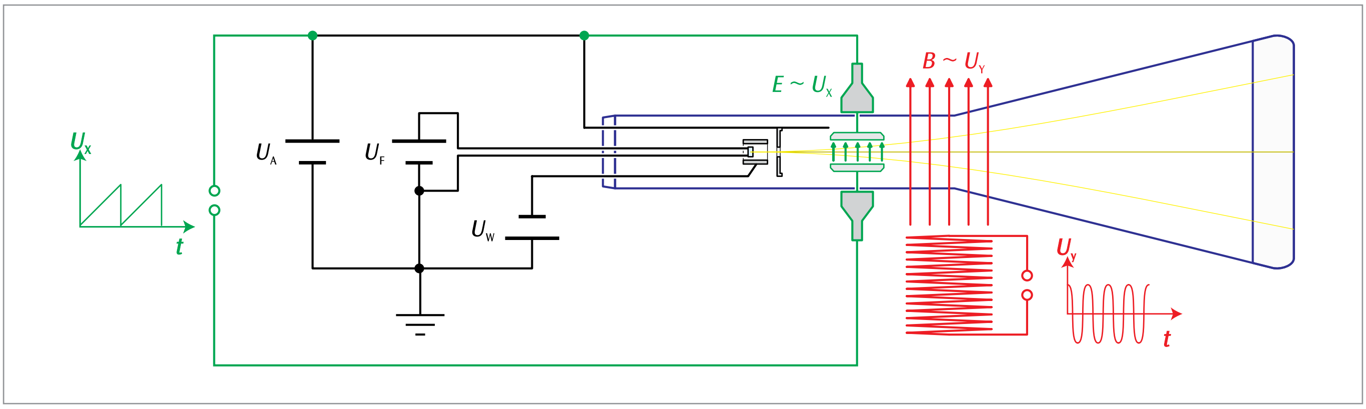
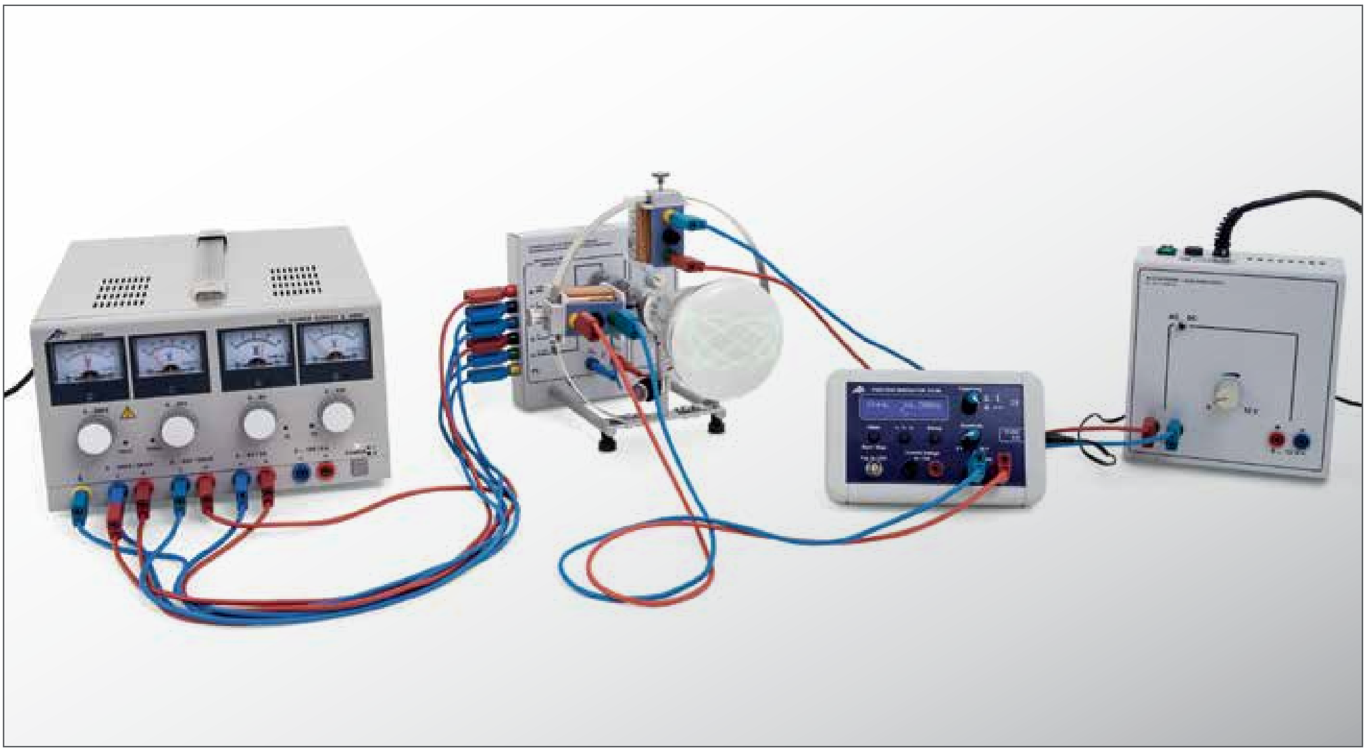


Fig. 1 Représentation schématique de l'oscilloscope didactique, vu de dessus

UE3070850 | OSCILLOSCOPE DIDACTIQUE II



EXERCICES

- Superposition de champs magnétiques alternatifs de fréquences identique et différente et observation du déplacement du point lumineux du tube.
- Production de courbes de Lissajous fermées.
- Contrôle de la fréquence de réseau.

OBJECTIF

Démonstration de la superposition non parasitée de champs magnétiques sous vide

RESUME

Un tube de Braun permet de démontrer la superposition non parasitée de champs magnétiques sous vide. Pour cela, l'on observe les déplacements du point lumineux sur l'écran fluorescent du tube. Les expériences peuvent être étendues aux champs magnétiques alternatifs avec fréquences identiques et différentes. Les courbes de Lissajous que l'on peut observer sur l'écran fluorescent dépendent fortement du rapport de fréquence entre les deux champs magnétiques, ainsi que de leur position de phase.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Oscilloscope didactique	1000902
1	Alimentation CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Alimentation CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Générateur de fonctions FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Générateur de fonctions FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Alimentation CA/CC 0 – 12 V, 3 A, stab. (230 V, 50/60 Hz)	1001007 ou
	Alimentation CA/CC 0 – 12 V, 3 A, stab. (115 V, 50/60 Hz)	1001006
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Le tube de Braun permet de démontrer le principe de superposition de champs magnétiques sous vide en étudiant la déviation du faisceau d'électrons du tube dans le champ magnétique. L'expérience peut être réalisée en particulier aussi pour les champs magnétiques alternatifs puisque le faisceau d'électrons suit presque sans inertie les modifications du champ magnétique.

Dans l'expérience, deux bobines identiques alimentées en électricité sont montées hors du tube de Braun et la déviation du faisceau d'électrons dans les champs magnétiques des bobines sera observée sous la forme de déplacements du point lumineux sur l'écran fluorescent du tube. Alors que le champ magnétique de la bobine horizontale entraîne un déplacement vertical, la bobine verticale entraîne un déplacement horizontal.

En raison d'un champ magnétique alternatif à la fréquence du réseau, le point lumineux sera étiré sous forme d'un trait vertical ou horizontal. Si les deux bobines sont raccordées en parallèle à la source de courant alternatif, apparaît alors un trait droit à 45°, pour un raccordement non parallèle des bobines à -45°, de la verticale puisque les déplacements du point lumineux sont superposés par les deux champs magnétiques.

Les expériences peuvent être étendues aux champs magnétiques alternatifs avec fréquences différentes. Les courbes de Lissajous que l'on peut alors observer sur l'écran fluorescent dépendent fortement du rapport de fréquence entre les deux champs magnétiques, ainsi que de leur position de phase. Lorsque les fréquences entretiennent un rapport rationnel simple entre elles, des courbes fermées seront produites. Leur forme précise dépend encore de la différence de phase entre les champs magnétiques, comme le présente la figure 1 pour courbes de Lissajous avec un rapport de fréquences de 5:1.

Si le rapport de fréquences diffère ne serait-ce que légèrement d'un rapport rationnel simple, une courbe fermée sera alors générée dont les mouvements seront d'autant plus lents que la différence avec le rapport rationnel sera faible. Ceci sera utilisé dans l'expérience pour contrôler la fréquence de réseau. Pour cela, une bobine sera raccordée à un transformateur travaillant avec fréquence de réseau et la deuxième bobine, à un générateur de fonctions dont la fréquence de signal pourra être lue avec une précision élevée.

EVALUATION

Conformément à la fréquence du réseau ν, l'on recherchera la fréquence de générateur ν_5 pour laquelle la courbe de Lissajous correspondant au rapport de fréquence de 5:1 présentera les mouvements les plus lents.

La fréquence de réseau ν au moment de l'observation sera alors calculée comme suit :

$$\nu = \frac{\nu_5}{5}$$

Cette détermination est réalisée avec une précision de 0,01 Hz puisque ν_5 peut être réglé avec une précision de 0,05 Hz.

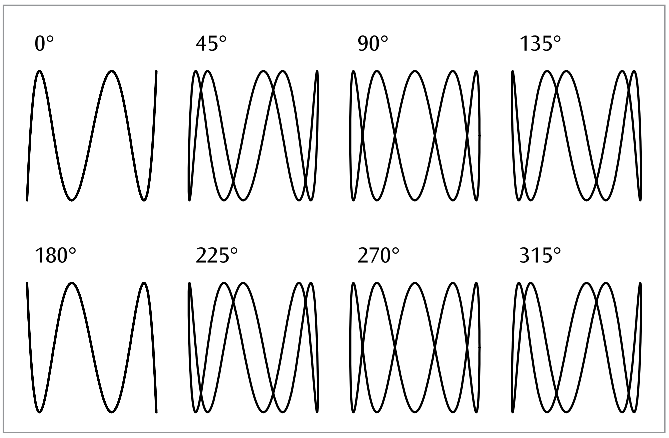
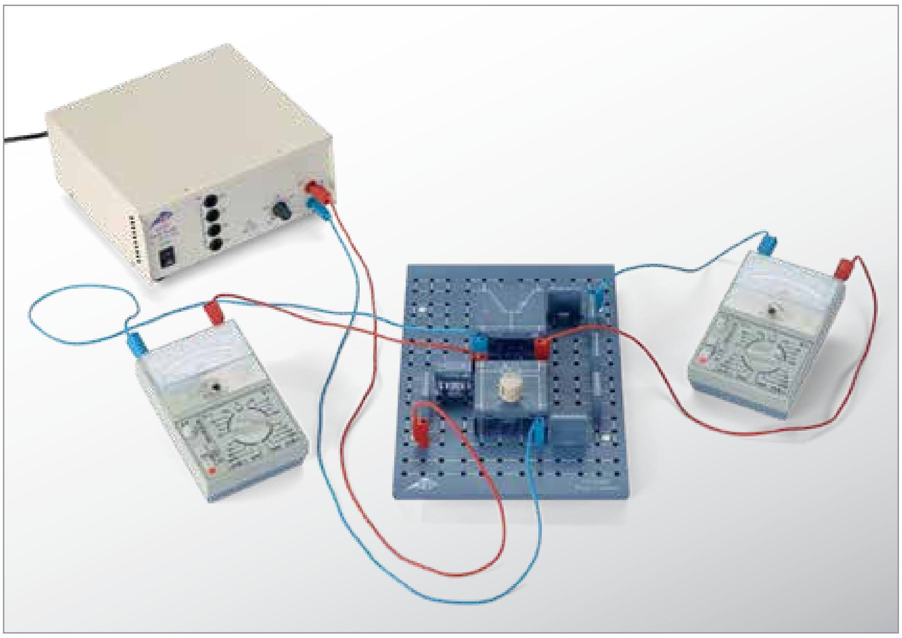


Fig. 1 Courbes de Lissajous pour un rapport de fréquence de 5:1 avec les différences de phases 0°, 45°, 90°, ...

UE3080200 | TRANSISTOR BIPOLAR



OBJECTIF
Mesurer les caractéristiques significatives d'un transistor NPN

RESUME
Un transistor bipolaire est un composant électronique constitué de trois couches semi-conductrices dopées en alternance P et N : la base, le collecteur et l'émetteur. Selon l'agencement des couches, on parle d'un transistor NPN ou PNP. Le comportement d'un transistor bipolaire est caractérisé, entre autres, par la courbe d'entrée, de commande et de sortie qui, dans l'expérience, sera mesurée, représentée graphiquement et évaluée à titre d'exemple pour le transistor NPN.

EXERCICES

- Mesurer la caractéristique d'entrée, c'est-à-dire le courant de base I_B en fonction de la tension base-émetteur U_{BE}.
- Mesurer la caractéristique de commande, c'est-à-dire le courant de collecteur I_C en fonction du courant de base I_B a tension collecteur-émetteur fixe U_{CE}.
- Mesurer la caractéristique de sortie, c'est-à-dire le courant de collecteur I_C en fonction de la tension collecteur-émetteur U_{CE} à courant de base fixe I_B.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Jeu de 10 shunts, P2W19	1012985
1	Résistance 1 kΩ, 2 W, P2W19	1012916
1	Résistance 47 kΩ, 0,5 W, P2W19	1012926
1	Potentiomètre 220 Ω, 3 W, P4W50	1012934
1	Potentiomètre 1 kΩ, 1 W, P4W50	1012936
1	Transistor NPN BD 137, P4W50	1012974
1	Alimentation CA/CC 0 – 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 ou
	Alimentation CA/CC 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
3	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840

GENERALITES
Un transistor bipolaire est un composant électronique constitué de trois couches semi-conductrices dopées en alternance P et N : la base B, le collecteur C et l'émetteur E. La base se trouve entre le collecteur et l'émetteur et sert de commande. Dans son principe, le transistor bipolaire correspond à deux diodes opposées dotées d'une anode ou d'une cathode commune. La bipolarité provient de la participation des électrons et des trous au transport des charges suite aux différents types de dopage.

Selon l'agencement des couches, on parle d'un transistor NPN ou PNP (Fig. 1). Selon les bornes entre lesquelles sont appliquées les tensions d'entrée et de sortie, le transistor bipolaire est exploité comme un quadripôle dans trois circuits de base : le circuit émetteur, le circuit collecteur et le circuit de base. Les désignations des circuits indiquent la borne commune de l'entrée et de la sortie.
Nous n'étudierons par la suite que le transistor NPN.
Selon le montage de la jonction base-émetteur ou base-collecteur dans le sens passant (U_{BE}, U_{BC} > 0) ou bloquant (U_{BE}, U_{BC} < 0), on obtient quatre modes de service du transistor NPN (voir Tab. 1). Dans le sens direct du transistor, la transition BE (U_{BE} > 0) polarisée dans le sens passant injecte des électrons de l'émetteur vers la base et des trous de la base vers l'émetteur. Comme le dopage de l'émetteur est nettement supérieur à celui de la base, la quantité d'électrons

injectés dans la base est supérieure à celle de trous injectés dans l'émetteur, minimisant par conséquent les recombinaisons. Comme la largeur de la base est bien plus petite que la longueur de diffusion des électrons, qui sont des porteurs de charges minoritaires dans la base, les électrons passent à travers la base dans la couche de blocage entre la base et le collecteur et dérivent vers le collecteur, car la couche de blocage ne représente un obstacle que pour les porteurs de charges majoritaires. Enfin, il se forme un courant de transfert I_T de l'émetteur dans le collecteur qui, en mode direct, représente une part essentielle du courant de collecteur I_C. Aussi, le transistor peut être considéré comme une source de courant commandée par la tension ; le courant I_C à la sortie peut être commandé par la tension U_{BE} à l'entrée. Les électrons recombinés dans la base sont évacués en tant que courant de base I_B de la base pour garantir un courant de transfert constant I_T et ainsi la stabilité du transistor. Un faible courant d'entrée I_B commande donc un grand courant de sortie I_C ($I_C \approx I_T$) et il en résulte un gain de courant.
Le comportement d'un transistor bipolaire est caractérisé par quatre caractéristiques : entrée, commande, sortie et inverse (voir Tab. 2). Dans l'expérience, les caractéristiques d'entrée, de commande et de sortie sont mesurées et représentées graphiquement à titre d'exemple pour le transistor NPN.

Tab. 1 Les quatre modes de service d'un transistor NPN

U_{BE}	U_{BC}	**Mode de service**
> 0	< 0	Sens direct/mode de service normal
> 0	> 0	Saturation
< 0	> 0	Sens indirect/mode de service inverse
< 0	< 0	Mode bloquant

Tab. 2 Les quatre caractéristiques d'un transistor NPN en marche avant

Désignation	**Dépendance**	**Paramètre**
Caractéristique d'entrée	$I_B(U_{BE})$	
Caractéristique de commande	$I_C(I_B)$	U_{CE} = const.
Caractéristique de sortie	$I_C(U_{CE})$	I_B = const.
Caractéristique inverse	$U_{BE}(U_{CE})$	I_B = const.

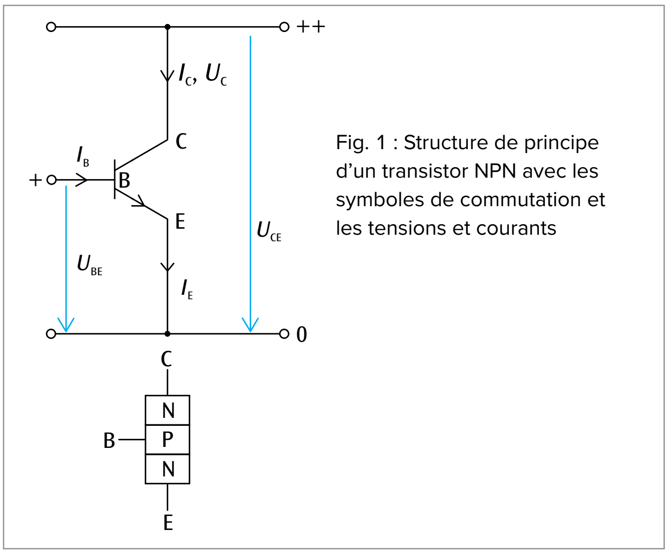


Fig. 1 : Structure de principe d'un transistor NPN avec les symboles de commutation et les tensions et courants

EVALUATION

La caractéristique d'entrée permet de déterminer la tension seuil U_S, la caractéristique de commande le facteur de gain

$$B = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B}$$

et la caractéristique de sortie les pertes en puissance $P = U_{CE} \cdot$ IC.

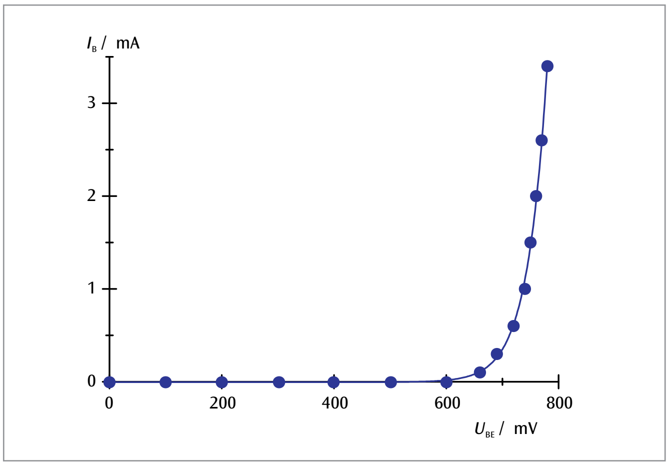


Fig. 2 : Caractéristique d'entrée

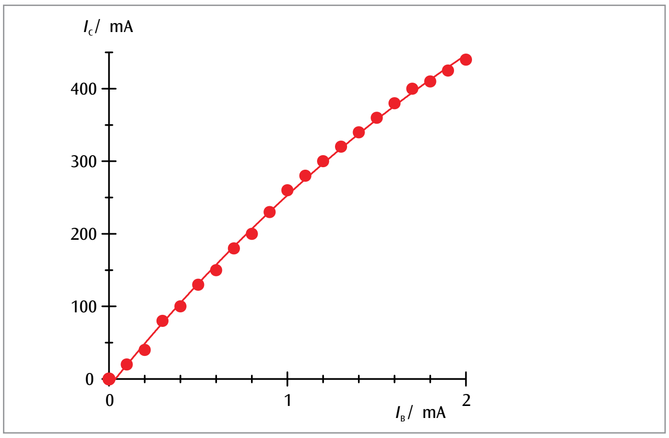


Fig. 3 : Caractéristique de commande pour U_{CE} = 5,2 V

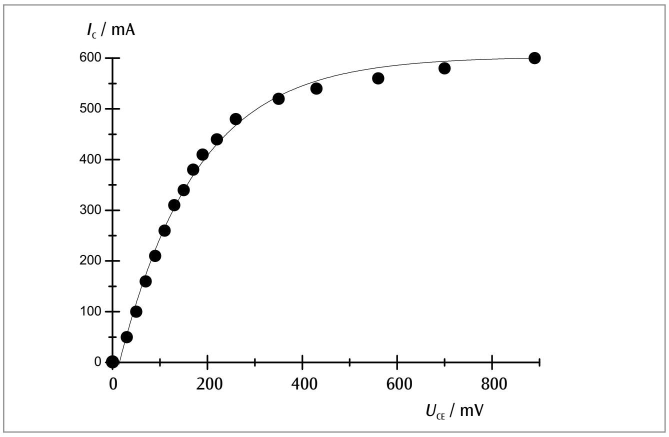
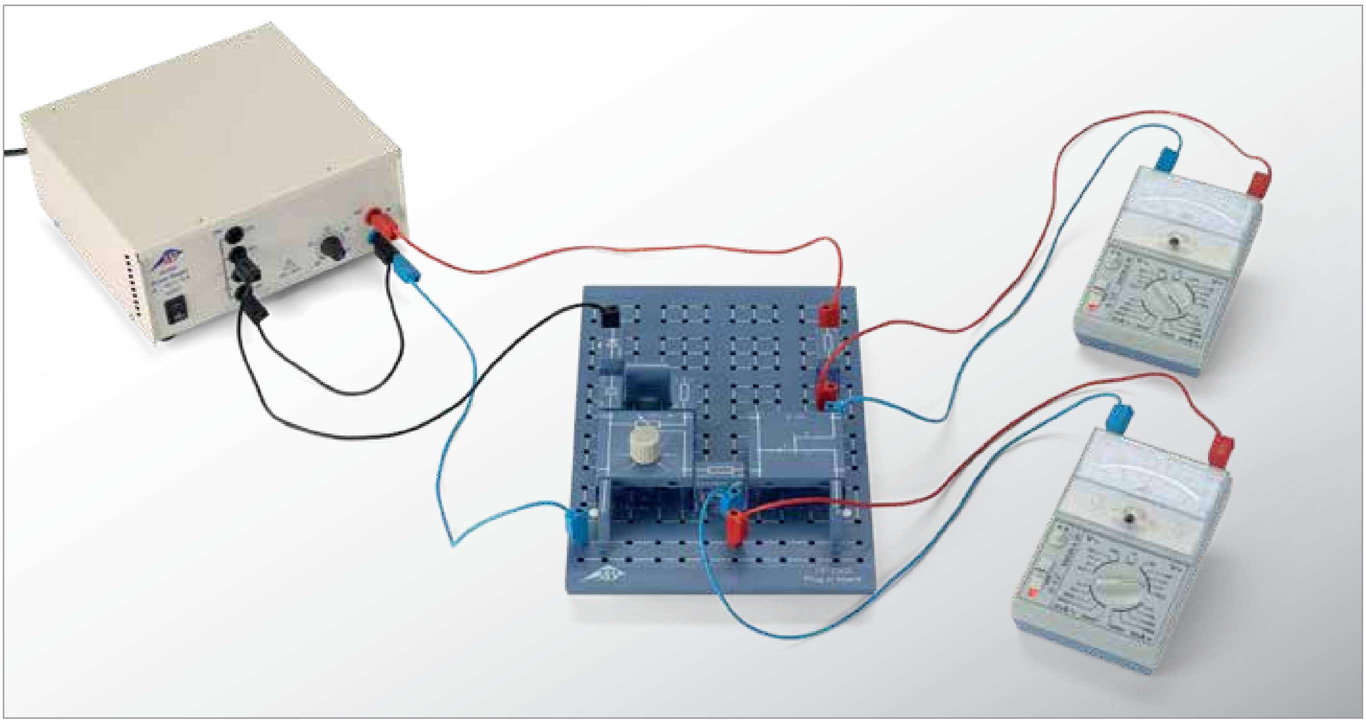


Fig. 4 : Caractéristique de sortie pour I_B = 4,2 mA

UE3080300 | TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP



EXERCICES

- Mesurer la tension de drain en fonction du courant de drain pour différentes tensions de grille.

OBJECTIF

Mesurer les caractéristiques d'un transistor à effet de champ

RESUME

Un transistor à effet de champ (FET) est un composant semi-conducteur dans lequel le courant électrique traversant un canal est commandé par un champ électrique perpendiculaire au flux électrique. Le FET possède trois broches : la Source, le Drain et la Grille. Si une tension électrique est appliquée entre la source et le drain, le courant de drain passe entre eux dans le canal. En présence de faibles tensions drain-source, le FET se comporte comme une résistance ohmique, la caractéristique étant linéaire. Au fur et mesure que la tension drain-source augmente, on observe d'abord un engorgement, puis un désengorgement du canal et la caractéristique passe dans une zone de saturation. Avec des tensions de grille différentes de zéro, la valeur de saturation du courant de drain diminue.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Plaque de connexion des composants	1012902
1	Jeu de 10 shunts, P2W19	1012985
1	Résistance 1 kΩ, 2 W, P2W19	1012916
1	Résistance 470 Ω, 2 W, P2W19	1012914
1	Résistance 47 kΩ, 0,5 W, P2W19	1012926
1	Condensateur 470 µF, 16 V, P2W19	1012960
1	Transistor FET BF 244, P4W50	1012978
1	Diode au silicium 1N 4007, P2W19	1012964
1	Potentiomètre 220 Ω, 3 W, P4W50	1012934
1	Alimentation CA/CC 0 – 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 ou
	Alimentation CA/CC 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
2	Multimètre analogique ESCOLA 30	1013526
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840

GENERALITES

Un transistor à effet de champ (FET) est un composant semi-conducteur dans lequel le courant électrique traversant un canal est commandé par un champ électrique perpendiculaire au flux électrique.

Le FET possède trois broches : la Source (S), le Drain (D) et la Grille (G). Le canal représente le lien conducteur entre la source et le drain. Si une tension électrique U_{DS} est appliquée entre la source et le drain, le courant de drain I_D passe entre eux dans le canal. Le courant est constitué de porteurs de charges d'une polarité (transistor unipolaire), c'est-à-dire d'électrons pour un canal d'un semi-conducteur de type N, de trous pour un canal d'un semi-conducteur de type P. La section ou la conductibilité du canal est commandée par le champ électrique perpendiculaire au flux de courant. Pour générer ce champ transversal, on applique une tension de grille U_{GS} entre la source et la grille. L'isolation de l'électrode de grille par rapport au canal peut être réalisée par une jonction PN dans le sens bloquant (FET à couche de blocage, J-FET) ou une couche isolante (IG-FET, MIS-FET, MOS-FET). En cas de FET à couche de blocage, la section du canal est commandée par l'extension de la zone de charge spatiale et celle-ci par le champ transversal. Pour garantir que la jonction PN soit toujours dans le sens bloquant, donc qu'aucun courant de grille ne passe, la tension de grille U_{GS} et la tension drain-source U_{DS} pour un FET à canal N doivent remplir la condition

(1a) $$U_{GS} \leq 0, U_{DS} \geq 0$$

et pour un FET à canal P la condition

(1b) $$U_{GS} \geq 0, U_{DS} \geq 0$$

En présence de faibles tensions drain-source $|U_{DS}|$, le FET se comporte comme une résistance ohmique, la caractéristique étant linéaire. Au fur et à mesure que les valeurs $|U_{DS}|$ augmentent, on observe des engorgements du canal, car la tension de blocage entre la grille et le canal augmente dans le sens du drain. À proximité du drain, la zone de charge spatiale est plus large qu'à proximité de la source. Par conséquent, le canal à proximité du drain est plus étroit qu'à proximité de la source. À une certaine tension $U_{DS} = U_p$, la largeur du canal tend vers zéro. Le canal s'engorge et le courant de drain n'augmente plus lorsque la tension drain-source continue à monter. La caractéristique passe de la zone ohmique à la zone de saturation.
L'extension de la zone de charge spatiale et ainsi la largeur de canal peuvent être contrôlées par la tension de grille. Si la tension de grille n'est pas nulle, le canal est encore plus engorgé, c'est-à-dire que le courant de drain diminue ainsi que, notamment, le courant de saturation. Indépendamment de la tension drain-source U_{DS}, le canal est toujours bloqué pour $|U_{GS}| \geq |U_p|$.
Dans l'expérience, le courant de drain I_D est mesuré pour différentes tensions de grille U_{GS} en fonction de la tension drain-source U_{DS}.

EVALUATION

Pour les différentes tensions de grille, les valeurs de mesure sont représentées dans un diagramme I_D-U_{DS} (Fig. 1) et confirmées par la courbe des caractéristiques qui résulte de la commande du courant de drain par la tension drain-source et la tension de grille.

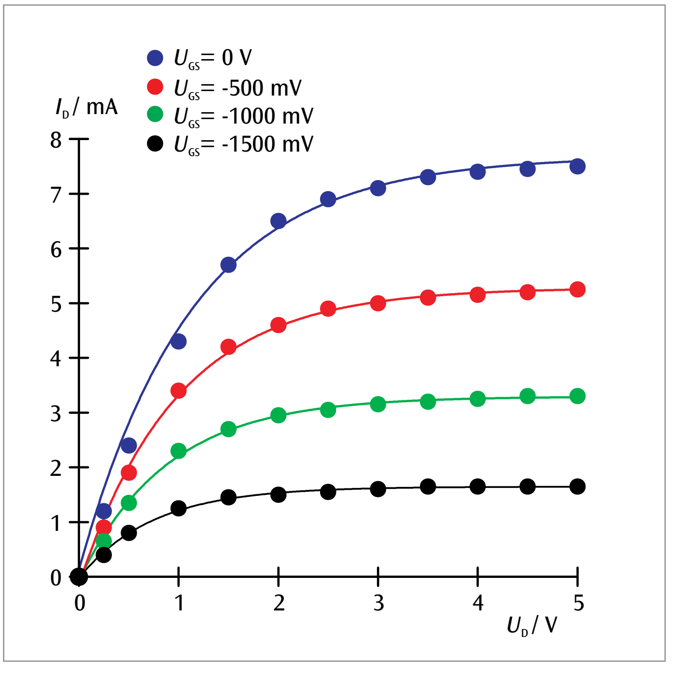


Fig. 1 : Caractéristiques du transistor à effet de champ pour les tensions de grille 0 V (bleue), -0,5 V (rouge), -1 V (verte) et -1,5 V (bleu vert)

UE4010000 | REFLEXION SUR LE MIROIR

EXERCICES

- Démontrer la loi de la réflexion sur un miroir plan.
- Déterminer la focale d'un miroir concave et démontrer la loi de la réflexion.
- Déterminer la focale virtuelle d'un miroir convexe.

OBJECTIF

Étude de la réflexion sur des miroirs plans et courbes

RESUME

Lorsque des rayons lumineux sont réfléchis sur des miroirs, l'angle d'incidence correspond à l'angle de réflexion. Cette loi de la réflexion s'applique aux miroirs plans et courbes. Cependant, ce n'est que sur un miroir plan que les rayons à incidence parallèle sont réfléchis en rayons parallèles, car seul l'angle d'incidence de tous les rayons est identique. Le parallélisme n'est pas conservé sur le miroir concave et le miroir convexe. Les rayons parallèles sont concentrés dans un seul foyer.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc optique U, 1000 mm	1002625
3	Cavalier optique U, 75 mm	1022450
1	Cavalier optique U, 30 mm	1022449
1	Source lumineuse à LED	1020630
1	Diaphragme à iris sur tige	1003017
1	Porte diaphragme sur tige	1000855
1	Disque optique avec accessoires	1003036
1	Jeu de 5 accessoires d'optique	1000607

NOTIONS DE BASE GENERALES

Lorsque des rayons lumineux sont réfléchis sur des miroirs, l'angle d'incidence correspond à l'angle de réflexion. Cette loi de la réflexion s'applique aux miroirs plans et courbes. Cependant, ce n'est que sur un miroir plan que les rayons à incidence parallèle sont réfléchis en rayons parallèles, car seul l'angle d'incidence de tous les rayons est identique.

Si des rayons lumineux parallèles sous l'angle α tombent sur un miroir plan, ils sont réfléchis sous l'angle β conformément à la loi de la réflexion

(1) $$\alpha = \beta$$

α : angle d'incid Optique geometrique ence, β : angle de réflexion

Dans l'expérience, nous allons le démontrer pour trois rayons parallèles et déterminer l'angle de réflexion en fonction de l'angle d'incidence.
D'après la loi de la réflexion, si un rayon lumineux dont l'incidence est parallèle à l'axe optique tombe sur un miroir concave, il est réfléchi en symétrie à la normale d'incidence et coupe l'axe optique dans un écart:

(2) $$f_\alpha = r - \overline{MF} = r \cdot \left(1 - \frac{1}{2 \cdot \cos\alpha}\right)$$

du miroir (Fig. 1 Rayon gauche). Pour les rayons proches de l’axe, on obtient à peu près cos α = 1 et ainsi

(3) $$f = \frac{r}{2}$$

indépendamment de l’écart avec l’axe optique. Ainsi, après la réflexion, tous les rayons parallèles proches de l’axe se rencontrent dans un foyer sur l’axe optique, qui se situe dans l’écart f du miroir concave. Si les rayons parallèles tombent sous un angle α par rapport à l’axe optique, ils sont réfléchis en un point commun se situant hors de l’axe optique.
Les rapports géométriques du miroir convexe correspondent à ceux du miroir concave, à la différence que les rayons lumineux divergent après la réflexion et convergent dans un foyer virtuel f' derrière le miroir (Fig. 1 Rayon droit). Pour la focale virtuelle f' d’un miroir convexe :

(4) $$f' = -\frac{r}{2}$$

Dans l’expérience, le foyer du miroir concave ainsi que le foyer virtuel du miroir convexe sont déterminés à partir des trajectoires des rayons sur un disque optique. La validité de la loi de la réflexion est vérifiée pour le rayon du milieu.

EVALUATION

Les rayons parallèles qui tombent sur un miroir plan sont réfléchis de manière parallèle. La loi de la réflexion s’applique.
En cas de réflexion d’un faisceau de rayons parallèles sur un miroir concave, l’angle d’incidence pour chaque rayon se modifie de sorte que tous les rayons convergent dans le foyer. De même, en cas de réflexion sur le miroir convexe, ils convergent dans un foyer virtuel situé derrière le miroir.

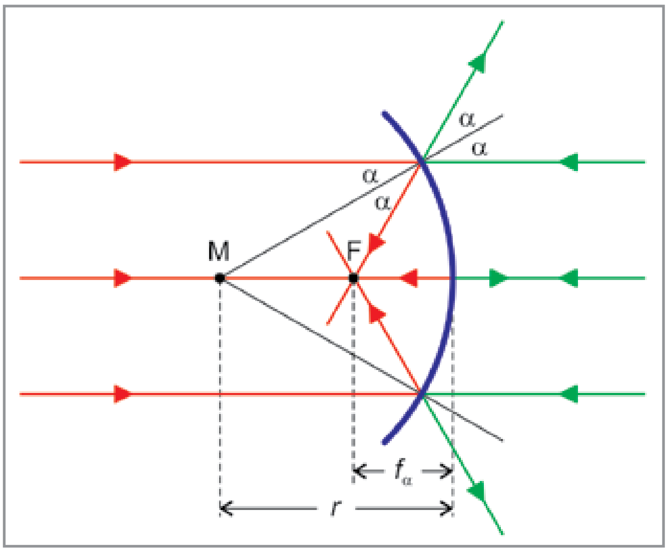


Fig. 1 : Représentation schématique pour déterminer la focale du miroir concave et du miroir convexe

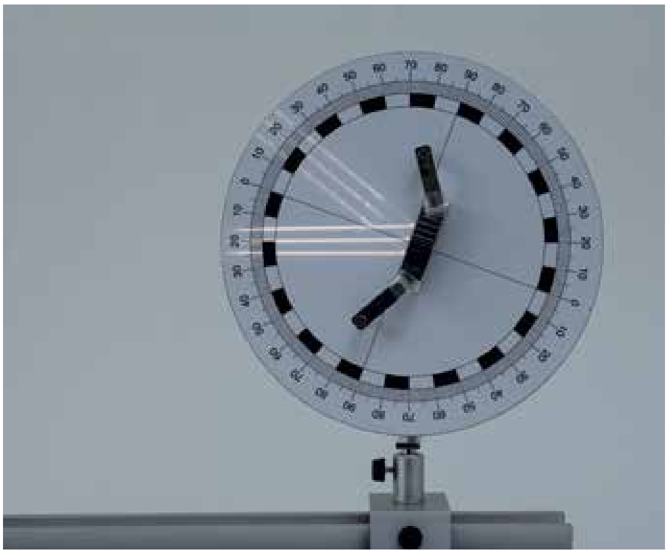


Fig. 2 : Réflexion de trois rayons parallèles sur le miroir plan

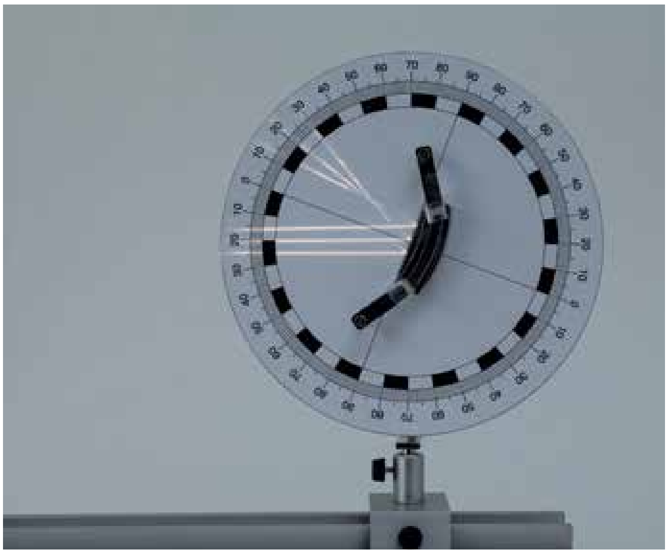


Fig. 3 : Réflexion de trois rayons parallèles sur le miroir concave

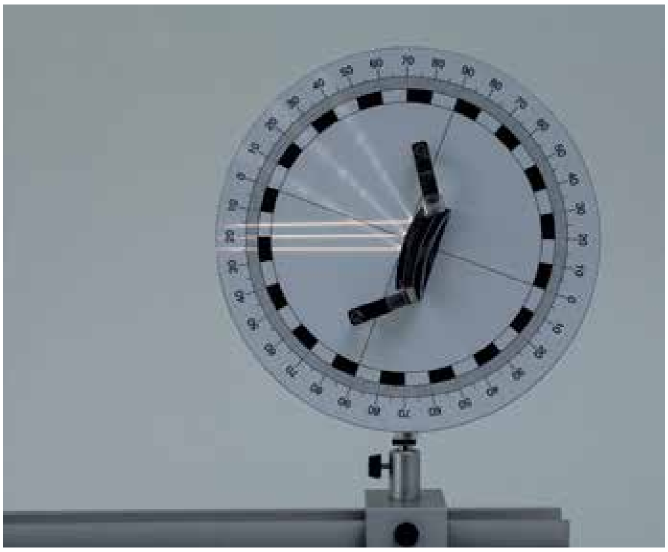
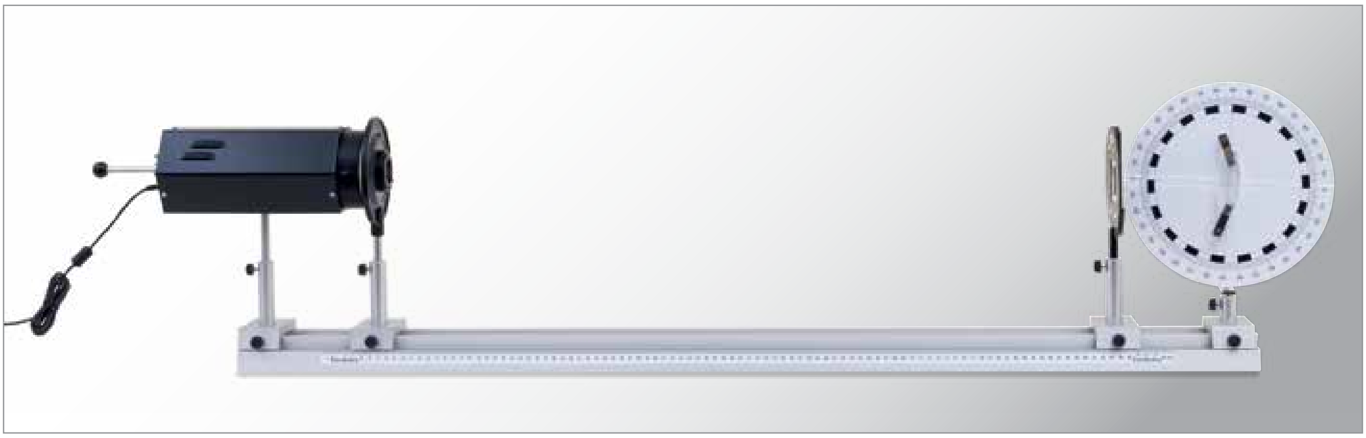


Fig. 4 : Réflexion de trois rayons parallèles sur le miroir convexe

UE4010020 | REFRACTION DE LA LUMIERE



EXERCICES

- Démontrer la loi de Snell-Descartes
- Déterminer l'indice de réfraction et l'angle limite de la réflexion totale pour le verre acrylique
- Observer et mesurer le rayon décalé parallèlement en cas de réfraction sur une plaque plane-parallèle
- Observer le rayon sur un prisme de déviation et un prisme à redressement
- Observer le rayon dans une lentille convexe et une lentille concave et déterminer les focales

OBJECTIF

Étudier la réfraction de la lumière dans différents éléments optiques.

RESUME

La lumière se propage à différentes vitesses dans différents milieux. Dans un milieu optique mince, la vitesse de propagation est plus élevée que dans un milieu plus épais. C'est pourquoi on observe une réfraction de la direction lorsque le rayon lumineux traverse de biais l'interface de deux milieux. Dépendant du rapport des indices de réfraction de ce milieu, elle est décrite comme la loi de Snell-Descartes sur la réfraction. Dans l'expérience, ce comportement à la réfraction est étudié sur des éléments optiques en verre acrylique.

DISPOSITIFS NÉCESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc optique U, 1000 mm	1002625
3	Cavalier optique U, 75 mm	1022450
1	Cavalier optique U, 30 mm	1022449
1	Source lumineuse à LED	1020630
1	Diaphragme à iris sur tige	1003017
1	Porte diaphragme sur tige	1000855
1	Disque optique avec accessoires	1003036
1	Jeu de 5 accessoires d'optique	1000607

NOTIONS DE BASE GENERALES

La lumière se propage à différentes vitesses *c* dans différents milieux. Dans un milieu optique mince, la vitesse de propagation est plus élevée que dans un milieu plus épais.

Le rapport entre la vitesse de la lumière c_0 dans le vide et celle dans le milieu est appelé indice de réfraction absolue n. Pour la vitesse de la lumière c dans le milieu, on a donc :

(1)
$$c = \frac{c_0}{n}$$

Si un rayon lumineux passe d'un milieu à l'indice de réfraction n_1 à un autre milieu à l'indice de réfraction n_2, la direction est modifiée à l'interface des deux milieux. Ce changement de direction est décrit par la loi de Snell-Descartes :

(2) $$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{n_1}{n_2}=\frac{c_2}{c_1}$$

α, n_1, c_1 : angle d'incidence, indice de réfraction et vitesse de propagation dans le milieu 1

β, n_2, c_2 : angle d'incidence, indice de réfraction et vitesse de propagation dans le milieu 2

Ainsi, lorsque le rayon lumineux passe d'un milieu mince à un milieu épais, il est réfracté en se rapprochant de la verticale et, lorsqu'il passe d'un milieu épais à un milieu mince, il est réfracté en s'écartant de la verticale. Dans le second cas, il existe un angle limite α_T où le rayon réfracté se propage à l'interface des deux milieux. Si l'angle d'incidence est encore plus grand, il n'y a pas de réfraction et la lumière incidente est réfléchie totalement.

Dans l'expérience, ce comportement à la réfraction est étudié sur un corps en demi-cercle, une plaque plane-parallèle, un prisme, une lentille convergente et une lentille divergente en verre acrylique. Le corps en demi-cercle convient notamment pour démontrer la loi de la réfraction, car aucune réfraction n'a lieu à l'interface en demi-cercle lorsque le rayon passe très précisément par le centre du cercle. Le côté longitudinal est orienté comme surface limite dans différents angles par rapport à l'axe optique (Fig. 1).

Par la réfraction du rayon lumineux à l'entrée et à la sortie d'une plaque plane-parallèle, on observe un décalage parallèle d qui dépend de l'angle d'incidence α. On a (Fig. 1) :

(3) $$d=h\cdot\frac{\sin(\alpha-\beta)}{\cos\beta}$$, h : épaisseur de plaque

Un prisme à 90° sert de prisme de déviation lorsque les rayons lumineux traversent perpendiculairement une cathète. Ils sont réfléchis sur l'hypoténuse et quittent le prisme en subissant une déviation de 90°. Avec le prisme à redressement, les rayons lumineux traversent perpendiculairement l'hypoténuse et sont réfléchis sur les deux cathètes. Ils quittent le prisme parallèlement au rayon lumineux indicent, mais dans la direction inverse (Fig. 1).

Dans une lentille convexe, des rayons lumineux parallèles convergent par la réfraction et divergent dans une lentille concave. (Fig. 1). Derrière la lentille, ils se rencontrent dans le foyer F ou divergent apparemment du foyer virtuel F' en partant devant la lentille.

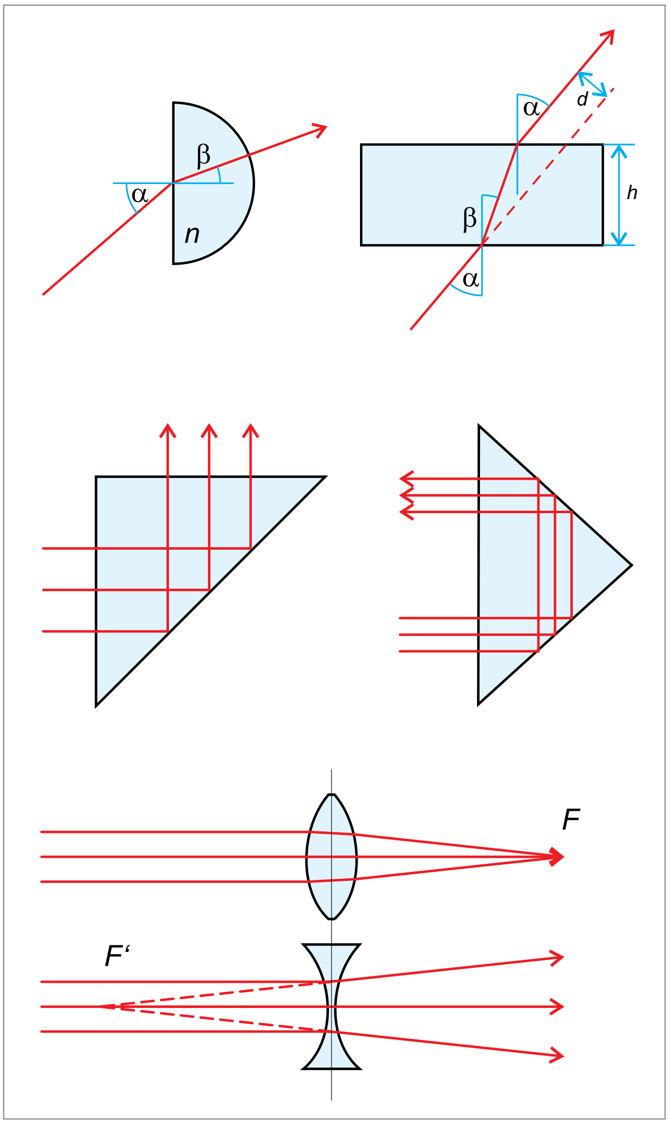


Fig. 1 : Réfraction sur le corps en demi-cercle, rayon traversant une plaque plane-parallèle, prisme de déviation et prisme à redressement, rayons traversant une lentille convexe et une lentille concave

EVALUATION

Dans l'expérience, on peut appliquer avec une précision suffisante pour l'air n_1 = 1.

Si l'angle d'incidence correspond à l'angle limite α_T de la réflexion totale, l'angle de réfraction β = 90°. L'équation (2) permet alors de déduire l'indice de réfraction n du verre acrylique.

$$\sin\alpha_T=\frac{1}{n}$$

La réfraction sur la plaque plane-parallèle découle de (2) et (3).

$$d=h\cdot(\sin\alpha\cdot-\cos\alpha\cdot\tan\beta)=h\cdot\sin\alpha\left(1-\frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}}\right)$$

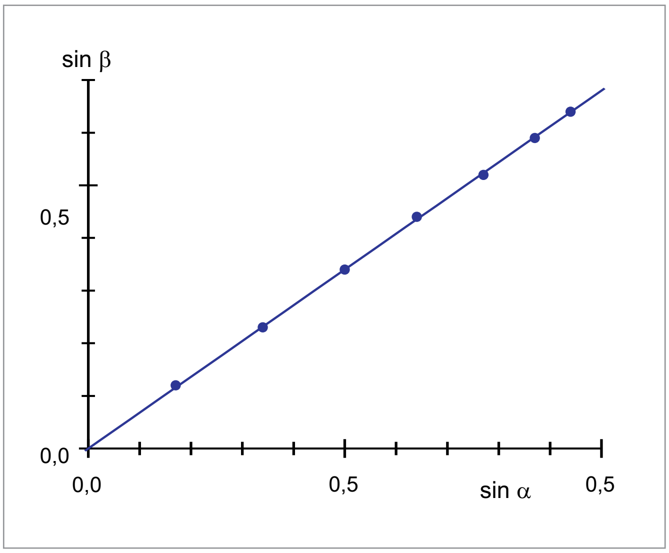
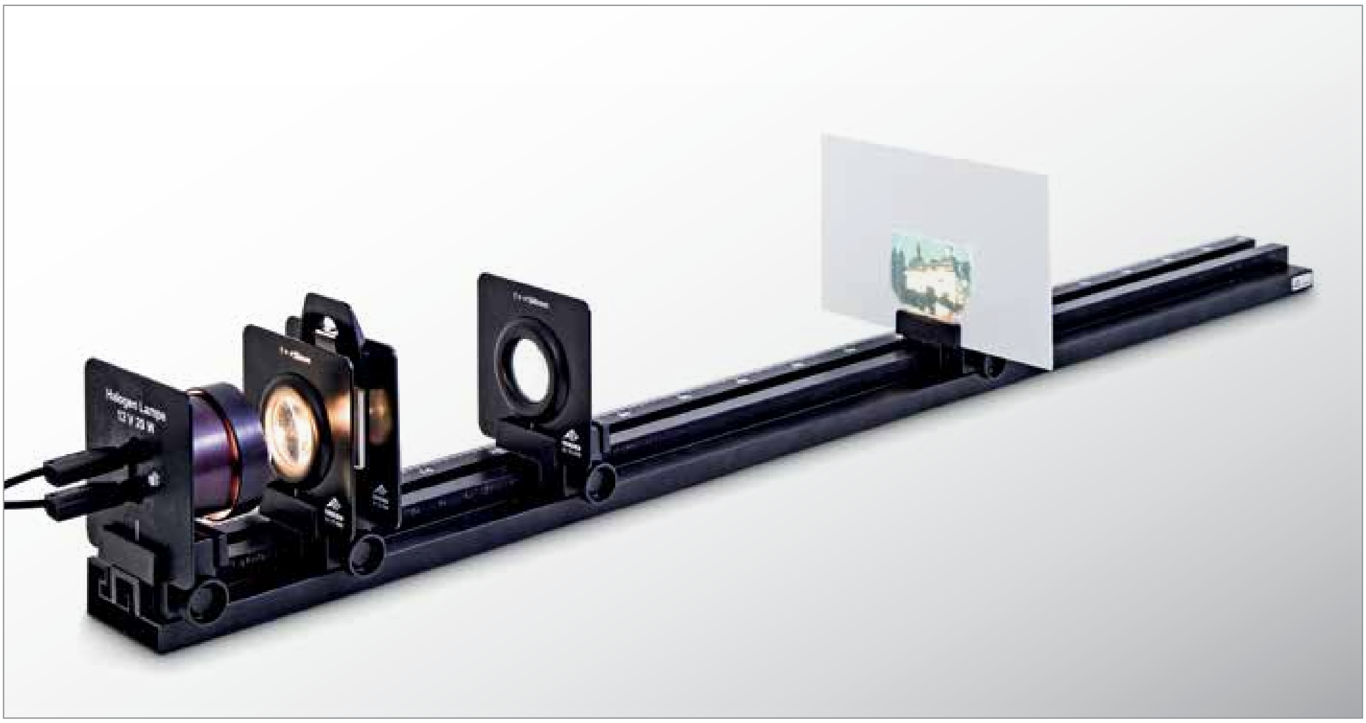


Fig. 2 : Diagramme permettant de déterminer l'indice de réfraction n

UE4010100 | RELATION DE CONJUGAISON



EXERCICES

- Déterminer deux positions d'une lentille mince fournissant une image nette.
- Déterminer la focale d'une lentille mince.

OBJECTIF

Détermination de la focale d'une lentille selon la méthode de Bessel

RESUME

Sur un banc optique, les éléments optiques – lentille, source lumineuse, écran et objet – sont disposés de sorte à obtenir une image nette à l'écran. Les rapports géométriques des faisceaux d'une lentille mince permettent d'en déterminer la focale.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc d'optique K, 1000 mm	1009696
4	Cavalier optique K	1000862
1	Source optique K	1000863
1	Transformateur 12 V, 25 VA (230 V, 50/60 Hz)	1000866 ou
	Transformateur 12 V, 25 VA (115 V, 50/60 Hz)	1000865
1	Lentille convexe K, f = 50 mm	1000869
1	Lentille convexe K, f = 100 mm	1010300
1	Porte-diaphragme K	1008518
1	Jeu de 4 objets de reproduction	1000886
1	Écran de projection K, blanc	1000879

GENERALITES

La focale *f* d'une lentille indique la distance entre le plan principal de la lentille et le foyer (voir Fig. 1). On peut la déterminer selon la méthode de Bessel (*Frédéric Guillaume Bessel*) en mesurant les écarts entre les différents éléments du banc d'optique.

Les figures 1 et 2 montrent que le rapport géométrique suivant doit s'appliquer à une lentille mince :

(1)
$$a = b + g$$

a : écart entre l'objet *G* et l'image *B*
b : écart entre la lentille et l'image *B*
g : écart entre l'objet *G* et la lentille

La résolution de la relation de conjugaison

(2)
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$$

f : focale de la lentille

donne

(3)
$$\frac{1}{f} = \frac{a}{a \cdot g - g^2}$$

ce qui correspond à une équation quadratique avec les deux solutions

(4)
$$g_{1,2} = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} - a \cdot f}$$

Pour les deux distances d'objet g_1 et g_2, on obtient une image nette. Leur différence e permet de déterminer la focale de la lentille :

(5)
$$e = g_1 - g_2 = \sqrt{a^2 - 4af}$$

La différence e est la distance e entre les deux positions de lentille P_1 et P_2 qui donnent une image nette.

EVALUATION

L'équation (4) donne la formule pour la focale d'une lentille mince

$$f = \frac{a^2 - e^2}{4a}$$

selon la méthode de Bessel.

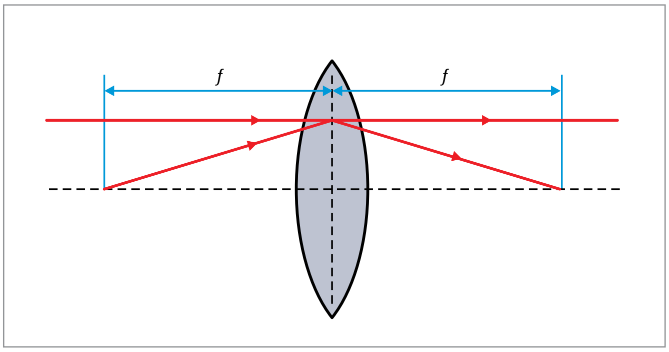


Fig. 1 : Représentation schématique permettant de définir la focale d'une lentille mince

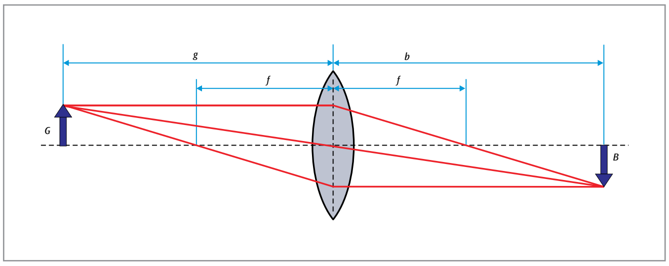


Fig. 2 : Représentation schématique du chemin des rayons à travers une lentille.

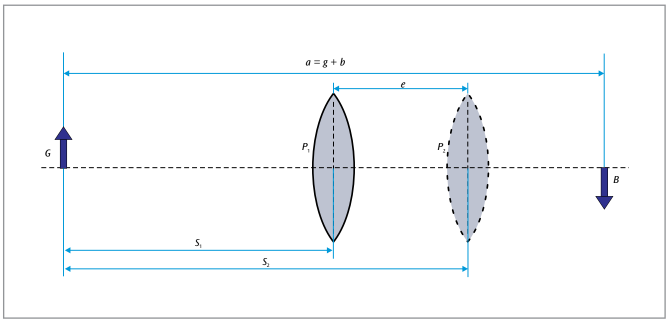
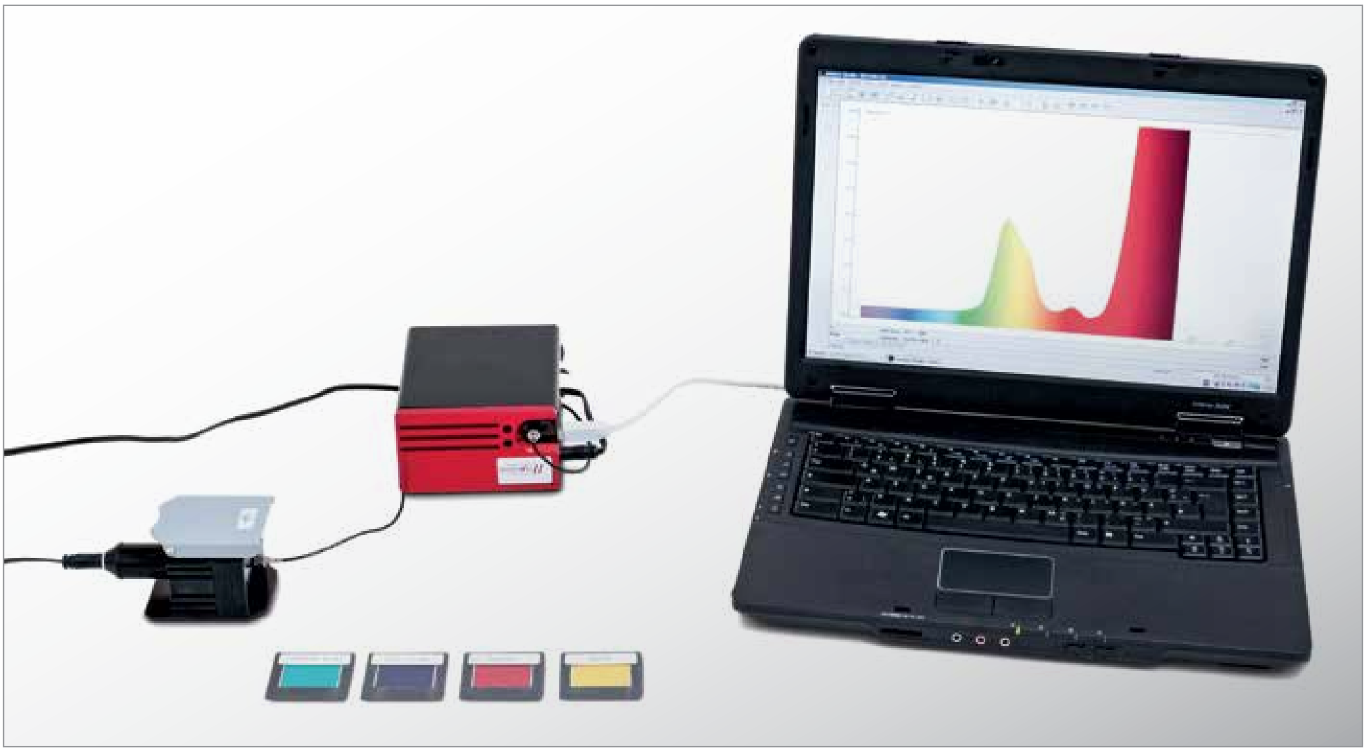


Fig. 3 : Agencement schématique des deux positions de lentille qui fournissent une image nette à l'écran

UE4020400 | SPECTRES DE TRANSMISSION



EXERCICES

- Mesure et comparaison des spectres de transmission de corps rigides.

- Mesure et comparaison des spectres de transmission de liquides.

OBJECTIF

Enregistrement et Evaluation des spectres de transmission de corps transparents

RESUME

Pour mesurer les spectres de transmission, on utilise un spectrophotomètre numérique. La lumière transmise absorbée avec une fibre optique est décomposée dans le spectrophotomètre selon le principe de Czerny Turner au moyen d'un réseau de réflexion et représentée sur un détecteur CCD par deux miroirs à réflexion. Le spectre de transmission résulte de la normalisation automatique sur le spectre de la lumière incidente enregistré auparavant.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Spectromètre LD avec module d'absorption	1019196
1	Lot de 7 filtres de couleur	1003084
1	Micro cuvettes, 4 ml	1018106
En plus recommandé :		
	Chlorophylle	
	Permanganate de potassium	

GENERALITES

La couleur observée d'un corps illuminé par de la lumière blanche dépend de son pouvoir de réflexion. Si l'on observe le corps dans de la lumière transparente, l'impression de couleur est déterminée par le pouvoir de transmission du corps. Ainsi obtient-on par exemple une impression de couleur rouge si le corps est perméable à la lumière rouge et que les autres couleurs de la lumière sont affaiblies lorsqu'elles traversent le corps. Dans ce cas, la transmission spectrale est maximale pour la lumière rouge.

L'œil humain ne peut pas distinguer clairement si une impression de couleur est produite par de la lumière spectralement pure ou par l'addition des couleurs avoisinantes. Aussi la couleur observée ne permet-elle pas de déduire directement le spectre de transmission. Celui-ci ne peut être défini clairement qu'à l'aide d'un spectrophotomètre.
Au cours de l'expérience, pour enregistrer les spectres de transmission, on utilise le spectrophotomètre numérique. La lumière transmise absorbée avec une fibre optique est décomposée dans le spectrophotomètre selon le principe de Czerny Turner au moyen d'un réseau de réflexion et représentée sur un détecteur CCD par deux miroirs à réflexion. Les spectres de transmission résultent de la normalisation automatique sur le spectre de la lumière incidente enregistré auparavant.

EVALUATION

En négligeant la réflexion, on peut calculer le pouvoir absorbant $A(\lambda)$ directement à partir du pouvoir de transmission spectral $T(\lambda)$ d'un corps. On a l'équation suivante :

$$A(\lambda) = 1 - T(\lambda)$$

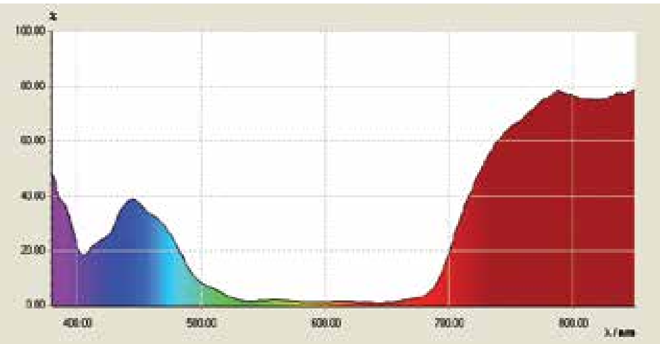


Fig. 1 : Spectre de transmission d'un film couleur bleue

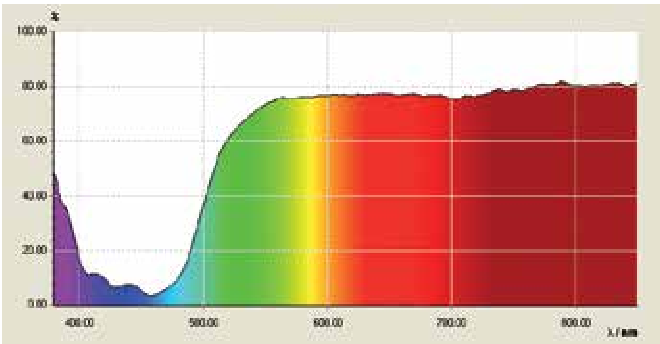


Fig. 2 : Spectre de transmission d'un film couleur jaune

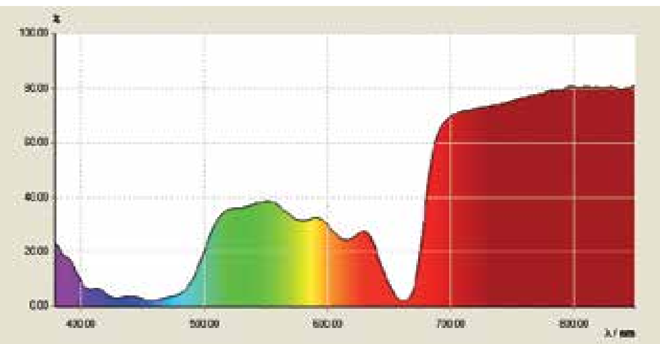


Fig. 3 : Spectre de transmission d'une solution de chlorophylle

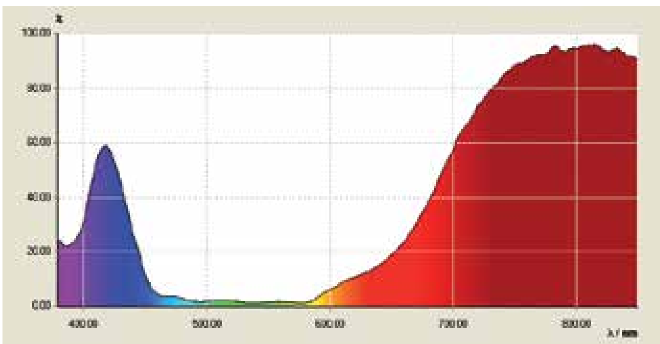


Fig. 4 : Spectre de transmission d'une solution de permanganate de potassium

UE4030100 | DIFFRACTION SUR UNE FENTE

EXERCICES

- Étude de la diffraction sur une fente individuelle avec différentes largeurs de fente.
- Étude de la diffraction sur une fente individuelle avec différentes longueurs d'onde.
- Étude de la diffraction sur une fente individuelle et une traverse (principe de Babinet).

OBJECTIF

Démontrer la nature des ondes de la lumière et déterminer la longueur d'onde

RESUME

La diffraction de la lumière sur une fente individuelle peut être décrite par la superposition des ondes élémentaires cohérentes qui, selon le principe de Huygens, se propagent dans toutes les directions à partir de la fente éclairée. Selon l'angle de propagation, les ondes interfèrent de manière constructive ou destructive derrière la fente. L'écart entre deux bandes sombres du modèle d'interférence permet de calculer la longueur d'onde de la lumière, la largeur de fente ainsi que la distance par rapport à l'écran d'observation étant connues.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Diode laser rouge de précision 230V	1003201 ou
	Diode laser rouge de précision 115V	1022208
1	Laser vert 532 nm Classe II	1003202
1	Banc optique K, 1000 mm	1009696
2	Cavalier optique K	1000862
1	Fente réglable K	1008519
1	Support K pour laser à diode	1000868
En plus nécessairement:		
	Fil	

GENERALITES

La diffraction de la lumière sur une fente individuelle peut être décrite par la superposition des ondes élémentaires cohérentes qui, selon le principe de Huygens, se propagent dans toutes les directions à partir de la fente éclairée. Dans certaines directions, la superposition provoque une interférence constructive ou destructive. Derrière la fente, on observe à l'écran un système constitué de bandes claires et sombres.

On observe une suppression totale – donc un assombrissement maximal – lorsqu'il existe pour chaque onde élémentaire de la première moitié de fente très précisément une onde élémentaire de la seconde moitié, les deux se supprimant réciproquement. C'est très exactement le cas, lorsque la différence de phase Δs_n entre le rayon central et le rayon marginal est un multiple entier n de la demi-longueur d'onde λ :

(1) $$\Delta s_n = n \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{b}{2} \cdot \sin\alpha_n$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$: ordre de diffraction
b : largeur de fente,
α_n : angle de propagation

Les positions de l'assombrissement maximal sont symétriques au rayon primaire (Fig. 1). Son écart – mesuré dans le plan d'observation – par rapport au rayon primaire s'élève à

(2) $$x_n = L \cdot \tan\alpha_n$$

L : écart entre la fente et le plan d'observation

Il en résulte pour de petits angles

(3) $$\alpha_n = x_n = \frac{\lambda \cdot L}{b} \cdot n = \Delta \cdot n \ \text{ avec } \ \Delta = \frac{\lambda \cdot L}{b}$$

Δ : écart relatif des minima

Une fente et une traverse de même largeur sont des objets de diffraction complémentaires. Selon le principe de Babinet, en cas de diffraction sur ces objets, des figures de diffraction identiques se forment à l'extérieur du faisceau lumineux « non perturbé ». Dans les deux figures de diffraction, les minima de diffraction se situent par conséquent aux mêmes endroits.
L'expérience permet d'étudier la diffraction sur la fente individuelle pour différentes largeurs de fente et longueurs d'onde. Elle montre par ailleurs que la diffraction sur la fente et la traverse de même largeur entraîne des figures de diffraction complémentaires.

EVALUATION

Dans le sens du rayon primaire, la luminosité est maximale. On peut déterminer la grandeur Δ comme une pente de droite, si l'on représente dans un diagramme les écarts x_n en fonction de n. Comme Δ est apparemment inversement proportionnel à la largeur de fente b, on peut entrer dans un diagramme le quotient Δ/L en fonction de $1/b$, pour obtenir la longueur d'onde λ à partir de la pente de droite des données de mesure.

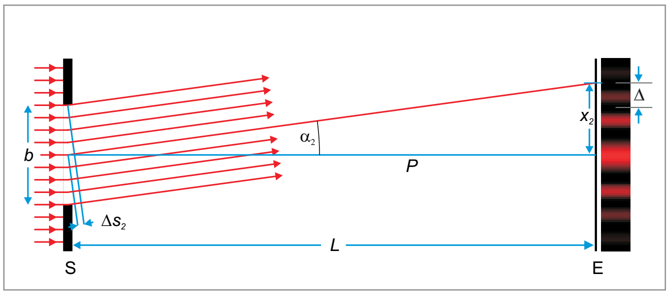


Fig. 1 : Représentation schématique de la diffraction de la lumière sur une fente individuelle (S : fente, b : largeur de fente, E : plan d'observation, P : rayon primaire, L : écart entre l'écran d'observation et la fente, x_2 : écart entre le deuxième minimum et le centre, α_2 : sens d'observation pour le deuxième minimum, Δs_2 : différence de phase entre le rayon central et le rayon marginal).

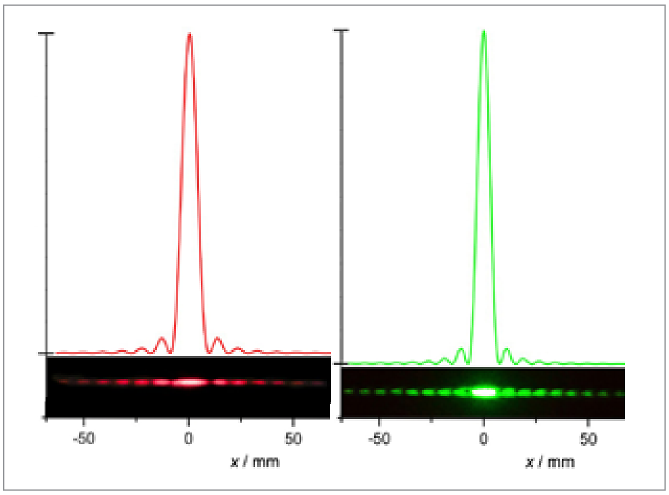


Fig. 2 : Intensité calculée et observée en cas de diffraction sur la fente de largeur 0,3 mm pour λ = 650 nm et pour λ = 532 nm.

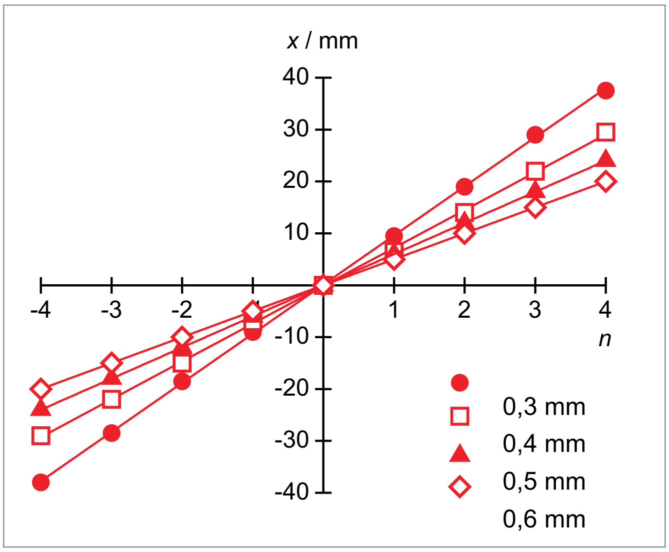


Fig. 3 : Écarts x_n en fonction de l'ordre de diffraction n pour différentes largeurs de fente b pour λ = 650 nm.

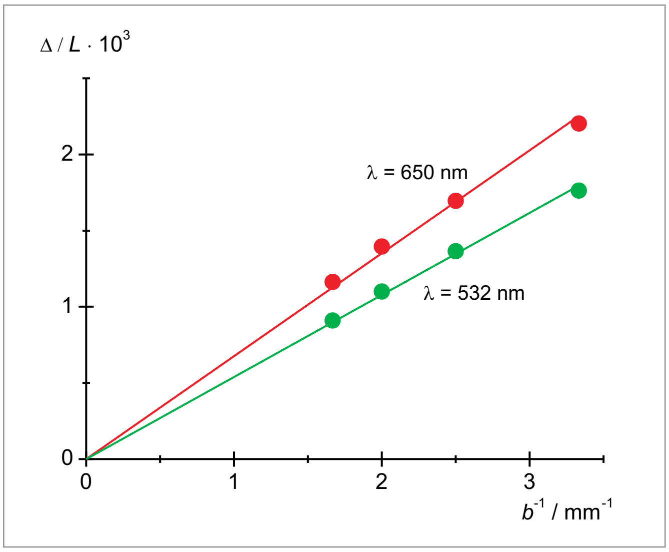
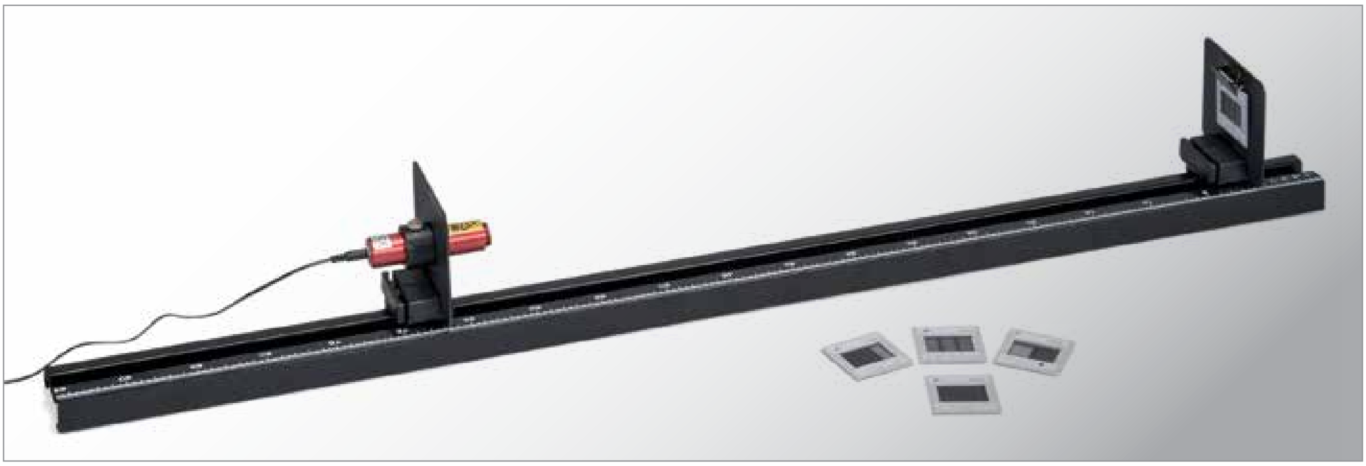


Fig. 4 : Quotient résultant de l'écart relatif Δ des minima et de l'écart L en fonction de la largeur de fente réciproque $1/b$.

UE4030200 | DIFFRACTION PAR FENTES MULTIPLES ET RESEAUX



EXERCICES

- Étude de la diffraction sur des fentes doubles avec différents écarts de fentes.
- Étude de la diffraction sur des fentes doubles avec différentes largeurs de fentes.
- Étude de la diffraction sur des fentes multiples avec différentes quantités de fentes.
- Étude de la diffraction par un réseau à traits et un réseau croisé.

OBJECTIF

Démonstration de la nature des ondes lumineuses et détermination de la longueur d'onde

RESUME

La diffraction de la lumière par des fentes multiples et des réseaux peut être décrite par la superposition des ondes élémentaires cohérentes qui, selon le principe de Huygens, partent de chaque point illuminé dans une fente multiple. L'interférence des ondes élémentaires explique le système de bandes claires et sombres que l'on observe derrière la fente multiple. L'écart entre deux fentes et la distance à l'écran d'observation étant connus, l'écart entre deux bandes claires permet de calculer la longueur d'onde de la lumière.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Diode laser rouge de précision 230V	1003201 ou
1	Diode laser rouge de précision 115V	1022208
1	Banc optique K, 1000 mm	1009696
2	Cavalier optique K	1000862
1	Porte-diaphragme K	1008518
1	Support K pour laser à diode	1000868
1	Diaphragme à 3 fentes doubles de différentes largeurs de fente	1000596
1	Diaphragme à 4 fentes doubles de différents écarts de fente	1000597
1	Diaphragme à 4 fentes multiples et réseaux	1000598
1	Diaphragme à 3 réseaux à traits	1000599
1	Diaphragme à 2 réseaux croisés	1000601

GENERALITES

La diffraction de la lumière par des fentes multiples et des réseaux peut être décrite par la superposition des ondes élémentaires cohérentes qui, selon le principe Huygens, partent de chaque point illuminé dans une fente multiple. Dans certaines directions, la superposition engendre une interférence constructive ou destructive et explique ainsi le système de bandes claires et sombres que l'on observe derrière la fente multiple.

Derrière une fente double, l'intensité est maximale dans un angle d'observation α_n s'il existe pour chaque onde élémentaire de la première fente très précisément une onde élémentaire de la seconde fente qui se superpose à elle de façon constructive. C'est le cas lorsque la différence de chemins Δs_n entre les ondes élémentaires partant du centre des fentes représente un multiple entier de la longueur d'onde λ de la lumière (voir fig. 1).

(1) $$\Delta s_n(\alpha_n) = n \cdot \lambda$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$: Ordre de diffraction

Lorsque la distance L par rapport à la fente double est importante, on obtient l'équation suivante pour de petits angles d'observation α_n entre la différence de chemins Δs_n et les coordonnées locales x_n des maxima d'intensité :

(2) $$\frac{\Delta s_n}{d} = \sin \alpha_n \approx \tan \alpha_n = \frac{x_n}{L}$$

d : Écart entre les fentes

Aussi les maxima sont-ils côte à côte espacés de façon régulière :

(3) $$a = x_{n+1} - x_n = \frac{\lambda}{d} \cdot L$$

Ceci s'applique également à la diffraction par une fente multiple avec plus de deux fentes équidistantes. L'équation (1) indique la condition pour une interférence constructive des ondes élémentaires de toutes les N fentes. Aussi les équations (2) et (3) s'appliquent-elles aussi à la fente multiple.

Déterminer les maxima d'intensité exige une démarche mathématique plus importante : tandis que la fente double présente au milieu de deux maxima d'intensité très précisément un minimum, la fente multiple présente un minimum entre les n-ième et $(n+1)$-ième maxima si les ondes élémentaires des N fentes sont interférées de manière à ce que l'intensité globale soit nulle. C'est le cas lorsque la différence de chemins entre les ondes élémentaires partant des centres des fentes remplit la condition

(4) $$\Delta s = n \cdot \lambda + m \frac{\lambda}{N}$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, m = 1, \ldots, N-1$$

On trouve donc N-1 minima et, entre eux, N-2 maxima secondaires, dont l'intensité est inférieure à celle des maxima principaux. Au fur et à mesure qu'augmente la valeur N de la fente, la valeur des maxima secondaires diminue. On ne parle plus de fente multiple, mais de réseau à traits. Enfin, un réseau croisé peut être considéré comme un agencement de deux réseaux à traits tournés l'un par rapport à l'autre d'un angle de 90°. Sur un réseau rectangulaire, dont la maille est donnée par l'équation (3), les maxima de diffraction deviennent des points. Modulée par la répartition de luminosité issue de la diffraction par la fente simple, la luminosité dans les maxima principaux est d'autant plus concentrée sur de petits angles α que la largeur de fente b est importante. Pour obtenir un calcul précis, on ajoute à l'amplitude globale A les amplitudes de toutes les ondes élémentaires en tenant compte des différences de chemins. A un endroit quelconque x de l'écran, on a donc

(5) $$I = A^2 \propto \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot b}{\lambda} \cdot \frac{x}{L}\right)}{\frac{\pi \cdot b}{\lambda} \cdot \frac{x}{L}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \frac{x}{L}\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \frac{x}{L}\right)} \right)^2$$

EVALUATION

La longueur d'onde de la lumière diffractée peut être déterminée à partir de la distance a entre les maxima principaux. On obtient :

$$\lambda = d \cdot \frac{a}{L}$$

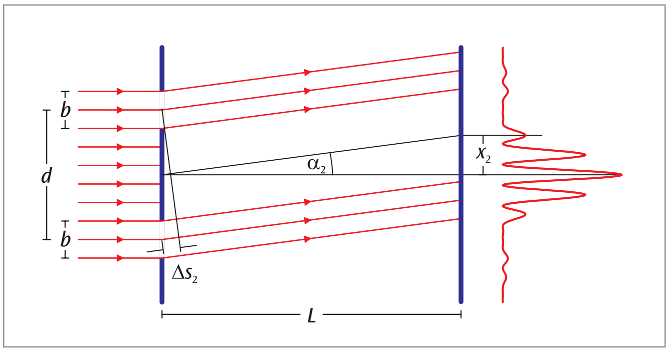


Fig. 1 : Représentation schématique de la diffraction de lumière par une fente double

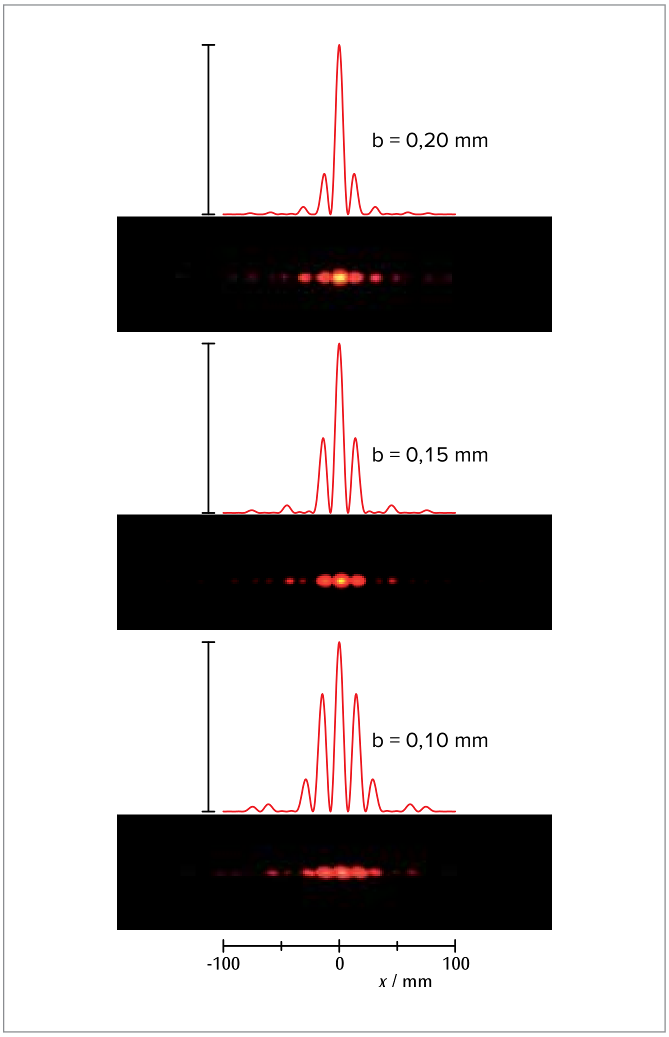


Fig. 2 : Intensité calculée et observée de la diffraction sur des fentes doubles avec différents écarts de fentes

UE4030300 | BIPRISME DE FRESNEL

EXERCICES

- Utiliser un biprisme de Fresnel pour générer deux sources lumineuses virtuelles et cohérentes entre elles à partir d'une source lumineuse qui a la forme d'une tache circulaire.

- Observer le champ d'interférence des deux rayons issus des deux sources lumineuses virtuelles.

- Déterminer la longueur d'onde d'un faisceau laser He-Ne d'après la distance séparant les bandes d'interférence.

OBJECTIF

Générer une interférence entre deux rayons avec un biprisme de Fresnel

RESUME

Lorsqu'un faisceau lumineux divergent est réfracté à travers un biprisme, cela génère deux faisceaux partiels qui interfèrent l'un avec l'autre en raison de leur cohérence. La longueur d'onde de la lumière utilisée peut être déterminée d'après la distance séparant les sources lumineuses virtuelles et la distance entre deux zones d'interférence.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Biprisme de Fresnel	1008652
1	Table à prismes sur tige	1022379
1	Laser Hélium-Néon	1003165
1	Objectif achromatique 10x/ 0,25	1005408
1	Lentille convergente sur tige f = 200 mm	1003025
3	Cavalier optique D, 90/50	1002635
1	Banc d'optique à section triangulaire D, 500 mm	1002630
1	Ecran de projection	1000608
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Double mètre à ruban de poche	1002603

GENERALITES

Dans l'une de ses nombreuses expériences sur les interférences lumineuses, Augustin Jean Fresnel s'est servi d'un bisprisme pour générer un phénomène d'interférence entre deux rayons lumineux. Il a dispersé un faisceau lumineux divergent par réfraction sur un biprisme en deux faisceaux partiels qui semblent provenir de deux sources lumineuses cohérentes entre elles et qui par conséquent interfèrent l'un avec l'autre. Sur un écran d'observation, il a pu observer une série de pics d'intensité à une distance constante.

L'apparition ou non d'un pic d'intensité dépend du retard optique Δ entre les trajets optiques des faisceaux partiels. Lorsque la distance *L* séparant la source lumineuse de l'écran d'observation est grande, on pose avec une approximation raisonnable l'équation :

(1) $$\Delta = A \cdot \frac{x}{L}$$

Dans ce cas, *x* est la coordonnée du point observé sur l'écran d'observation verticalement à l'axe symétrique et *A* est la distance restant à calculer entre les deux images lumineuses virtuelles. Les pics d'intensité apparaissent précisément aux endroits où le retard optique correspond à une valeur multiple de la longueur d'onde λ :

(2) $$\Delta_n = n \cdot \lambda \text{, avec } n = 0, 1, 2, \ldots$$

En comparant (1) et (2), on constate que les pics d'intensité sont situés sur les coordonnées

(3) $$x_n = n \cdot D$$

et qu'ils sont séparés par une distance constante *D*. On a par ailleurs la relation suivante :

(4) $$\lambda = A \cdot \frac{D}{L}$$

L'équation (4) peut être utilisée pour déterminer la longueur d'onde λ de la lumière utilisée. Elle est valable pour toutes les figures d'interférence entre deux rayons.
Néanmoins, il reste encore à déterminer comment la distance *A* entre les deux sources lumineuses virtuelles peut être mesurée. Pour ce faire, on utilise un montage optique très simple, dans lequel on projette les deux sources lumineuses sur l'écran d'observation à travers une lentille convexe, puis on mesure la distance *B* séparant les deux images virtuelles sur l'écran (voir Fig. 2). On a l'expression :

(5) $$A = B \cdot \frac{a}{b}$$

a : distance de l'objet, *b* : distance de l'image.

REMARQUE

Au lieu d'un biprisme, il est possible d'utiliser un miroir de Fresnel (1002649) pour créer les deux sources lumineuses virtuelles. La liste des accessoires correspondante est fournie sous le numéro UE4030320.

EVALUATION

Dans l'expérience, la source lumineuse est composée d'un laser dont le faisceau est élargi au moyen d'une lentille.
La position de la source lumineuse n'est pas exactement connue, et donc la distance de l'objet *a* (point objet) non plus. Cette dernière doit par conséquent être calculée selon les lois de l'optique géométrique avec :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$$

où on utilise la distance focale *f* de la lentille convexe et la distance de l'image *b*, celle-ci étant aisément mesurée au cours de l'expérience. On a alors l'équation :

$$A = a \cdot \frac{B}{b} = \frac{f \cdot B}{b - f}$$

Les distances *D* et *L* sont mesurées immédiatement. Cela signifie que l'on connaît toutes les grandeurs nécessaires pour déterminer la longueur d'onde à l'aide de l'équation (3).

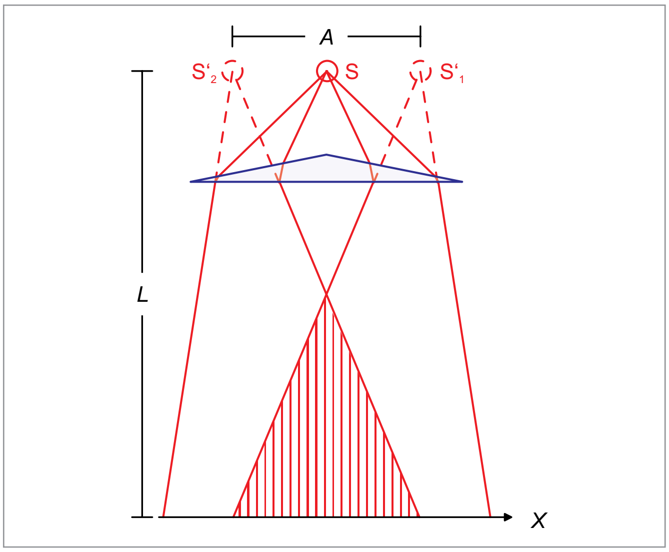


Fig. 1 : Représentation schématique du chemin optique du rayon lumineux à travers le biprisme

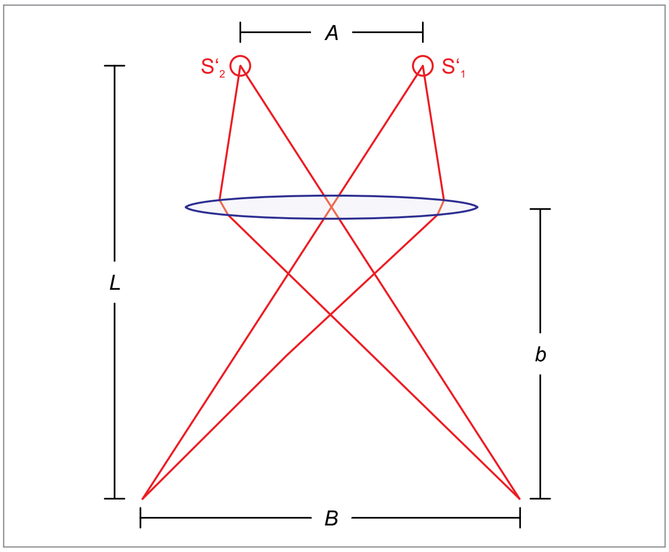
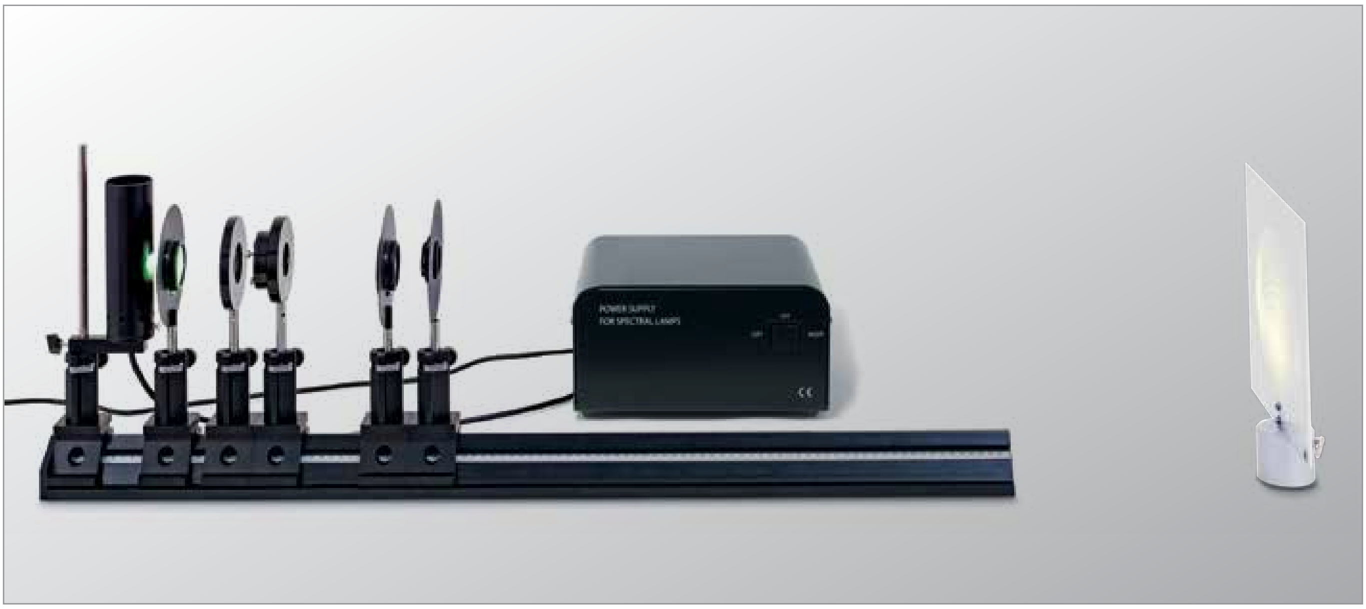


Fig. 2 : Chemin du rayon pour la projection des deux images lumineuses virtuelles et synchrones sur l'écran d'observation

UE4030350 | ANNEAUX DE NEWTON



EXERCICES

- Observer les anneaux de Newton en transmission avec un éclairage de lumière monochromatique.
- Mesurer les rayons des anneaux et déterminer le rayon de courbure de l'agencement.
- Estimer l'aplatissement à la compression.

OBJECTIF

Observer les anneaux de Newton à la lumière monochromatique

RESUME

Un agencement constitué d'une plaque en verre plane et d'un corps sphérique d'un très grand rayon de courbure est utilisé pour réaliser les anneaux de Newton. La lumière monochromatique tombant perpendiculairement sur cet agencement engendre des anneaux d'interférence concentriques, en alternance clairs et sombres, autour du point de contact des surfaces.
Dans l'expérience, on étudie les anneaux de Newton avec de la lumière monochromatique en transmission. Si la longueur d'onde λ de la lumière utilisée est connue, les rayons r des anneaux d'interférence permettent de déterminer le rayon de courbure R du corps sphérique.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc d'optique à section triangulaire D, 1000 mm	1002628
6	Cavalier optique D, 90/50	1002635
1	Alimentation pour lampes spectrales (230 V, 50/60 Hz)	1021409 ou
	Alimentation pour lampes spectrales (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lampe spectral Hg 100	1003545
1	Lentille convergente sur tige f = 50 mm	1003022
1	Lentille convergente sur tige f = 100 mm	1003023
1	Diaphragme à iris sur tige	1003017
1	Verres pour anneaux de Newton	1008669
1	Porte-composant	1003203
1	Filtre d'interférence 578 nm	1008672
1	Filtre d'interférence 546 nm	1008670
1	Ecran de projection	1000608
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Double mètre à ruban de poche	1002603

GENERALITES

Même au quotidien, les anneaux de Newton représentent un phénomène résultant de l'interférence de la lumière réfléchie entre deux surfaces pratiquement parallèles aux surfaces limites supérieure et inférieure d'un coin d'air. Avec de la lumière blanche, les interférences sont en couleur, car la condition pour obtenir un maximum d'interférence dépend de la longueur d'onde.

Pour générer des anneaux de Newton, on utilise un agencement constitué d'une plaque en verre de surface plane et d'un corps sphérique d'un très grand rayon de courbure. Le corps sphérique touche le plan de la plaque en verre, engendrant un coin d'air. La lumière monochromatique tombant perpendiculairement sur cet agencement engendre des anneaux d'interférence concentriques, en alternance clairs et sombres, autour du point de contact. Les anneaux sombres résultent d'une interférence destructive, les anneaux clairs d'une interférence constructive. Les ondes de la lumière qui sont réfléchies à la surface limite du corps sphérique interfèrent avec celles qui sont réfléchies à la surface limite de la plaque en verre. Ces anneaux d'interférence peuvent être observés en réflexion et en transmission. En cas de transmission, l'interférence est constructive au centre, indépendamment de la longueur d'onde de la lumière incidente.
Les écarts entre les anneaux d'interférence ne sont pas constants. L'épaisseur *d* du coin d'air varie en fonction de l'écart *r* avec le point de contact entre le plan en verre et le corps sphérique. La Fig. 1 permet de déduire :

(1) $$R^2 = r^2 + (R-d)^2$$
R : rayon de courbure

Aussi, pour de petites épaisseurs *d* et des anneaux d'interférence clairs

(2) $$d = \frac{r^2}{2\cdot R} = (n-1)\cdot\frac{\lambda}{2}$$

et les rayons des anneaux clairs :

(3) $$r^2 = (n-1)\cdot R\cdot\lambda$$

Notez que le corps sphérique est légèrement comprimé au point de contact. On peut le décrire en approximation en modifiant l'équation (2) avec le rapport

(4) $$d = \frac{r^2}{2\cdot R} - d_0 \text{ pour } r^2 \geq 2\cdot R\cdot d_0$$

Ainsi, pour les rayons *r* des anneaux d'interférence clairs, on a :

(5) $$r_i^2 = (n-1)\cdot R\cdot\lambda + 2\cdot R\cdot d_0$$

Dans l'expérience, on étudie les anneaux de Newton en transmission, la lumière d'une lampe à vapeur de mercure étant monochromatée par l'emploi de filtres d'interférence. Une lentille de projection permet de représenter une interférence très nette sur un écran.

EVALUATION

Pour déterminer le rayon *r*, on calcule la moyenne des rayons mesurés au point d'intersection de gauche et celui de droite, en tenant compte du facteur d'agrandissement par la lentille de projection.
Un diagramme représente r^2 en fonction de *n*-1, de sorte que les points de mesure se situent sur des droites de pentes $a = R\cdot\lambda$ et de segments d'axe $b = 2\cdot R\cdot d_0$.
Comme on connaît les longueurs d'onde, on peut calculer le rayon de courbure *R*. Il s'élève à environ 45 m. L'aplatissement d_0 par la compression est nettement inférieur à un micromètre.

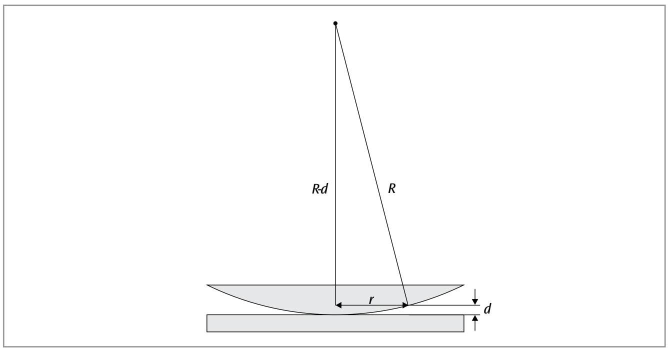


Fig. 1 : Représentation schématique du coin d'air entre la lentille convexe et le plan en verre

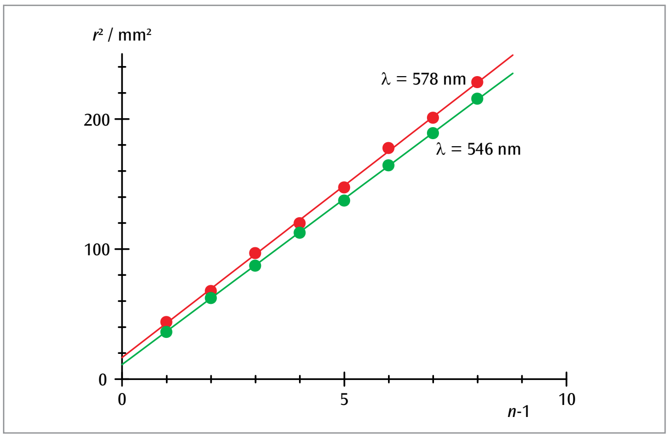


Fig. 2 : Rapport entre les rayons r^2 des anneaux d'interférence clairs et le numéro séquentiel *n* de ces derniers

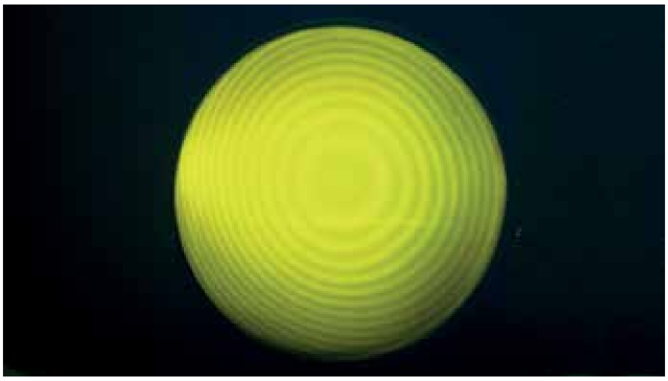


Fig. 3 : Anneaux de Newton à la lumière jaune

UE4030410 | INTERFEROMETRE DE MICHELSON

EXERCICES

- Détermination de la longueur d'onde de la lumière laser.
- Détermination de l'indice de réfraction de l'air en fonction de la pression d'air.
- Détermination de l'indice de réfraction du verre.
- Appréciation de la qualité superficielle d'un ruban adhésif.

OBJECTIF

Démonstration et analyse du fonctionnement d'un interféromètre de Michelson

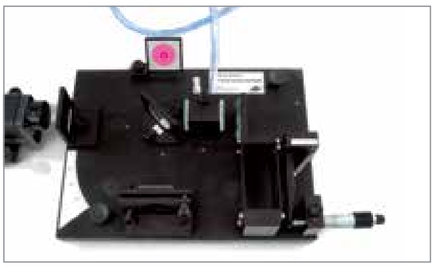
RESUME

Dans un interféromètre de Michelson, un faisceau lumineux cohérent est divisé par une lame semi-réfléchissante en deux parties qui suivent différents chemins et qui se réfléchissent pour finalement être de nouveau réunies. A l'écran, on observe un modèle d'interférence qui se modifie sensiblement dès que le trajet optique d'un faisceau partiel est modifié d'une fraction de longueur d'onde lumineuse.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Interféromètre	1002651
1	Complément à l'interféromètre	1002652
1	Laser Hélium-Néon	1003165
1	Pompe à vide manuelle	1012856
1	Tuyau flexible en silicone 6 mm	1002622

Plaque en verre dans la marche du rayon de l'interféromètre de Michelson.



Chambre à vide dans la marche du rayon de l'interféromètre de Michelson.

GENERALITES

Initialement, l'interféromètre de Michelson a été développé par *A. A. Michelson* pour démontrer le mouvement de la Terre par rapport à l'« éther ». Mais son principe (cf. Fig. 1) est d'une importance capitale, car il peut être utilisé pour des mesures interférométriques, par ex. pour des modifications de longueurs, des épaisseurs de couches ou des indices de réfraction : un faisceau lumineux divergent est divisé par une lame semi-réfléchissante en deux faisceaux partiels qui suivent différents chemins. Ces deux faisceaux partiels sont réfléchis puis de nouveau réunis par superposition sur un écran d'observation. Là, on obtient une image d'interférence qui réagit avec sensibilité aux modifications de la distance optique du trajet, donc du produit résultant de l'indice de réfraction et de la longueur géométrique du trajet, d'un faisceau partiel. Lorsque l'indice de réfraction est maintenu constant, il est alors possible de déterminer les modifications du parcours géométrique, par ex. les modifications de longueur des matériaux par la dilatation thermique de ces derniers. En revanche, lorsque le parcours géométrique est maintenu constant, il sera possible de déterminer les indices de réfraction et leurs modifications par des modifications de pression, de température ou de densité.

Selon que la longueur de trajet optique est augmentée ou réduite, des franges d'interférence apparaissent ou disparaissent au centre de l'image. Il existe un rapport entre la modification Δs de la longueur de trajet optique et la longueur d'onde lumineuse λ :

(1) $$2 \cdot \Delta s = z \cdot \lambda$$

le nombre entier positif ou négatif z donnant le nombre de franges d'interférence qui apparaissent ou disparaissent de l'écran.
Si l'on déplace l'une des deux lames dans l'air d'un trajet très précis Δx pour mesurer la longueur d'onde lumineuse, on pourra utiliser comme indice de réfraction $n = 1$ dans une bonne approximation. La modification du trajet optique est donc :

(2) $$\Delta s = \Delta x$$

La situation est différente si l'on place une chambre sous vide de longueur d dans un faisceau partiel. Lorsqu'on laisse pénétrer de l'air et augmenter la pression dans la chambre à une valeur p, le trajet optique est modifié de

(3) $$\Delta s = \left(n(p) - 1\right) \cdot d = A \cdot p \cdot d$$

car le rapport entre la pression et l'indice de réfraction de l'air à température constante peut être représenté de la manière suivante :

(4) $$n(p) = 1 + A \cdot p$$

NOTE

Une plaque en verre est fournie avec le matériel de l'équipement complémentaire. Lorsque cette plaque est placée dans un faisceau partiel, puis tournée lentement dans un angle défini, le trajet lumineux augmente à l'intérieur du verre et diminue à l'extérieur du verre. La modification du trajet optique qui en résulte permet de déterminer l'indice de réfraction du verre. Il est possible en outre de démontrer l'appréciation de la qualité d'une surface à l'exemple d'un ruban adhésif appliqué sur la plaque en verre. Dans la pratique, cette démonstration est réalisée avec un interféromètre de Twyman-Green, une variante du modèle de Michelson.

EVALUATION

Détermination de la longueur d'onde lumineuse : à partir de (1) et (2), on obtient comme équation pour le calcul de la longueur d'onde lumineuse résultant du trajet de déplacement de la lame :

$$\lambda = \frac{2 \cdot \Delta x}{z}$$

Détermination de l'indice de réfraction de l'air. Pour la constante A introduite dans (4), on obtient l'équation suivante :

$$A = \frac{z \cdot \lambda}{2 \cdot d \cdot p}$$

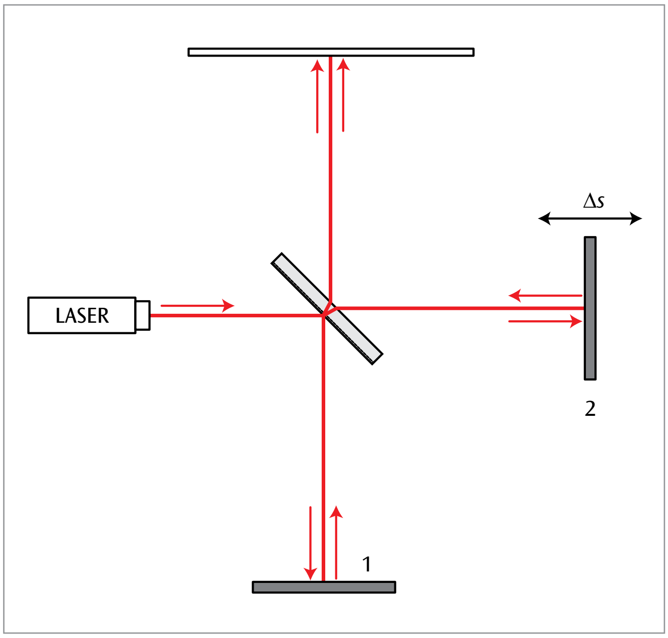


Fig. 1 Trajet du faisceau dans un interféromètre de Michelson à lame mobile

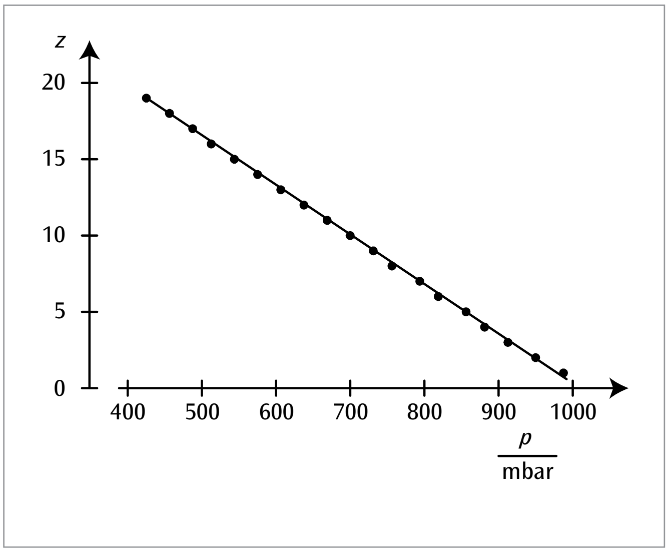


Fig. 2 Nombre de franges interférométriques en fonction de la pression

UE4030520
INTERFEROMETRE DE MACH-ZEHNDER

› EXERCICES

- Montage et réglage d'un interféromètre de Mach-Zehnder
- Observation d'un motif d'interférence pour une information sur le parcours optique impossible, possible et gommée.

OBJECTIF

Démonstration de la gomme quantique dans le cadre d'une expérience analogique

RESUME

En mécanique quantique, la lumière est, elle aussi, décrite à l'aide de fonctions d'ondes qui permettent de calculer la répartition spatiale de la densité de probabilités en tant que carré de la fonction d'onde. La lumière convient ainsi à la démonstration de phénomènes de mécanique quantique dans le cadre d'expériences analogiques. Pour effectuer la démonstration de ce que l'on appelle la gomme quantique, on effectue le montage d'un interféromètre de Mach-Zehnder dans le cadre d'une expérience analogique et on observe l'interférence des deux sous-faisceaux sur un écran. Si deux polariseurs se trouvent positionnés à la verticale l'un par rapport à l'autre dans la trajectoire des rayons des sous-faisceaux, l'interférence disparaît, étant donné que du point de vue de la quantique mécanique, une information pourrait être obtenue sur le parcours suivi par le photon. Un troisième polariseur placé directement devant l'écran à un angle de 45° permet de supprimer l'information sur ce parcours et d'observer à nouveau l'interférence.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Interféromètre de Mach-Zehnder	1014617
1	Laser Hélium-Néon	1003165

GENERALITES

En mécanique quantique, la lumière est, elle aussi, décrite à l'aide de fonctions d'ondes qui permettent de calculer la répartition spatiale de la densité de probabilités en tant que carré de la fonction d'onde. La réunion de deux trajectoires de rayons correspond à la superposition de deux fonctions d'ondes. La densité de probabilités contient alors un terme de mélange qui décrit le motif d'interférence. La lumière convient ainsi à la démonstration de phénomènes de mécanique quantique dans le cadre d'expériences analogiques.

Un interféromètre de Mach-Zehnder est utilisé dans le cadre d'une expérience analogique pour effectuer la démonstration de la gomme quantique. Un faisceau laser élargi sert de faisceau de lumière cohérente. A l'aide d'un séparateur de faisceaux BS1, il est divisé en deux sous-faisceaux, un polariseur P garantissant une intensité identique dans les deux faisceaux (cf. fig. 1). Les sous-faisceaux suivent ensuite des parcours différents et finissent par se retrouver à nouveau superposés dans un deuxième séparateur de faisceaux BS2.
Ce faisant, les champs électriques E_1 et E_2 des deux sous-faisceaux s'additionnent – du point de vue de l'ondulation classique – pour donner

(1) $$E = E_1 + E_2$$

et – du point de vue de la mécanique quantique – leurs fonctions d'ondes Ψ_1 und Ψ_2 pour donner

(2) $$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2$$

On a donc

(3) $$|E|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2 \cdot E_1 \cdot E_2$$

ou

(4) $$|\Psi|^2 = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + 2 \cdot \langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle$$

le terme de mélange en (3) et (4) décrivant respectivement le motif d'interférence qui peut être observé sur un écran. L'équation n°4 décrit le comportement d'un photon individuel. Il interfère avec lui-même aussi longtemps que l'on n'observe pas ou qu'il ne serait pas possible d'observer « quel parcours il suit » à l'aide d'un processus de mesure. Dans ce contexte, on dit que le photon « se comporte comme une onde en l'absence d'une information sur son parcours » et affiche une interférence. En présence d'une information disponible sur son parcours, le photon se « comporte » néanmoins comme une particule classique et aucune interférence n'est possible.
Deux polariseurs supplémentaires P1 et P2 situés dans les sous-faisceaux 1 et 2 influencent le motif d'interférence. Si les polariseurs sont dirigés à la verticale l'un vers l'autre, dans la description classique (3) le produit scalaire ou dans la description fournie par la mécanique quantique (4) le terme d'interférence $\langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle$ disparaît et avec eux le motif d'interférence. Tel est le cas du point de vue de la mécanique quantique parce que la polarisation permet de constater clairement si le photon suit le parcours 1 ou le parcours 2.
Si on positionne un troisième polariseur A réglé à un angle de 45° derrière le deuxième séparateur de faisceaux, le motif d'interférence réapparaît. Du point de vue de la mécanique quantique, ceci est vérifié parce que le polariseur A « gomme » l'information sur le parcours, c.-à-d- que derrière le polarisateur A, il n'est plus possible de décider quel parcours le photon a choisi. Dans l'interprétation classique de l'ondulation de la lumière, le troisième polariseur fait en sorte que les sous-faisceaux polarisés soient affaiblis tout en retrouvant la même polarisation.

EVALUATION

Sans les deux polariseurs P1 et P2, une information sur le parcours optique n'est pas disponible ; une interférence apparaît.
L'utilisation des deux polariseurs permet d'obtenir une information sur le parcours optique ; il n'y a pas d'interférence.
Le troisième polariseur A gomme l'information sur le parcours optique ; l'interférence réapparaît.

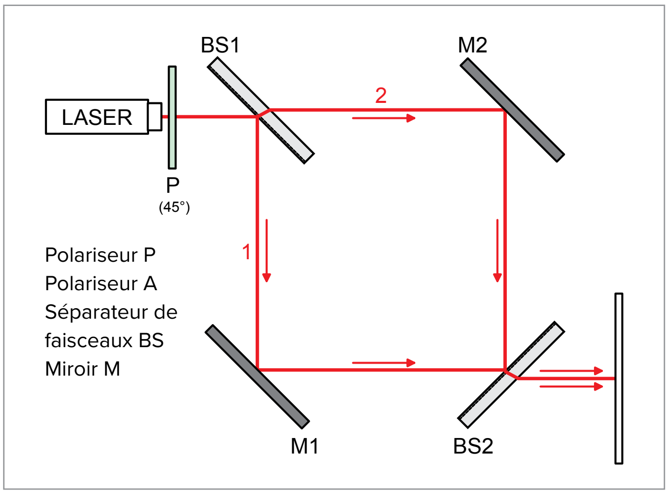


Fig. 1 Trajectoires de rayons dans l'interféromètre de Mach-Zehnder (sans information sur le parcours optique)

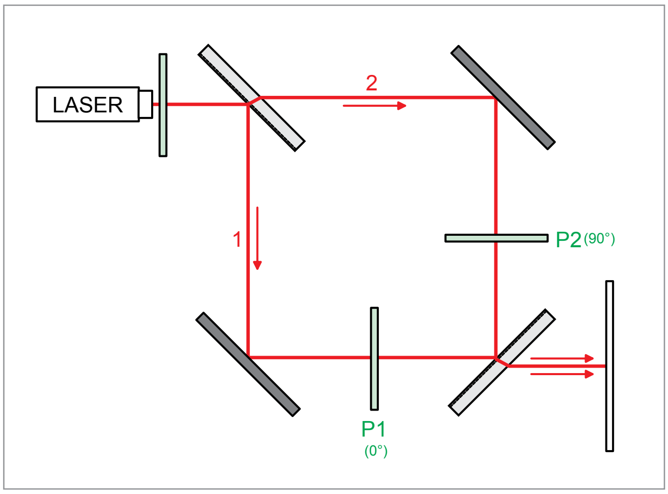


Fig. 2 Trajectoires de rayons dans l'interféromètre de Mach-Zehnder (avec les polariseurs P1 et P2 dans les sous-faisceaux pour obtenir l'information sur le parcours optique)

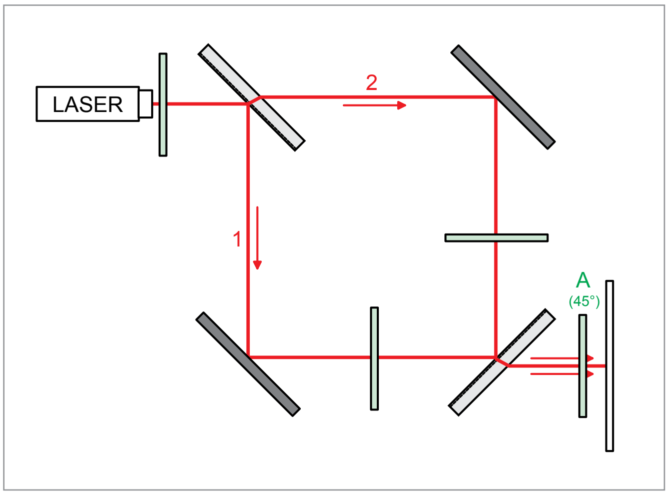
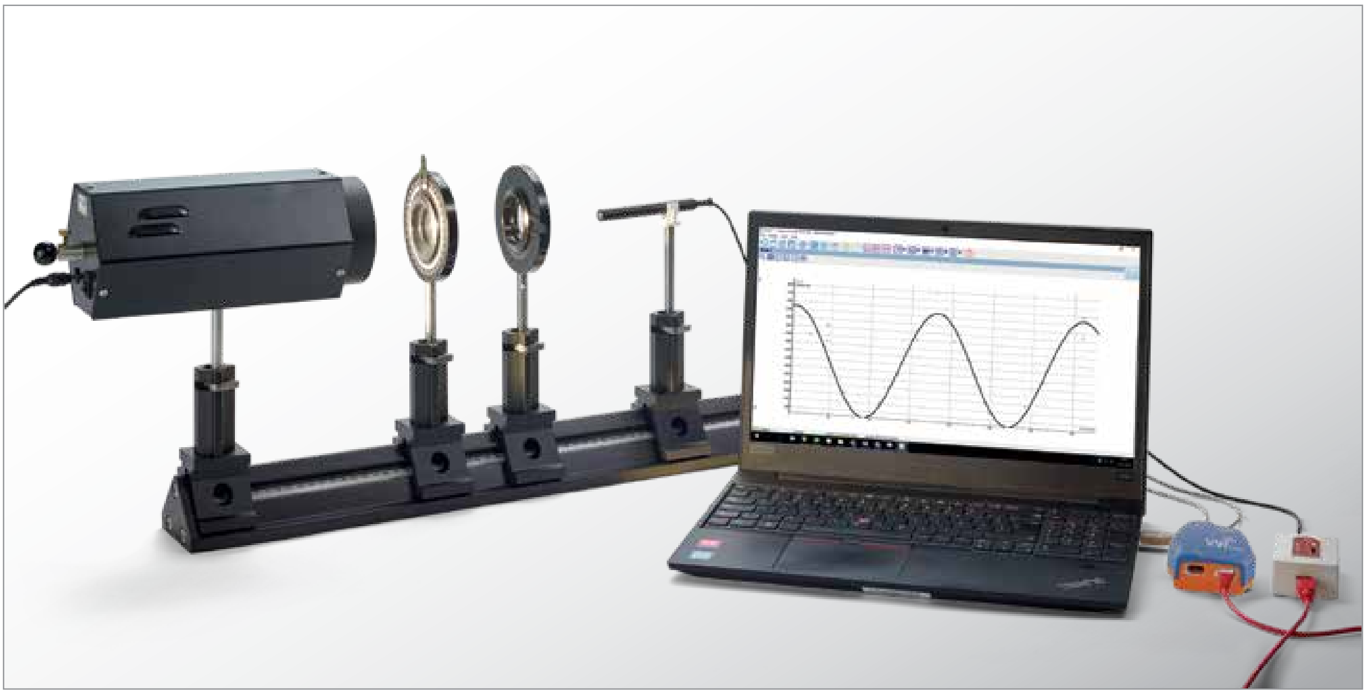


Fig. 3 Trajectoires de rayons dans l'interféromètre de Mach-Zehnder (avec le polariseur A pour supprimer l'information sur le parcours optique)

UE4040100 | LA LOI DE MALUS



EXERCICES

- Mesure de l'intensité lumineuse *I* transmise par les filtres de polarisation en fonction de l'angle de rotation des filtres.
- Confirmation de la loi de Malus.

OBJECTIF

Confirmer la loi de Malus pour la lumière à polarisation linéaire

RESUME

La loi de Malus décrit l'intensité *I* de lumière polarisée, avec l'intensité initiale I_0, en fonction de l'angle de rotation après le passage à travers un analyseur. L'intensité de lumière est mesurée par un capteur lumineux.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc d'optique à section triangulaire D, 500 mm	1002630
4	Cavalier optique D, 90/50	1002635
1	Source lumineuse DEL	1020630
1	Capteur photomètre, 3 gammes de mesure	1021502
1	WiLab *	1022284
1	Support pour capteur de lumière	1022269
2	Filtre de polarisation sur tige	1008668
1	Câble spêcial capteur	1021514
En plus nécessairement :		
1	Licence Coach 7	

* Solutions de rechange : 1 VinciLab 1021477

GENERALITES

On peut polariser la lumière comme une onde transversale, par exemple en la faisant traverser un filtre de polarisation. Dans une onde lumineuse à polarisation linéaire, le champ électrique *E* et le champ magnétique *B* oscillent chacun sur un plan fixe. Le sens de l'oscillation du champ électrique est appelé "sens de polarisation".

Dans l'expérience, la lumière rencontre successivement un polariseur et un analyseur, qui sont tournés l'un vers l'autre dans un angle ϕ . Seule une part de lumière à polarisation linéaire traverse le polariseur. Soit son intensité de champ électrique d'amplitude E_0.
Dans le sens de polarisation de l'analyseur, la composante oscille avec l'amplitude

(1) $$E = E_0 \cdot \cos\varphi$$

Elle seule peut traverser l'analyseur.
L'intensité de la lumière correspond au carré de l'intensité de champ électrique. Aussi, l'intensité en amont de l'analyseur s'élève à

(2) $$I = I_0 \cdot \cos^2\varphi$$

si I_0 est l'intensité en amont du polariseur.
L'équation (2) est connue en tant que loi de Malus. Elle est confirmée dans l'expérience par la mesure de l'intensité avec un capteur lumineux. Dans cette mesure, l'intensité mesurée à ϕ = 90° correspond à la lumière ambiante. Elle est soustraite de l'intensité mesurée.

EVALUATION

Après avoir soustrait l'intensité de la lumière ambiante, on représente les valeurs de mesure en fonction de ϕ. Leur courbe correspond à l'équation (2).
Un autre diagramme représente l'intensité *I* comme fonction de $\cos^2\phi$. Dans ce cas, les valeurs de mesure se situent sur une droite passant par l'origine de pente I_0.

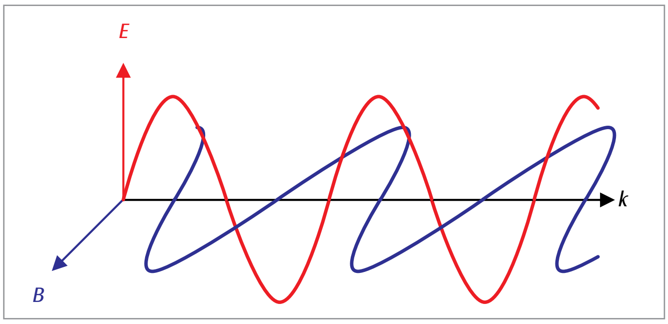


Fig. 1 Représentation pour définir le sens de polarisation

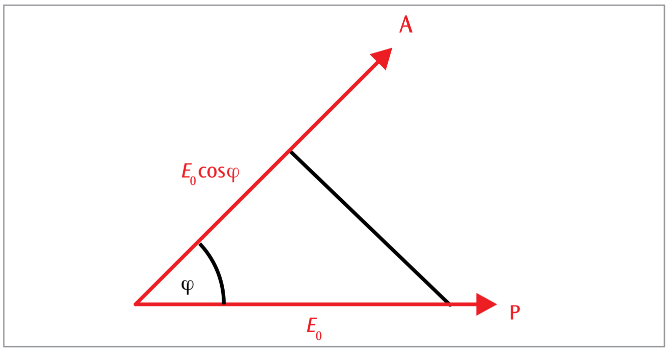


Fig. 2 Représentation pour calculer l'intensité de champ électrique en aval de l'analyseur

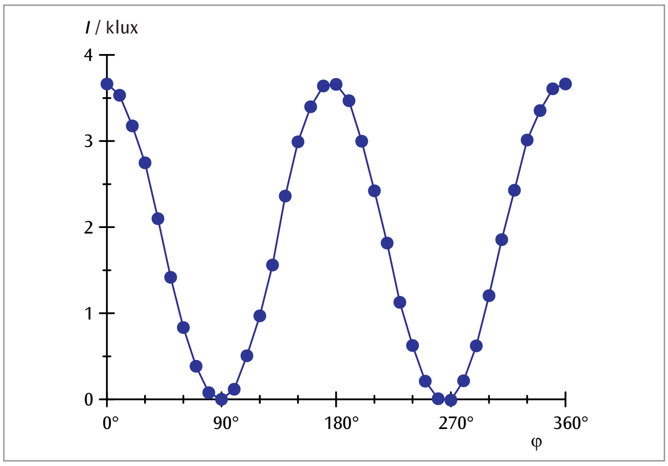


Fig. 3 Intensité lumineuse *I* en fonction de l'angle ϕ entre le polariseur et l'analyseur

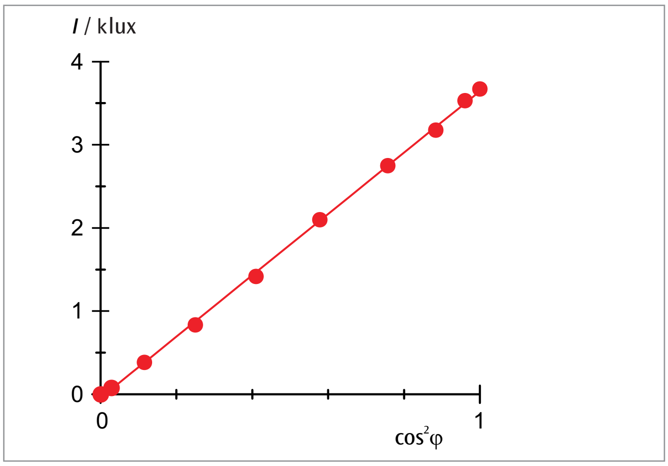


Fig. 4 Intensité lumineuse *I* en fonction de $\cos^2\phi$

UE4040300 | ACTIVITE OPTIQUE

› EXERCICES

- Mesure de l'angle de rotation en fonction de la longueur d'échantillon.
- Mesure de l'angle de rotation en fonction de la concentration de la masse.
- Détermination de l'angle de rotation spécifique en fonction de la longueur d'onde.
- Comparaison des sens et angles de rotation du fructose, du glucose et du saccharose.
- Mesure de l'angle de rotation pendant l'inversion du saccharose en mélange équimolaire de glucose et de fructose.

OBJECTIF

Rotation du plan de polarisation par des solutions de sucre

RESUME

Les solutions de sucre sont optiquement actives, c'est-à-dire qu'elles tournent le plan de polarisation de la lumière continue polarisée linéairement. Le sens de rotation dépend de la nature du sucre, ainsi les solutions de glucose et de saccharose tournent le plan de polarisation à droite et les solutions de fructose à gauche, comme le montre la mesure de l'angle de rotation à l'aide d'un polarimètre. La mesure de l'angle de rotation permet également de suivre le comportement de la solution de saccharose après l'ajout d'acide chlorhydrique. On observe une lente inversion du sens de rotation de la droite vers la gauche, car la structure en double anneau de la molécule de saccharose est décomposée et il se forme un mélange équimolaire de glucose et de fructose. L'angle de rotation du mélange est égal à la somme de l'angle de rotation du glucose tournant à droite et du fructose tournant à gauche.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Polarimètre à 4 LED (230 V, 50/60 Hz)	1001057
1	Cylindre de mesure, 100 ml	1002870
1	Bécher, de 600 mL	1002872
1	Balance électronique Scout SKX 420 g	1020859
En plus recommandé :		
	Fructose, 500 g	
	Glucose, 500 g	
	Saccharose, 500 g	

GENERALITES

Par activité optique, on entend la rotation du plan de polarisation de la lumière polarisée linéairement lorsque celle-ci traverse certaines substances. Cette rotation apparaît dans des solutions aux molécules chirales, telles que les solutions de sucre, et dans certains solides, tels que les quartz. Les solutions de glucose et de fructose tournent à droite et les solutions de fructose tournent à gauche.

L'angle α dans lequel est tourné le plan de polarisation dépend de la substance dissoute et est proportionnelle à la concentration de masse *c* et à la longueur *d* de l'échantillon.

(1) $$\alpha = [\alpha] \cdot c \cdot d$$

On écrit $[\alpha]$ étant l'angle de rotation spécifique de la substance. L'angle de rotation spécifique, dans l'équation

(2) $$[\alpha] = \frac{k(T)}{\lambda^2}$$

dépend de la longueur d'onde λ de la lumière et de la température *T* de l'échantillon. Dans les tableaux qu'on trouve dans les publications, on le présente généralement pour la lumière de sodium jaune et une température de 25 °C. S'il est connu, la mesure de l'angle de rotation dans un polarimètre permet de déterminer la concentration de la solution.

L'expérience étudie différentes solutions de sucre dans un polarimètre et compare leur angle de rotation. On peut sélectionner la lumière provenant de quatre LED de différentes couleurs. En outre, au cours d'une lente réaction déclenchée par l'ajout d'acide chlorhydrique, une solution de sucre de canne conventionnelle (saccharose) est décomposée en une structure à anneau double et transformée en un mélange équimolaire de glucose et de fructose. Le sens de rotation est alors « inversé » de droite à gauche, car l'angle de rotation qui résulte de la réaction est égal à la somme de l'angle de rotation du glucose tournant à droite et du fructose tournant plus vivement à gauche.

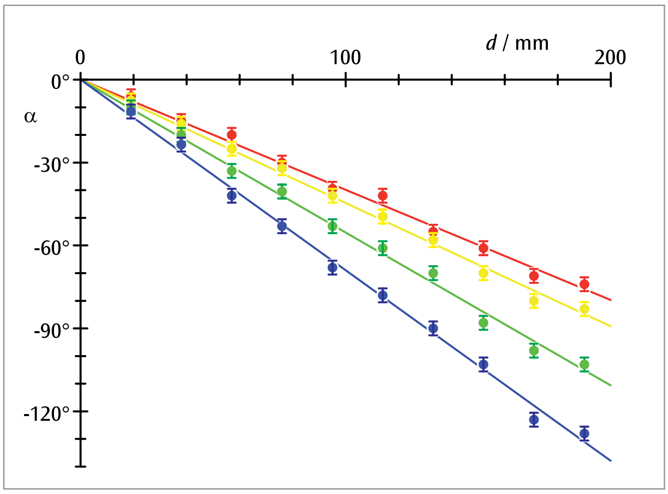


Fig. 1 Angle de rotation d'une solution de fructose (c = 0,5 g/cm^3) en fonction de la longueur *d* pour quatre longueurs d'onde différentes

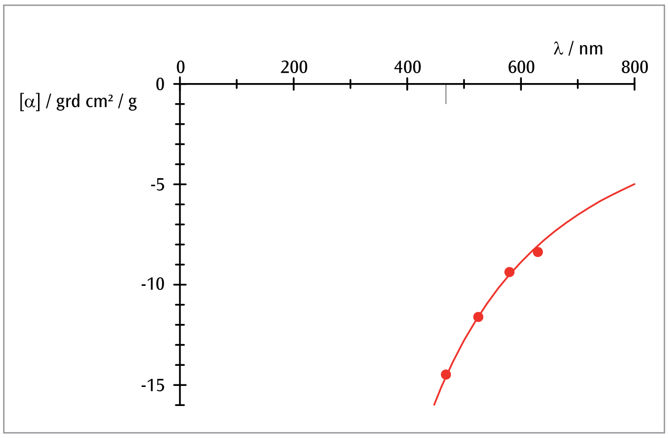


Fig. 2 Rapport entre l'angle de rotation spécifique et la longueur d'onde

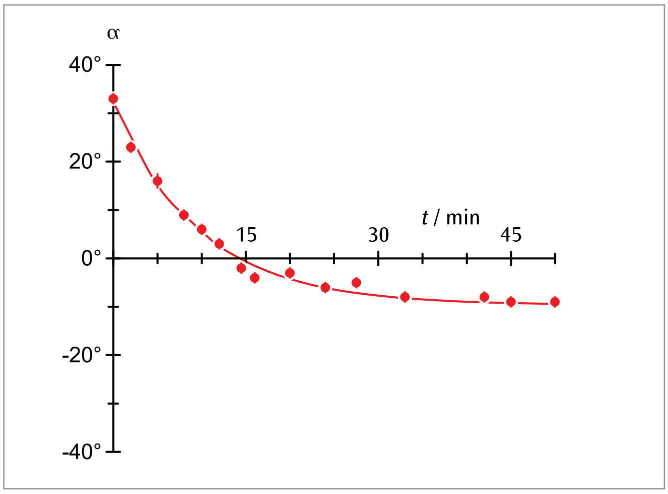


Fig. 3 Angle de rotation d'une solution de saccharose (c = 0,3 g/cm^3, d = 190 mm) pendant l'inversion en fonction du temps

EVALUATION

Selon l'équation (1), l'angle de rotation d'une substance donnée est proportionnel à la longueur de l'échantillon lorsque la concentration est stable et proportionnel à la concentration lorsque la longueur d'échantillon est stable.
La pente des droites passant par l'origine représentées dans la fig. 1 permet de déterminer la rotation spécifique pour les quatre longueurs d'onde du polarimètre.

UE4040500 | EFFET POCKELS

EXERCICES

- Démontrer la biréfringence dans un trajet conoscopique du rayon
- Modifier la biréfringence en appliquant un champ électrique
- Déterminer la tension de demi-ondes

OBJECTIF

Démonstration de l'effet Pockels dans un trajet conoscopique du rayon

RESUME

L'effet Pockels est un effet électro-optique au cours duquel un champ électrique sépare dans une matière appropriée un faisceau lumineux en deux faisceaux partiels polarisés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre. Cette capacité à la biréfringence optique repose sur différents indices de réfraction en fonction du sens de propagation et de la polarisation de la lumière. Avec l'effet Pockels, elle augmente de façon linéaire avec l'intensité de champ électrique et elle est démontrée dans l'expérience au moyen d'un cristal en niobate de lithium (LiNbO3) dans un trajet conoscopique du rayon lumineux. L'image d'interférence est formée par deux groupes d'hyperboles qui permettent une lecture directe de la position de l'axe optique de la biréfringence.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Cellule de Pockels sur tige	1013393
1	Banc d'optique à section triangulaire D, 1000 mm	1002628
3	Cavalier optique D, 90/50	1002635
2	Cavalier optique D, 90/36	1012401
1	Laser Hélium-Néon	1003165
1	Objectif achromatique 10x / 0,25	1005408
1	Filtre de polarisation sur tige	1008668
1	Lentille convergente sur tige f = 50 mm	1003022
1	Ecran de projection	1000608
1	Alimentation haute tension E 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1013412 ou
	Alimentation haute tension E 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1017725
1	Paire de cordons de sécurité, 75 cm	1002849

GENERALITES

L'effet Pockels est un effet électro-optique au cours duquel un champ électrique sépare dans une matière appropriée un faisceau lumineux en deux faisceaux partiels polarisés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre. Cette capacité à la biréfringence optique repose sur différents indices de réfraction en fonction du sens de propagation et de la polarisation de la lumière. Avec l'effet Pockels, elle augmente de façon linéaire avec l'intensité de champ électrique et elle est démontrée dans l'expérience au moyen d'un cristal en niobate de lithium ($LiNbO_3$) dans un trajet conoscopique du rayon lumineux.

À cet effet, le cristal se trouve dans une cellule de Pockels transversale dans laquelle on applique un champ électrique sur le cristal dans le sens de l'axe optique de la biréfringence (Fig. 1). Le rayon lumineux traversant perpendiculairement le cristal est divisé en un rayon partiel ordinaire et un rayon partiel extraordinaire, donc l'un étant polarisé dans le sens de l'axe optique de la biréfringence et l'autre polarisé dans l'axe perpendiculaire au premier. Mesuré pour la longueur d'onde du laser He-Ne λ = 632,8 nm, l'indice de réfraction pour le rayon partiel ordinaire dans le niobate de lithium est n_o = 2,29 et pour le rayon partiel extraordinaire n_e = 2,20. La différence de phase entre les rayons partiels ordinaire et extraordinaire est

(1) $$\Delta = d \cdot (n_o - n_e)$$

d = 20 mm représentant l'épaisseur du cristal dans le sens du rayon.
La démonstration de la biréfringence utilise le trajet classique du rayon qui est proposé dans de nombreux manuels d'optique. On éclaire le cristal avec un faisceau lumineux divergent, polarisé linéairement, puis on observe la lumière derrière un analyseur croisé. L'axe optique de la biréfringence apparaît clairement dans l'image d'interférence, car il se démarque de l'environnement par sa symétrie. Dans l'expérience, il est parallèle à la surface d'entrée et de sortie, aussi l'image d'interférence est-elle constituée de deux groupes d'hyperboles orientés à 90° l'un par rapport à l'autre. L'axe réel du premier groupe d'hyperboles est parallèle, celui du second perpendiculaire à l'axe optique de la biréfringence.
Les bandes sombres des groupes d'hyperboles proviennent de rayons lumineux pour lesquels la différence des trajets optiques des rayons partiels ordinaire et extraordinaire dans le cristal est un multiple entier de la longueur d'onde. Après avoir traversé le cristal, ces rayons lumineux conservent leur polarisation linéaire d'origine et sont effacés par l'analyseur.
La différence de phase correspond à peu près à 2800 longueurs d'onde de la lumière laser utilisée. Toutefois, d'une manière générale, Δ ne représente pas un multiple entier de λ, mais se situe plutôt entre les valeurs $\Delta_m = m \cdot \lambda$ and $\Delta_{m+1} = (m + 1) \cdot \lambda$. Les différences de phase Δ_{m+1}, Δ_{m+2}, Δ_{m+3}, etc., doivent être assignées aux bandes sombres du premier groupe d'hyperboles, les différences de phase Δ_m, Δ_{m-1}, Δ_{m-2}, etc., au second (Fig. 2). La position des bandes sombres, plus précisément l'écart par rapport au centre, dépend de la différence entre Δ et $m \cdot \lambda$. L'effet Pockels augmente ou diminue la différence des principaux indices de réfraction $n_o - n_e$ selon le signe placé devant la tension appliquée. Ainsi, la différence $\Delta - m \cdot \lambda$ est modifiée, de même que la position des bandes d'interférence sombres. L'application de la tension de demi-onde U_π modifie Δ d'une demi-longueur d'onde. Les bandes d'interférence sombres prennent la place des claires et inversement. La procédure est répétée à chaque fois que la tension est augmentée de la valeur U_π.

EVALUATION

Avec une tension U_1, les bandes sombres se situent très précisément au centre dans l'ordre d'interférence +1, et avec la tension suivante U_2, elles se situent dans l'ordre +2. Dans ce cas, la tension de demi-onde est

$$U_\pi = \frac{U_2 - U_1}{2}$$

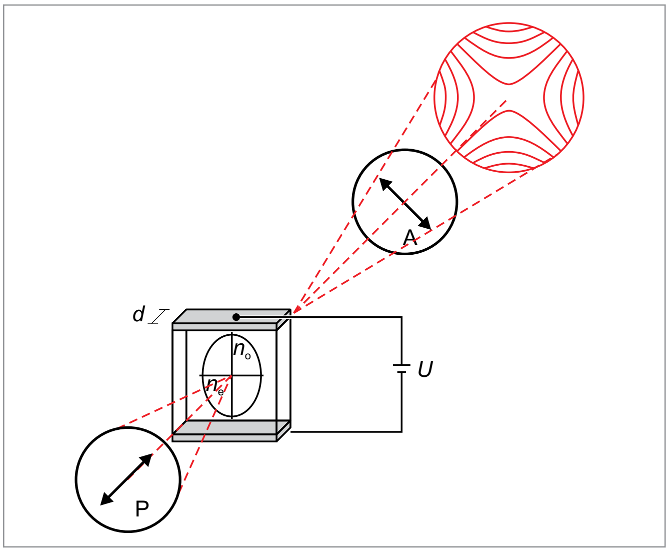


Fig. 1 : Représentation schématique de la cellule de Pockels dans le trajet conoscopique du rayon entre polarisateur et analyseur

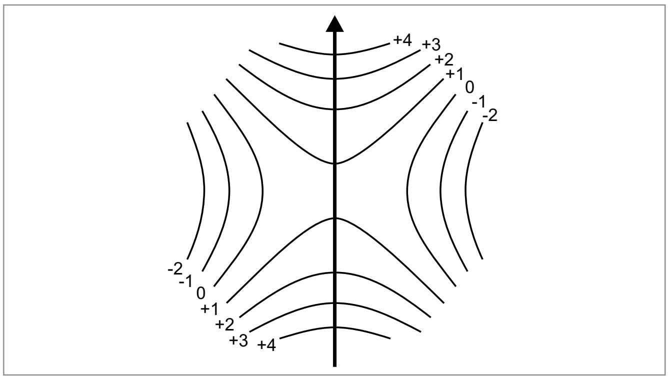


Fig. 2 : Modèle d'interférence avec axe optique du cristal dans le sens de la flèche. L'indexation des bandes d'interférence sombres indiquent la différence de phase entre le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire en unités de longueur d'onde.

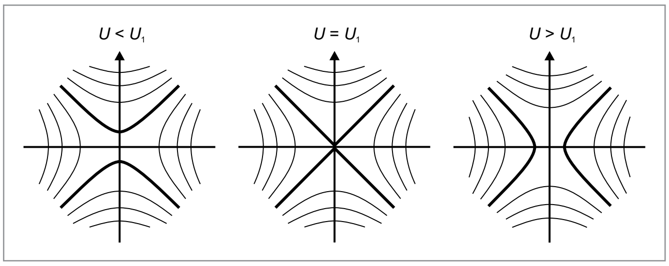


Fig. 3 : Modification du modèle d'interférence par l'effet Pockels. Les hyperboles en gras sont de l'ordre d'interférence +1.

UE4040600 | EFFET FARADAY

OBJECTIF

Démontrer l'effet Faraday et déterminer la constante de Verdet pour le verre flint

RESUME

Les substances optiquement isotropes, transparentes et non magnétiques deviennent actives optique-ment dans un champ magnétique. Elles tournent le plan de polarisation de la lumière polarisée linéai-rement et traversant la substance dans le sens du champ magnétique, car les temps de déplacement des parties polarisées circulaires gauches et droites sont différents. Cet effet est appelé effet Faraday. Au cours de l'expérience, l'effet Faraday est mesuré dans du verre flint. Ce verre se distingue par une dispersion optique uniforme très élevée. Le rapport de l'indice de réfraction n avec la fréquence peut être reproduit dans une bonne approximation à l'aide de la formule de Cauchy.

EXERCICES

- Démontrer l'effet Faraday dans le verre flint.
- Mesurer l'angle de rotation du plan de polarisation dans le champ magnétique.
- Déterminer la constante de Verdet pour la lumière rouge et verte.
- Déterminer le coefficient de Cauchy *b* de l'indice de réfraction.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Banc d'optique à section triangulaire D, 1000 mm	1002628
4	Cavalier optique D, 90/50	1002635
1	Pied optique D	1009733
1	Diode laser rouge de précision 230V	1003201 ou
	Diode laser rouge de précision 115V	1022208
1	Laser vert 532 nm Classe II	1003202
2	Filtre de polarisation sur tige	1008668
1	Ecran de projection	1000608
1	Noyau de transformateur D	1000976
2	Paire d'épanouissements polaires	1000978
2	Bobine D, 900 spires	1012859
1	Parallélépipède de verre flint pour effet Faraday	1012860
1	Lot d'accessoires pour effet Faraday	1012861
1	VinciLab	1021477
1	Capteur de champ magnêtique FW ± 2000 mT	1021766
1	Câble spécial capteur	1021514
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Pince universelle	1002833
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840
1	Alimentation CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 ou
	Alimentation DC 1 – 30 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
En plus recommandé :		
1	Coach 7 Lite	

GENERALITES

Les substances optiquement isotropes, transparentes et non magnétique deviennent actives optiquement dans un champ magnétique. Elles tournent le plan de polarisation de la lumière polarisée linéairement et traversant la substance dans le sens du champ magnétique, car les temps de déplacement des parties polarisées circulaires gauches et droites sont différents. Cet effet est appelé effet Faraday.

Les différences de temps s'expliquent dans un modèle simple par la modification de fréquence que subit la lumière polarisée circulaire dans le champ magnétique. En cas de lumière à polarisation droite, la fréquence *f* augmente légèrement de la fréquence de Larmor

(1) $$f_L = \frac{e}{4\pi \cdot m_e} \cdot B$$

$e = 1{,}6021 \cdot 10^{-19}\,\text{As}$: charge élémentaire

$m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-31}\,\text{kg}$: masse au repos de l'électron

La fréquence de la lumière à polarisation gauche diminue de la même valeur. Par conséquent

(2) $$f_\pm = f \pm f_L$$

Les différences de fréquence proviennent de différents indices de réfraction dans la matière. C'est pourquoi les vitesses d'onde dans la matière sont différentes.
Ces indications permettent de calculer la rotation du plan de polarisation dans la matière active optiquement :

(3) $$\varphi = 2\pi \cdot f \cdot (t_+ - t_-) = 2\pi \cdot f \cdot \frac{d}{c} \cdot \left(n(f_+) - n(f_-)\right)$$

d : longueur d'échantillon,

$c = 2{,}998 \cdot 10^8 \,\frac{\text{m}}{\text{s}}$: vitesse de la lumière

Comme la fréquence de Larmor f_L est sensiblement inférieure à *f*, il en résulte

(4) $$\varphi = 2\pi \cdot f \cdot \frac{d}{c} \cdot \frac{\text{d}n}{\text{d}f} \cdot 2 \cdot f_L$$

$$= f \cdot \frac{\text{d}n}{\text{d}f} \cdot \frac{e}{m_e \cdot c} \cdot B \cdot d$$

L'angle de rotation ϕ est donc proportionnel au champ magnétique *B* et à la distance traversée par la lumière *d* :

(5) $$\varphi = V \cdot B \cdot d$$

La constante de proportionnalité

(6) $$V = \frac{e}{m_e \cdot c} \cdot f \cdot \frac{\text{d}n}{\text{d}f}$$

est appelée constante de Verdet et dépend de la dispersion de la lumière dans la matière traversée par la lumière et de la fréquence *f* de la lumière.
Au cours de l'expérience, l'effet Faraday est mesuré dans du verre flint F_2. Ce verre se distingue par une dispersion optique uniforme très élevée. Le rapport de l'indice de réfraction n avec la fréquence peut être reproduit dans une bonne approximation à l'aide de la formule de Cauchy.

(7) $$n(f) = a + \frac{b}{c^2} \cdot f^2$$

avec a = 1,62, b = 8920 nm²

Dans l'expérience, pour augmenter la précision de mesure (car l'angle de rotation est assez faible), on détermine la polarisation de la lumière pour un champ magnétique positif *B* de sorte que l'analyseur assombrit le champ de vision précisément à 0°. Après basculement vers le champ ma-gnétique négatif –*B*, l'analyseur est tourné dans un angle 2 ϕ pour obtenir de nouveau de l'obscurité.

EVALUATION

À partir de (6) et (7),
on obtient $$V = \frac{2 \cdot e \cdot b \cdot f^2}{m_e \cdot c^3} = \frac{2 \cdot e \cdot b}{m_e \cdot c \cdot \lambda^2}$$

Si la longueur d'onde λ de la lumière utilisée est connue, la constante de Verdet permet de déterminer également le coefficient de Cauchy *b* pour l'indice de réfraction du verre flint utilisé.

$$b = \frac{m_e \cdot c}{2 \cdot e} \cdot V \cdot \lambda^2$$

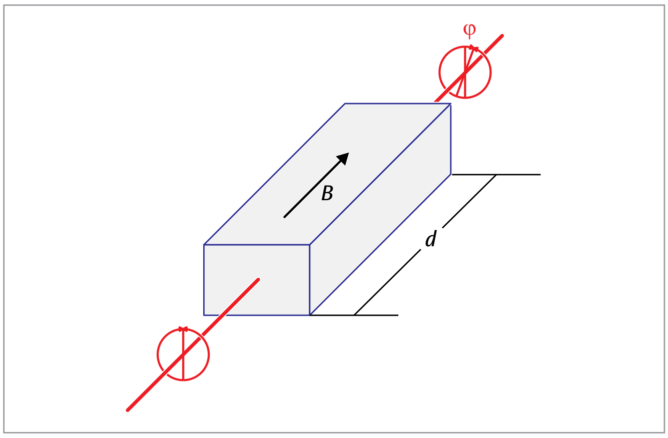


Fig. 1 Représentation schématique expliquant l'effet Faraday

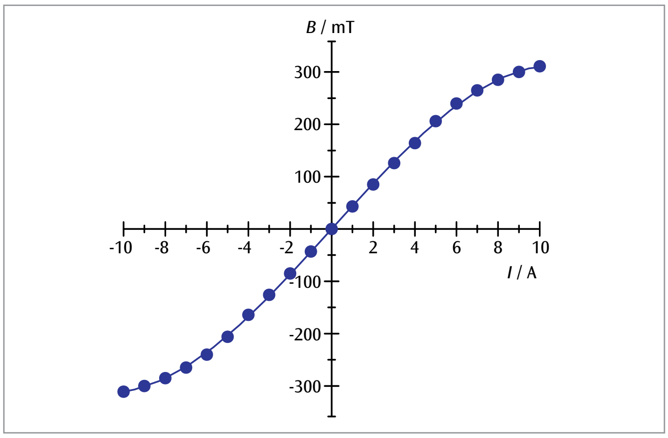


Fig. 2 Courbe de calibrage de l'électroaimant

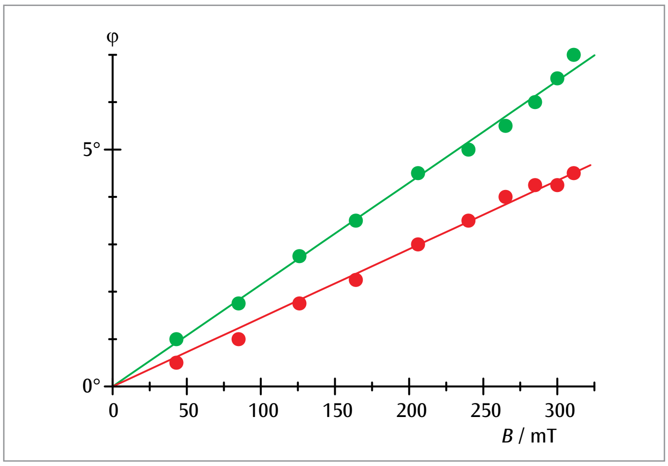
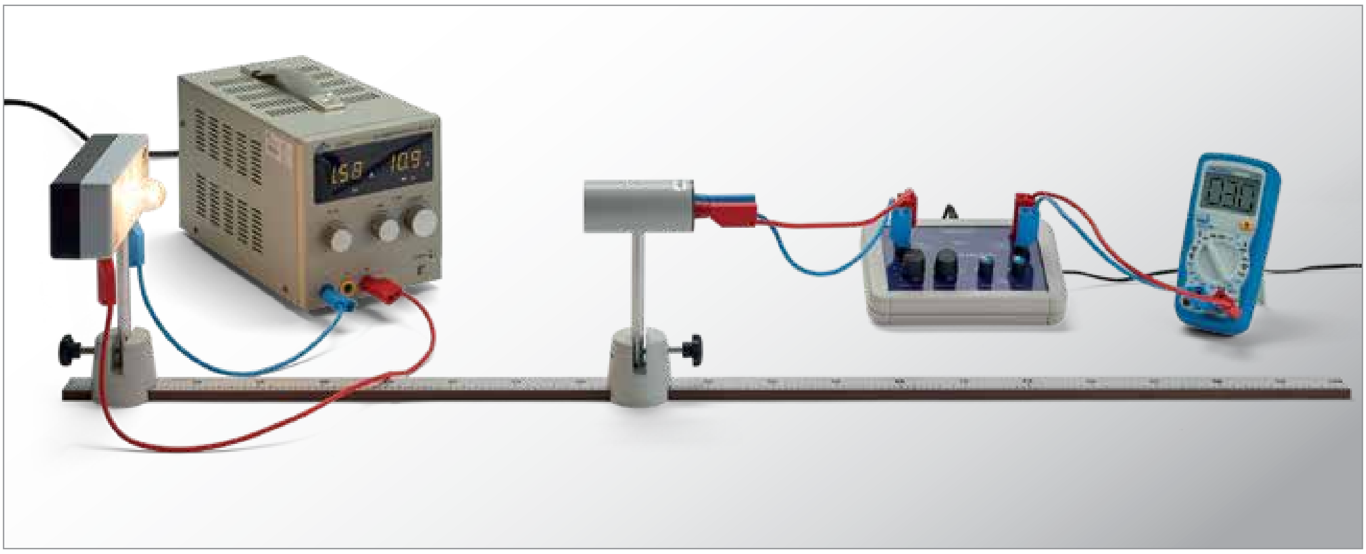


Fig. 3 Angle de rotation en fonction du champ magnétique pour la lumière laser rouge et verte

UE4050100 | LOI DU CARRE DE LA DISTANCE



› EXERCICES

- Compenser le décalage pour tenir compte de la lumière ambiante.
- Mesurer l'intensité de rayonnement relative en fonction de la distance.
- Représenter le résultat dans un diagramme S - $1/r^2$.

OBJECTIF

Confirmer la loi du carré de la distance pour l'intensité de rayonnement d'une source lumineuse

RESUME

Selon la loi du carré de la distance, l'intensité de rayonnement d'une source lumineuse, donc la puissance cédée par unité de surface, diminue de manière inversement proportionnelle au carré de la distance avec la source lumineuse. Dans l'expérience, ce rapport est vérifié à l'aide d'une lampe à incandescence qui, pour des distances supérieures aux dimensions du filament, peut être considérée comme une source de rayonnement ponctuelle. Une thermopile d'après Moll permet de mesurer l'intensité relative du rayonnement.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Aparato	Référence
1	Lampe de Stefan-Boltzmann	1008523
1	Thermopile d'après Moll	1000824
1	Amplificateur de mesure (115 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
	Amplificateur de mesure (230 V, 50/60 Hz)	1020744
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multimètre numérique P1035	1002781
1	Règle graduée, 1 m	1000742
2	Pied en tonneau, 500 g	1001046
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

La loi du carré de la distance décrit un rapport fondamental qui s'applique également à l'intensité de rayonnement d'une source lumineuse. Selon cette loi, l'intensité de rayonnement, donc la puissance cédée par unité de surface, diminue de manière inversement proportionnelle au carré de la distance avec la source lumineuse.

La validité de ce rapport sous-entend une source lumineuse rayonnant de manière uniforme dans toutes les directions et dont les dimensions sont négligeables par rapport à la distance considérée. En outre, ni l'absorption ni la réflexion n'ont le droit d'intervenir entre la source et le point de mesure.
Comme la source rayonne de manière uniforme dans toutes les directions, la puissance émise P est répartie de même sur la surface sphérique en respectant la distance r avec la source.

(1) $$A = 4\pi \cdot r^2$$

Aussi, l'intensité est donnée par

(2) $$S = \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}A} = \frac{P}{4\pi \cdot r^2}$$

Dans l'expérience, on vérifie l'équation (2) sur une lampe à incandescence. Pour les distances supérieures aux dimensions du filament, on peut considérer la lampe comme une source de rayonnement ponctuelle. Une thermopile d'après Moll permet de mesurer l'intensité relative du rayonnement. À la place de l'intensité absolue S, on lit la tension thermique U_{th} comme référence pour l'intensité relative.

EVALUATION

Au cours des mesures, il est inévitable de saisir également l'intensité de rayonnement de la lumière ambiante. Aussi, avant d'enregistrer la série de mesures, on compense le décalage sur le microvoltmètre. Pour le vérifier, on adapte une droite générale aux points de mesure.

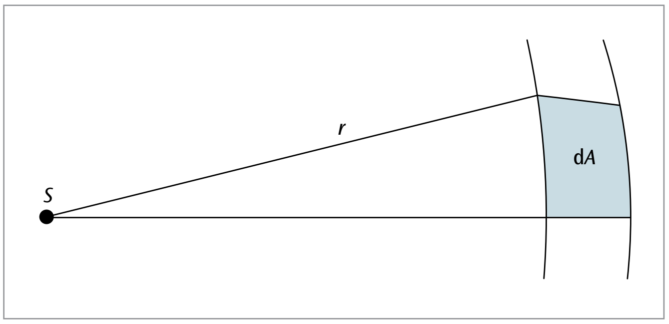


Fig. 1 Carré de la distance

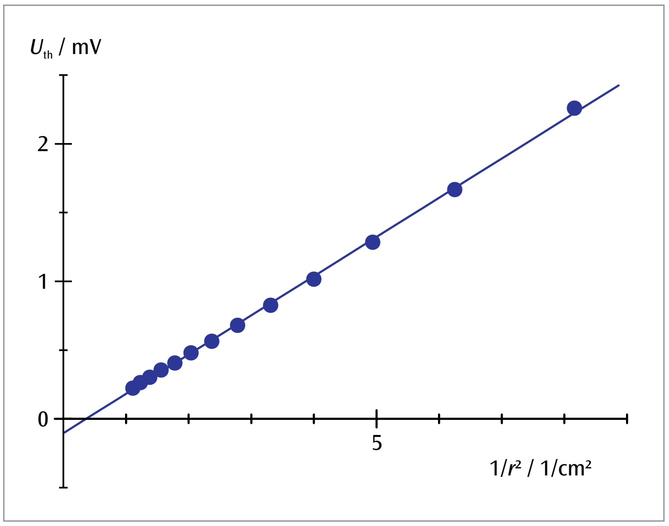


Fig. 2 Représentation des valeurs de mesure dans un diagramme U_{th} - $1/r^2$

UE4050200 | LOI DE STEFAN-BOLTZMANN

EXERCICES

- Mesurer l'intensité relative du rayonnement d'une lampe à incandescence à filament de tungstène avec une thermopile d'après Moll en fonction de la température.
- Mesurer la résistance dépendante de la température du filament pour déterminer la température.
- Représenter les valeurs de mesure dans un diagramme ln (U_{th}) - ln (T) et déterminer les exposants à partir de la pente de la droite.

OBJECTIF

Confirmer la dépendance de l'intensité de rayonnement vis-à-vis de T^4

RESUME

La dépendance de l'intensité de rayonnement d'un corps noir vis-à-vis de la température est décrite par la loi de Stefan-Boltzmann. L'intensité de rayonnement d'une lampe à incandescence au filament de tungstène présente la même dépendance à la température. Dans l'expérience, elle est déterminée avec une thermopile d'après Moll au cours d'une mesure relative. La température du filament peut être déterminée à partir de la résistance dépendant de la température, qui est calculée avec une grande précision au cours d'une mesure à quatre conducteurs.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Aparato	Référence
1	Lampe de Stefan-Boltzmann	1008523
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Thermopile d'après Moll	1000824
3	Multimètre numérique P1035	1002781
2	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

L'intensité totale et la répartition spectrale du rayonnement thermique d'un corps dépendent toutes deux de la température et de la nature superficielle de ce dernier. À une certaine longueur d'onde et une certaine température, le corps émet d'autant plus de rayonnement qu'il est en mesure d'absorber le rayonnement. Le corps noir – un corps dont la surface est de nature idéale – absorbe complètement le rayonnement de toutes les longueurs d'onde et, à température donnée, émet ainsi le rayonnement thermique avec une intensité maximale. On s'en sert pour étudier la dépendance du rayonnement thermique vis-à-vis de la température.

La dépendance de l'intensité de rayonnement S d'un corps noir vis-à-vis de la température est décrite par la loi de Stefan-Boltzmann.

(1) $$S_0 = \sigma \cdot T^4$$

T : température absolue

$$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^2\,K^4}}$$: constante de Stefan-Boltzmann

Cette intensité ne peut pas être mesurée directement, car le corps absorbe en même temps les rayonnements de son environnement. L'intensité mesurée est donc

(2) $$S_1 = \sigma \cdot \left(T^4 - T_0^4\right)$$

T_0 : température ambiante absolue

La lumière émise par une lampe à incandescence est également un rayonnement thermique. Dans ce cas, on choisit la température du filament de manière à ce qu'une partie importante soit émise comme lumière visible. La dépendance de l'intensité totale de rayonnement vis-à-vis de la température correspond à celle du corps noir. Dans ce cas :

(3) $$S = \varepsilon \cdot \sigma \cdot \left(T^4 - T_0^4\right)$$

car le filament absorbe une partie ε du rayonnement de toutes les longueurs d'onde.

L'expérience utilise une telle lampe à incandescence à filament de tungstène pour étudier la dépendance de l'intensité de rayonnement vis-à-vis de la température. Une thermopile d'après Moll permet de déterminer l'intensité de rayonnement avec une mesure relative. La température du filament peut être déterminée à partir de la résistance dépendante de la température

(4) $$R = R_0 \left(1 + \alpha \cdot \left(T - T_0\right)\right)$$

R_0 : résistance à la température ambiante T_0

$$\alpha = 4{,}4 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\mathrm{K}}$$ pour le tungstène

car R peut-être déterminée avec une grande précision grâce à une mesure à quatre conducteurs.

EVALUATION

L'équation (4) permet de déduire la température T

$$T = \frac{R - R_0}{\alpha \cdot R_0} + T_0$$

Toutefois, l'équation (4) ne s'applique qu'en bonne approximation. Pour des évaluations plus précises, on peut utiliser un tableau figurant dans les instructions d'utilisation de la lampe de Stefan-Boltzmann.

Dans l'expérience, on choisira les températures T de façon à ce que la température ambiante T_0 puisse être négligée dans l'équation (3). En outre, à la place de l'intensité absolue S, on lit la tension thermique U_{th} comme référence pour l'intensité relative. Aussi, l'équation (3) devient

$$U_{th} = a \cdot T^4 \text{ et } \ln\left(U_{th}\right) = \ln(a) + 4 \cdot \ln(T)$$

Dans un diagramme ln (U_{th}) - ln (T), les points de mesure se situent sur une droite de pente 4.

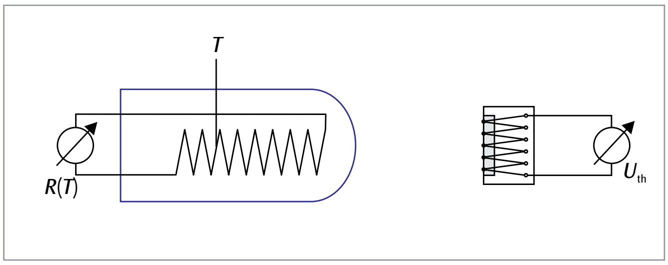


Fig. 1 Représentation schématique du montage

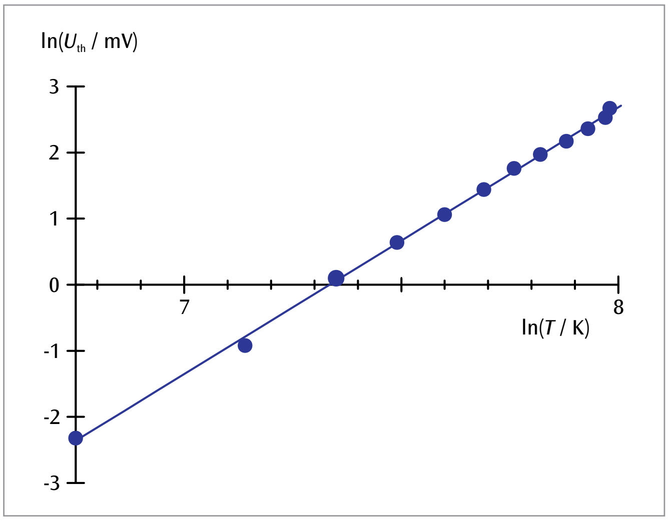
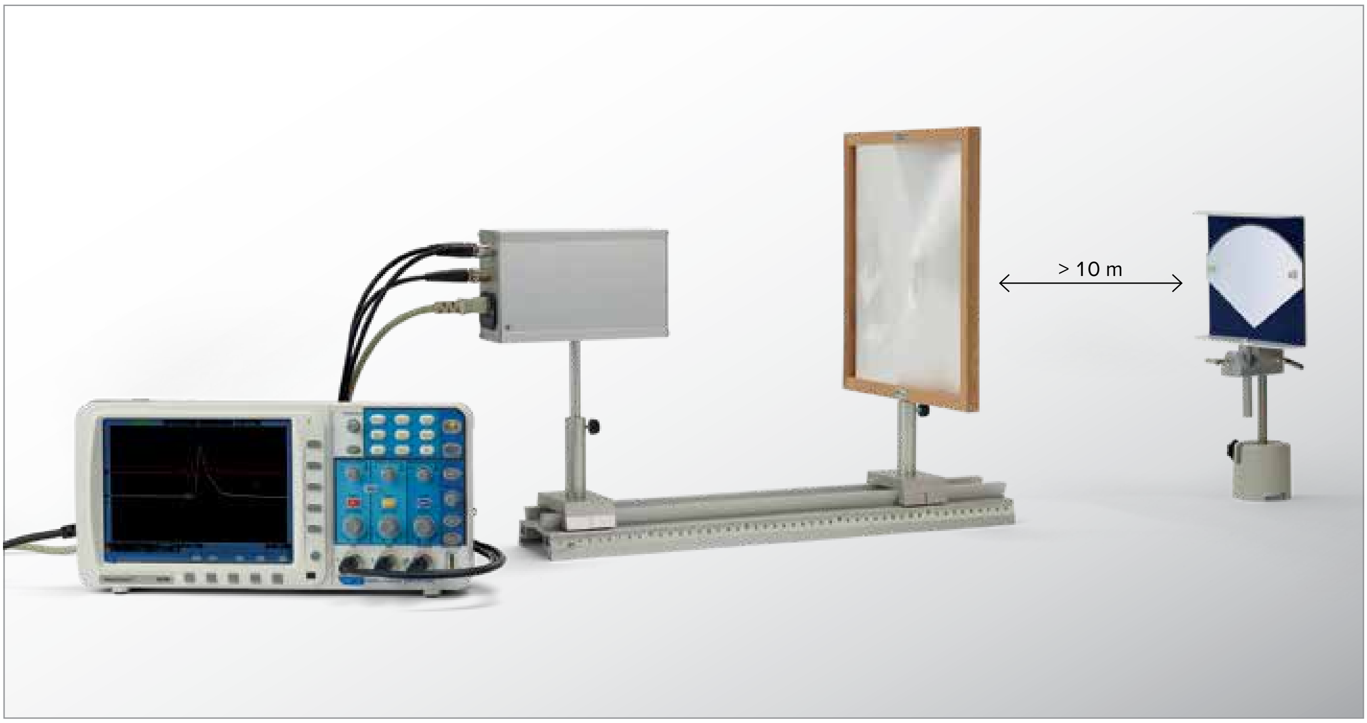


Fig. 2 Diagramme ln (U_{th}) - ln (T)

UE4060100
DETERMINATION DE LA VITESSE DE LA LUMIERE



EXERCICES

- Mesure avec un oscilloscope de la durée de parcours d'une courte impulsion de lumière pour une distance définie par comparaison avec un signal de référence.

- Détermination de la vitesse de la lumière dans l'air en tant que quotient entre la distance et la durée de parcours.

OBJECTIF

Détermination de la vitesse de la lumière à partir de la durée de parcours d'impulsions lumineuses courtes

RESUME

La vitesse finie de propagation de la lumière peut être démontrée par une simple mesure de la durée de parcours. Pour cela, des impulsions lumineuses très courtes de quelques nanosecondes seulement seront étudiées et leur durée de parcours déterminée avec un oscilloscope après un trajet aller et retour sur un parcours de mesure de plusieurs mètres. La vitesse de la lumière peut être calculée à partir de la durée de parcours et de la distance entre l'émetteur et le réflecteur à triple prisme.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil de mesure de la vitesse de la lumière (230 V, 50/60 Hz)	1000882 ou
	Appareil de mesure de la vitesse de la lumière (115 V, 50/60 Hz)	1000881
1	Oscilloscope numérique 2x100 MHz	1020911
1	Banc d'optique, 500 mm	1002626
2	Cavalier optique U, 75 mm	1022450
1	Pied en tonneau	1001045
1	Tige statif, 1500 mm	1002937
1	Noix universelle	1002830
1	Décamètre à ruban de poche, 2 m	1002603

GENERALITES

La vitesse finie de propagation de la lumière peut être démontrée avec les techniques de mesure contemporaines par simple mesure de la durée de parcours. Pour cela, des impulsions lumineuses très courtes de quelques nanosecondes seulement seront étudiées et leur durée de parcours déterminée à l'aide d'un oscilloscope après un trajet aller et retour sur un parcours de mesure de plusieurs mètres.

Dans l'expérience, les courtes impulsions lumineuses d'une DEL à impulsions sont dirigées via un séparateur de faisceaux vers deux convertisseurs de photons dont l'amplificateur placé en aval délivre des impulsions de tension pour l'évaluation à l'oscilloscope. Le convertisseur de photons A reçoit les impulsions lumineuses qui sont renvoyées vers l'appareil de mesure par un réflecteur à triple prisme installé à une grande distance. Le convertisseur de photons B mesure l'impulsion de référence non temporisée émise de manière interne.
Le déclenchement de l'oscilloscope est assuré par une impulsion de tension émise par la sortie C, puisque elle précède l'impulsion de référence de 60 ns.
La différence des durées de parcours *t* des deux impulsions sera mesurée avec un oscilloscope à deux canaux. La vitesse de la lumière peut être calculée à partir de la différence calculée de durée de parcours *t* et de la distance *s* entre l'émetteur et le réflecteur à triple prisme.

(1) $$c = \frac{2 \cdot s}{t}$$

Il est encore plus impressionnant de varier l'éloignement du réflecteur et d'observer la modification résultante de l'écart d'impulsions sur l'oscilloscope. Ceci est possible sans problème puisque la mise en place du réflecteur à triple prisme n'exige aucun réglage important mais peut être fait de manière approximative.

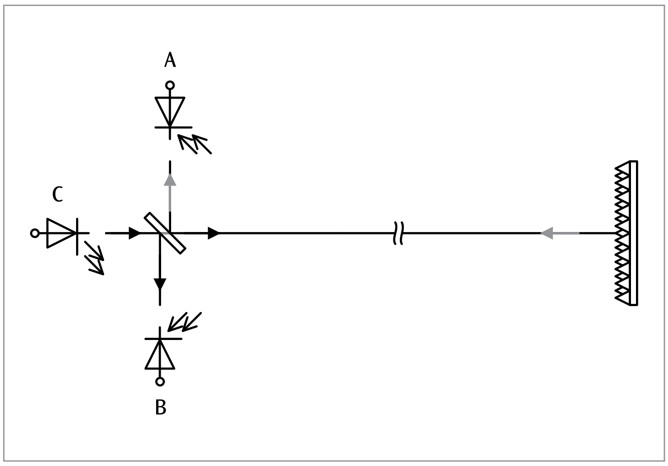


Fig. 1 Principe de mesure

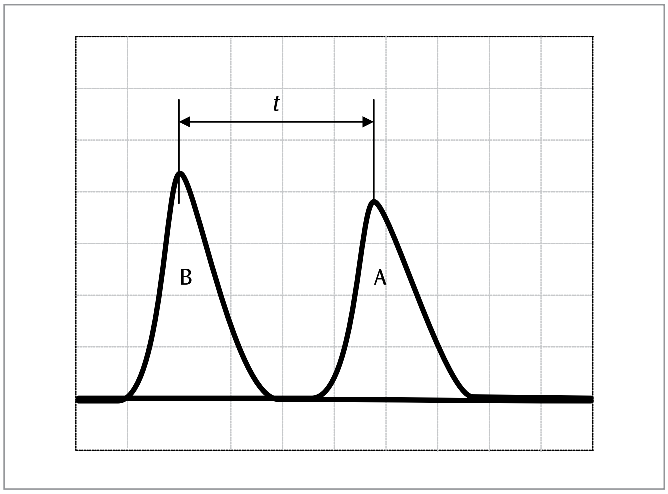
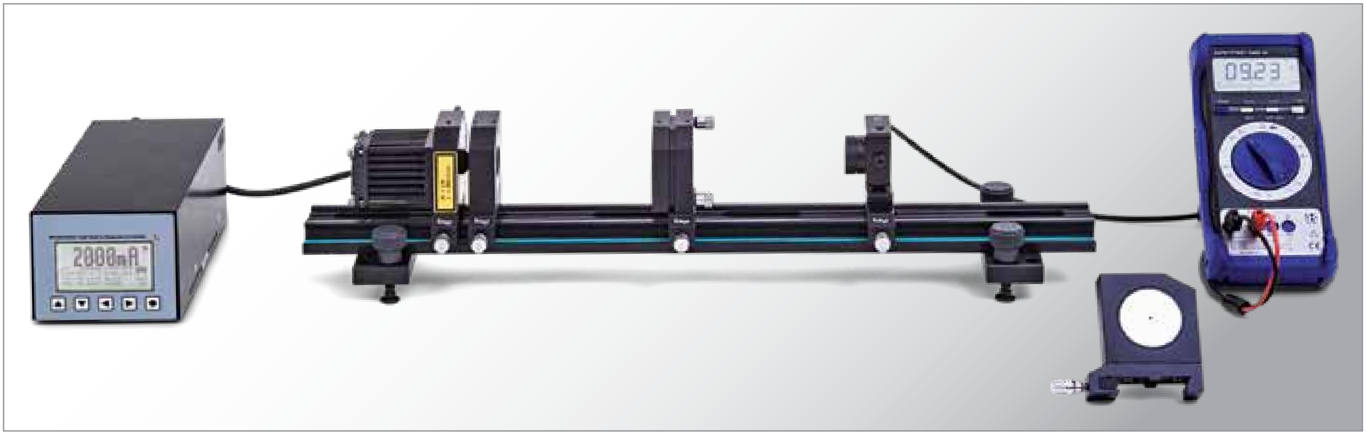


Fig. 2 Mesure de la durée de parcours avec l'oscilloscope

UE4070310 | LASER ND : YAG



EXERCICES

- Ajuster la diode laser en vue d'un pompage optique stable du laser Nd:YAG.
- Déterminer le temps de vie du niveau laser supérieur $^4F_{3/2}$ dans le cristal de Nd:YAG.
- Ajuster la cavité résonante et en observer les modes de résonance.
- Mesurer la puissance en sortie du laser Nd:YAG en fonction de la puissance de pompage et définir le seuil laser.
- Observation du « laser spiking » en mode pulsé de la diode laser.

AVERTISSEMENT

L'expérience est réalisée avec une installation laser de classe IV qui émet des ondes infrarouges (donc dans le spectre invisible à l'œil nu). Le port de lunettes de protection est par conséquent obligatoire. Même avec des lunettes de protection, ne jamais regarder directement le faisceau laser ni mettre ses yeux au même niveau.

OBJECTIF

Installation et optimisation d'un laser Nd:YAG

RESUME

L'expérience décrite ici consiste à installer et à optimiser un laser Nd:YAG pompé par diode. Après l'ajustement de la diode laser pour un pompage optique stable et l'optimisation de la cavité résonante, le système peut être utilisé en tant que laser Nd:YAG. Le laser est étudié en régime stationnaire et non stationnaire. De plus, l'expérience permet de déterminer le temps de vie du niveau laser supérieur $^4F_{3/2}$ dans le cristal de Nd:YAG.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Aparato	Référence
1	Pilote de diode laser et double contrôleur de température Dsc01-2,5	1008632
1	Banc optique KL	1008642
1	Laser à diode 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Lentille à collimateur f = +75 mm	1008646
1	Laser-miroir I	1008638
1	Diode photoélectrique PIN	1008640
1	Filtre RG850	1008648
1	Diode laser d'ajustage	1008634
1	Coffret de transport KL	1008651
1	Lunettes de protection pour laser Nd:YAG	1002866
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Oscilloscope numérique 2x100 MHz	1020911
1	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Cordon HF	1002746
1	Carte de détecteur infrarouge	1017879

GENERALITES

Le laser Nd:YAG est un laser solide qui émet une lumière infrarouge. Le milieu amplificateur utilisé est un grenat d'aluminium et d'yttrium dopé Néodyme. Le pompage est effectué par une diode laser à semi-conducteur et les longueurs d'ondes émises sont généralement de l'ordre de 1064 nm.

La Fig. 1 livre une vue d'ensemble des niveaux d'énergie du cristal de Nd:YAG avec les principales transitions pour le pompage optique et le fonctionnement du laser. Le pompage optique avec un faisceau lumineux d'une longueur d'onde d'env. 808 nm permet d'exciter des transitions laser de l'état fondamental (1) vers le niveau de pompage supérieur (4). Le temps de vie de celles-ci est très court et il génère des transitions rapides, non radiatives, vers le niveau laser supérieur métastable (3). De cette façon, les transitions retour vers l'état fondamental sont évitées. La transition laser s'effectue à λ = 1064 nm vers le niveau laser inférieur (2). Celui-ci a un temps de vie très court et se désexcite de façon non radiative pour se retrouver à l'état fondamental. Ainsi, chaque état est peuplé jusqu'à un certain degré. Les états 4 et 2 se désexcitent si rapidement que les densités de population des atomes à ces états peuvent être considérées comme nulles. Par conséquent, pour l'inversion de population n (= la différence des densités de population des atomes Nd dans les états 2 et 3) et pour le flux de photons p du champ du faisceau laser, le comportement dynamique du laser peut être décrit par les équations suivantes :

(1a) $$\frac{dn}{dt} = W \cdot (N_{Nd} - n) - \sigma \cdot c \cdot p \cdot n - \frac{n}{\tau_3}$$

(1b) $$\frac{dp}{dt} = \frac{L_{Nd}}{L} \cdot \sigma \cdot c \cdot p \cdot n - \frac{p}{\tau_{res}}$$

W : taux de pompage

N_{Nd} : densité de population des atomes Nd

σ : section efficace pour l'émission ou l'absorption d'un photon

c : vitesse de la lumière

τ_3 : temps de vie du niveau laser supérieur 3

L : longueur de la cavité résonante

L_{Nd} : longueur du cristal de Nd:YAG

τ_{res} : constante de temps des pertes dans la cavité

Dans l'équation (1a), le premier terme décrit le pompage optique, le second l'émission stimulée et le troisième la désexcitation du niveau laser supérieur par émission spontanée. Dans l'équation (1b), le premier terme considère la génération de photons par émission stimulée, le second la réduction du nombre de photons due aux pertes dans la cavité. Pour plus de précision, il convient de considérer le fait qu'en raison de l'émission spontanée, des photons sont présents dès le départ. Si on néglige les émissions spontanées, on obtient pour le régime stationnaire l'expression suivante :

(2) $$p = \frac{1}{\sigma \cdot c \cdot \tau_3} \cdot \frac{W - W_S}{W_S}$$

en considérant que $W_S = \frac{1}{\tau_3} \cdot \frac{n_i}{n_i - N_{Nd}}$ $n_i = \frac{L}{L_{Nd} \cdot \sigma \cdot c \cdot \tau_{res}}$

Le taux de pompage doit donc dépasser une valeur seuil, après quoi la densité de population des photons croît linéairement avec le taux de pompage. Ni la densité de population de photons, ni le taux de pompage ne peuvent être mesurés directement. L'expérience vise donc à démontrer que la puissance de sortie du laser P_L au-dessus d'une valeur seuil est proportionnelle à la puissance de pompe.

À la Fig. 2 sont indiquées des solutions aux équations d'évolution en régime non stationnaire. L'inversion de population doit se construire dans un premier temps. Dès que l'inversion de seuil n_i est atteinte, la densité d'inversion augmente linéairement. Le nombre de photons croît alors rapidement et la densité d'inversion chute à une valeur située légèrement en dessous de l'inversion de seuil. Si on répète cette procédure plusieurs fois, l'état d'oscillation de l'intensité laser diminue progressivement jusqu'à ce que le régime stationnaire s'installe définitivement. Cette intensité laser oscillante en sortie, appelée « laser spiking », est également mise en évidence au cours de l'expérience.

Mais avant cela, on ajuste la longueur d'onde de la diode laser de pompage sur la transition à λ = 808 nm, puis, la diode étant en régime pulsé, on mesure l'évolution temporelle de l'émission spontanée (Fig. 3). Les valeurs obtenues permettent de déterminer le temps de vie du niveau laser supérieur. Lorsque la cavité résonante a été assemblée et ajustée, on observe le phénomène de laser spiking (Fig. 4), puis on mesure la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe.

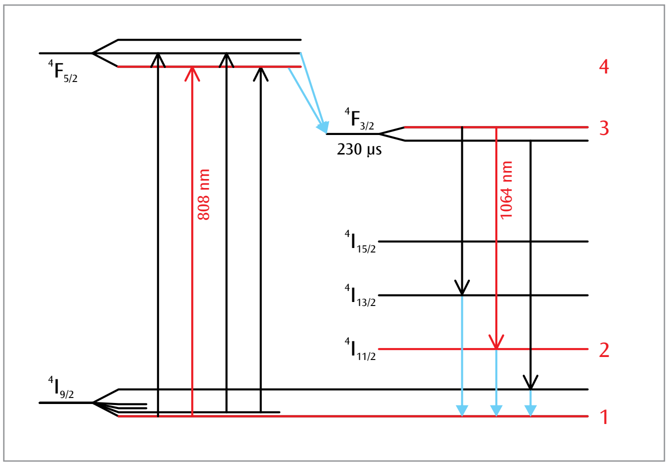


Fig. 1 Schéma des niveaux d'énergie laser du cristal de Nd:YAG. Les transitions qui nous intéressent sont représentées en rouge

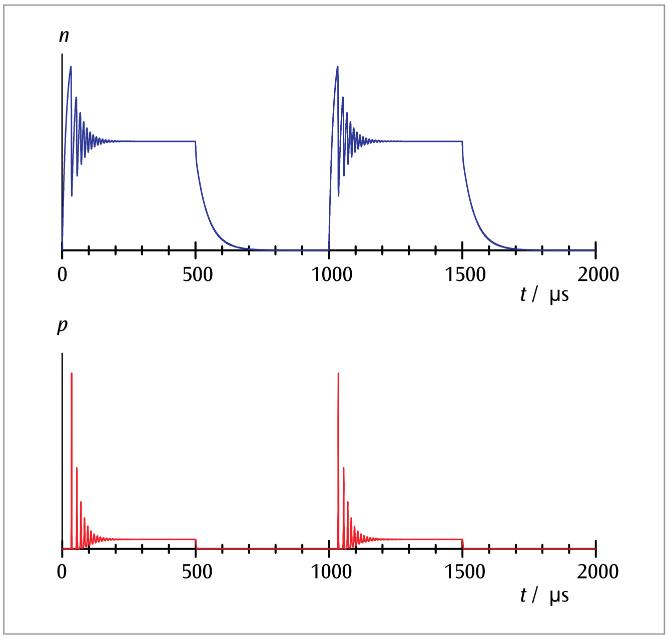


Fig. 2 Solutions non stationnaires des équations d'évolution (laser spiking)

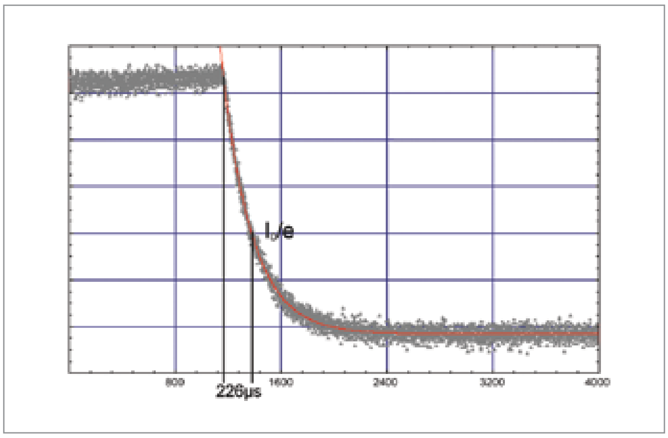
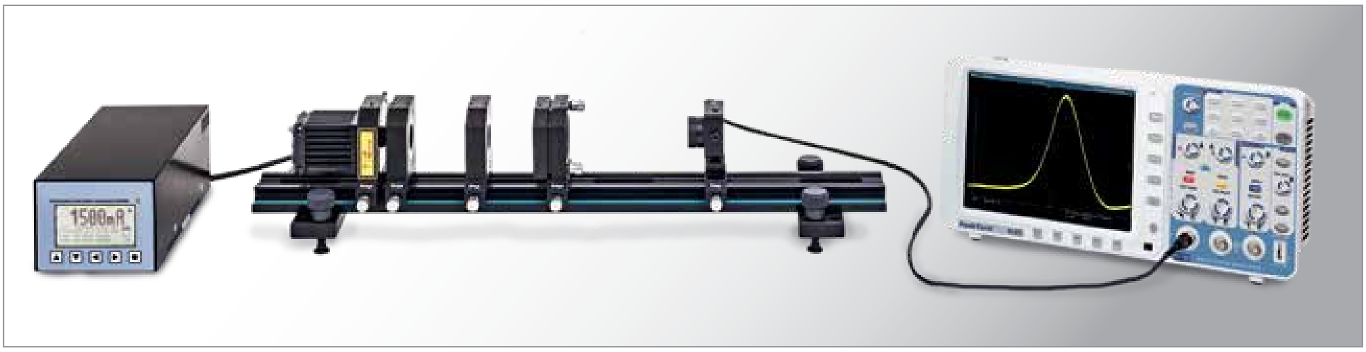


Fig. 3 Enregistrement sur un oscilloscope : le spiking d'un laser Nd:YAG

UE4070320 I LASER ND : YAG EN MODE DECLENCHE (Q-SWITCH)



EXERCICES

- Installation et optimisation du déclenchement Q-switch d'un laser Nd:YAG au moyen d'un cristal de Cr-YAG.

- Enregistrement des impulsions et calcul de la durée d'impulsion.

AVERTISSEMENT

L'expérience est réalisée avec une installation laser de classe IV qui émet des ondes infrarouges, c.-à-d. dans le spectre invisible à l'œil nu. Par conséquent, le port de lunettes de protection est obligatoire. Même avec des lunettes, il est impératif de ne jamais regarder le faisceau directement ni de mettre ses yeux au niveau de celui-ci.

OBJECTIF

Q-switching circuit pour laser Nd:YAG avec un cristal de Cr:YAG

RESUME

Le fonctionnement d'un laser en mode Q-switch permet de générer des impulsions brèves et d'énergie intense. Le mode Q-switch est basé sur le contrôle du seuil laser par une augmentation ou un abaissement des pertes dans la cavité résonante. Avec l'aide d'un cristal de Cr:YAG, on réalise un déclenchement passif puis on enregistre l'évolution temporelle des impulsions laser. Connaissant la puissance moyenne et le taux de répétition, on peut calculer l'énergie des impulsions.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pilote de diode laser et double contrôleur de température Dsc01-2,5	1008632
1	Banc optique KL	1008642
1	Laser à diode 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Déclencheur passif	1008637
1	Laser-miroir I	1008638
1	Diode photoélectrique PIN, rapide	1008641
1	Filtre RG850	1008648
1	Diode laser d'ajustage	1008634
1	Coffret de transport KL	1008651
1	Lunettes de protection pour laser Nd:YAG	1002866
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Oscilloscope numérique 2x100 MHz	1020911
1	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Cordon HF	1002746
1	Carte de détecteur infrarouge	1017879

GENERALITES

Les lasers à Q-switch génèrent des impulsions laser courtes et intenses, telles que celles utilisées notamment dans l'industrie de transformation des matériaux. La technique du Q-switch est basée sur le contrôle du seuil laser par une augmentation ou un abaissement des pertes dans la cavité résonante. Lorsque les pertes sont élevées, le seuil d'émission n'est plus atteint dans la cavité, il ne se produit pas d'oscillation et l'énergie de pompage est emmagasinée dans le cristal laser (= milieu amplificateur). Lorsqu'on déclenche la cavité résonante en abaissant les pertes, il se produit une inversion de population massive qui provoque une impulsion géante dont l'intensité dépasse de plusieurs ordres de grandeur celle d'un laser en régime continu. La différence avec le « laser spiking » est toutefois qu'en mode déclenché, l'inversion de population est beaucoup plus forte et surpasse la valeur de seuil. On distingue deux types de déclenchements : le déclenchement passif et le déclenchement actif. Pour le déclenchement passif, on utilise des « absorbants » saturables dont la capacité d'absorption est activée par l'éclairement dans la cavité résonante. Les déclencheurs actifs généralement utilisés sont des modulateurs acousto-optiques, électro-optiques ou mécaniques qui contrôlent la transmission en externe.

L'utilisation d'un cristal absorbant pour le déclenchement passif implique nécessairement que son absorption puisse être saturée. Pour cela, sa section efficace d'absorption doit être plus grande que la section efficace d'absorption pour la lumière des atomes à l'état excité, et le temps de vie du niveau de transition excité doit être plus grand que la durée de l'impulsion laser (= temps d'établissement de l'état oscillant dans la cavité) et plus petit que le taux de répétition. Le cristal Cr:YAG satisfait à toutes ces conditions.
Afin de décrire le comportement dynamique du laser à déclenchement passif, les équations d'évolution pour l'inversion de population n (dans le cristal de Nd:YAG) et pour le flux des photons p (dans le champ du faisceau laser) pouvant être atteints par pompage optique (cf. expérience UE4070310) doivent également tenir compte de la densité de population du cristal de Cr:YAG à l'état fondamental. En raison de l'augmentation extrêmement rapide du flux des photons, le taux de pompage et le taux d'émission spontanée sont négligeables. Sur la base de la définition du seuil de densité d'inversion

(1) $$n_S = \frac{1}{\sigma \cdot c \cdot \tau_{res}}$$

τ_{res} : constante de temps pour la réduction du nombre de photons due aux pertes dans la cavité
σ : section efficace pour l'émission ou l'absorption d'un photon
c : vitesse de la lumière,

on obtient pour l'évolution temporelle de l'inversion de population n et pour le flux des photons p les équations suivantes :

(2a) $$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{n_S} \cdot \frac{p}{\tau_{res}}$$

et

(2b) $$\frac{dp}{dt} = -\left(\frac{n}{n_S} - 1\right) \cdot \frac{p}{\tau_{res}}$$

Dans une impulsion géante, l'inversion de population est à peu près constante et correspond à l'inversion de départ :

(3) $$n(t) = n_i$$

En reprenant l'équation (2b), on peut exprimer le flux des photons ainsi :

(4) $$p(t) = \exp\left[\left(\frac{n_i}{n_S} - 1\right) \cdot \frac{t}{\tau_{res}}\right]$$

L'inversion de population n_i dans l'impulsion géante est beaucoup plus élevée que celle au seuil n_S. Par conséquent, le temps de croissance du nombre de photons est beaucoup plus court que la constante de temps τ_{res} pour les pertes dans la cavité.
Une autre étape importante est atteinte lorsque l'inversion de population est redescendue à la valeur seuil. Ensuite, le nombre de photons n'est plus modifié comme c'est décrit à l'équation (2b), c.-à-d. que la production de photons laser s'arrête. En reprenant l'équation (2a), on obtient l'expression :

(5) $$\frac{dn}{dt} = -\frac{p_{max}}{\tau_{res}} \quad \text{où } p(t) = p_{max}$$

Lorsqu'il atteint sa valeur maximale, le flux des photons décroît en même temps que la constante de temps pour les pertes dans la cavité.
Le flux maximal des photons se calcule d'après la formule :

(6) $$p_{max} = n_S \cdot \ln\left(\frac{n_S}{n_i}\right) - \left(n_S - n_i\right)$$

Par conséquent, les lasers dont le niveau de transition supérieur a un temps de vie très court, c.-à-d. avec un inversion de population très faible, ne présentent pas d'augmentation significative de leur puissance de sortie en mode pulsé.
Au cours de l'expérience, on procède à l'installation d'un cristal de Cr:YAG modulateur dans la cavité résonante et au réajustement des paramètres du laser. Le signal laser est mesuré par une diode PIN et enregistré sur un oscilloscope.

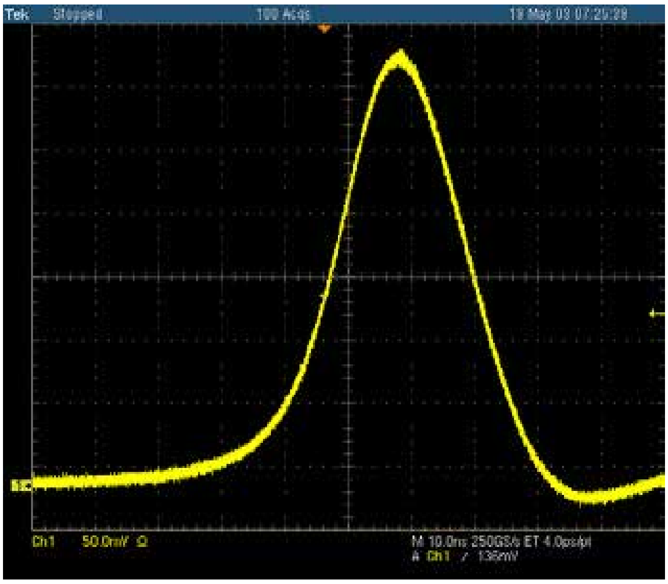
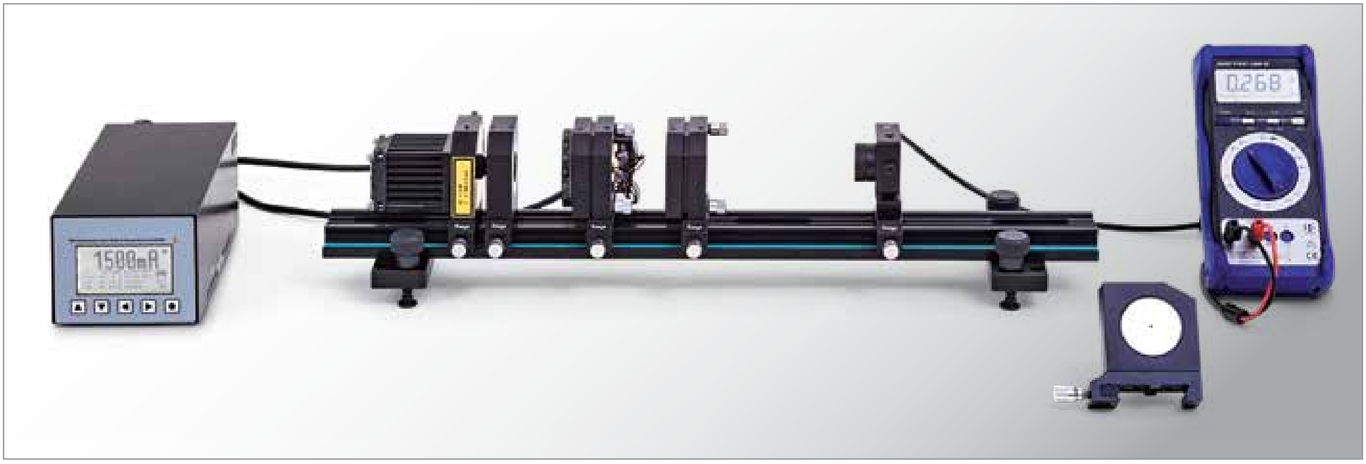


Fig. 1 Évolution temporelle des impulsions d'un laser Nd:YAG à déclenchement passif

UE4070330 | LASER ND : YAG



EXERCICES

- Générer des faisceaux laser doublés en fréquence en insérant un cristal de KTP dans la cavité de résonance.
- Mesurer la puissance de sortie du faisceau doublé en fréquence en fonction de l'intensité de l'onde fondamentale.
- Étudier la corrélation existant entre l'orientation du cristal et sa température.

AVERTISSEMENT

L'expérience est réalisée avec une installation laser de classe IV qui émet des ondes infrarouges, c.-à-d. dans le spectre invisible à l'œil nu. Par conséquent, le port de lunettes de protection est obligatoire. Même avec des lunettes, il est impératif de ne jamais regarder le faisceau directement ni de mettre ses yeux au niveau de celui-ci.

OBJECTIF

Doublement de fréquence dans la cavité de résonance interne d'un laser Nd:YAG

RESUME

Lorsqu'ils sont soumis à des champs électromagnétiques puissants, certains matériaux modifient leurs propriétés optiques. Avec ces matériaux, on peut par exemple doubler la fréquence d'une lumière laser de forte intensité. Dans l'expérience, un cristal KTP est utilisé pour générer un faisceau vert d'une longueur d'onde de 532 nm à partir du faisceau infrarouge de 1064 nm d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence. Le cristal s'avère être un matériau adéquat pour plusieurs raisons, puisqu'il a un comportement optique fortement non linéaire et qu'il n'absorbe que très peu les radiations émises à la fréquence initiale et à la fréquence doublée.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pilote de diode laser et double contrôleur de température Dsc01-2,5	1008632
1	Banc optique KL	1008642
1	Laser à diode 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Module de doublage de fréquence	1008636
1	Laser-miroir II	1008639
1	Diode photoélectrique PIN	1008640
1	Filtre BG40	1017874
1	Diode laser d'ajustage	1008634
1	Coffret de transport KL	1008651
1	Lunettes de protection pour laser Nd:YAG	1002866
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Carte de détecteur infrarouge	1017879

GENERALITES

Lorsqu'ils sont soumis à des champs électromagnétiques puissants, certains matériaux modifient leurs propriétés optiques. Avec ces matériaux, on peut par exemple doubler la fréquence d'une lumière laser de forte intensité. Pour décrire ces phénomènes, on observe la polarisation du matériau qui n'évolue pas de façon linéaire avec l'intensité du champ électrique :

Si le matériau n'est pas magnétique, l'équation de l'onde pour l'intensité du champ électrique E s'écrit :

(1) $$\Delta \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)-\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\frac{1}{\varepsilon_0\cdot c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\tilde{\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{r},t)$$

$\tilde{P}$: polarisation du matériau
ε_0 : constante du champ électrique
c : vitesse de la lumière

Entre la polarisation et l'intensité du champ, on a le rapport non linéaire suivant :

(2) $$\tilde{P}(t)=\varepsilon_0\cdot\left(\chi_1\cdot E(t)+\chi_2\cdot E(t)^2\right)$$

χ_1, χ_2 : susceptibilités de premier et de second ordre

Par conséquent, un champ électrique oscillant de fréquence f

(3) $$E(t)=E_0\cdot\exp(i\cdot 2\pi\cdot f\cdot t)$$

génère une polarisation qui comporte deux contributions. La contribution

(4) $$\tilde{P}_1(t)=\varepsilon_0\cdot\chi_1\cdot E_0\cdot\exp(i\cdot 2\pi\cdot f\cdot t)$$

oscille à la fréquence simple f et décrit le changement de la vitesse de la lumière dans le matériau. La contribution

(5) $$\tilde{P}_2(t)=\varepsilon_0\cdot\chi_2\cdot E_0^2\cdot\exp(i\cdot 2\pi\cdot 2f\cdot t)$$

vibre à la fréquence doublée $2f$ et compte tenu de (1) agit comme la source d'un nouveau composant du champ électromagnétique.
En regardant à l'échelle des photons, on observe alors comment deux photons de fréquence f sont convertis en un photon de fréquence $2f$ (voir Fig. 1). En raison du maintien des impulsions, le rendement optique est ici particulièrement élevé si le décalage de phase se rapproche de la valeur de zéro.

(6) $$\Delta k\cdot\frac{L}{2}=\left|2\cdot\frac{2\pi}{\lambda_f}-\frac{2\pi}{\lambda_{2f}}\right|\cdot\frac{L}{2}=\frac{2\pi}{c}\cdot f\cdot L\cdot\left|n_f-n_{2f}\right|$$

L : longueur de la cavité résonante
λ_f, λ_{2f} : longueurs d'ondes dans le matériau à fréquences simple et doublée

Les indices de réfraction n_f et n_{2f} du matériau devraient donc concorder le plus possible. Ceci est réalisable avec des matériaux biréfringents à forte anisotropie spatiale et correctement orientés (voir Fig. 2). Par conséquent, le rendement dépend de l'orientation spatiale du matériau doubleur de fréquence.
La densité de puissance P_{2f} du nouveau faisceau dépend quadratiquement de la densité de puissance P_f du faisceau fondamental. On a l'équation :

(7) $$P_{2f}=P_f^2\cdot\frac{L^2}{A}\cdot C\cdot F\left(\Delta k\cdot\frac{L}{2}\right)\quad\text{où}\quad F(x)=\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$$

A : section transversale de la cavité résonante,
C : constante du matériau pour une longueur d'onde donnée Dans l'expérience, on utilise un cristal $KTiOPO_4$ ou KTP (potassium, titanyl, phosphate) pour générer un faisceau vert d'une longueur d'onde de 532 nm à partir du faisceau infrarouge de 1064 nm d'un laser Nd:YAG dont la fréquence a été doublée. Le cristal est un matériau adéquat pour plusieurs raisons, puisqu'il a un comportement optique fortement non linéaire et qu'il n'absorbe que très peu les rayons émis à la fréquence initiale et à la fréquence doublée.

EVALUATION

Afin de confirmer la corrélation de la valeur quadratique de la puissance primaire P_f, on utilise la corrélation de la puissance primaire du courant d'injection I de la diode laser qu'on a déterminée dans l'expérience précédente.

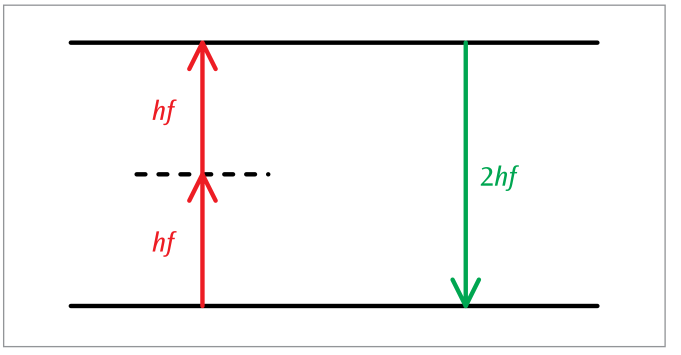


Fig. 1 Représentation schématique du doublement de la fréquence

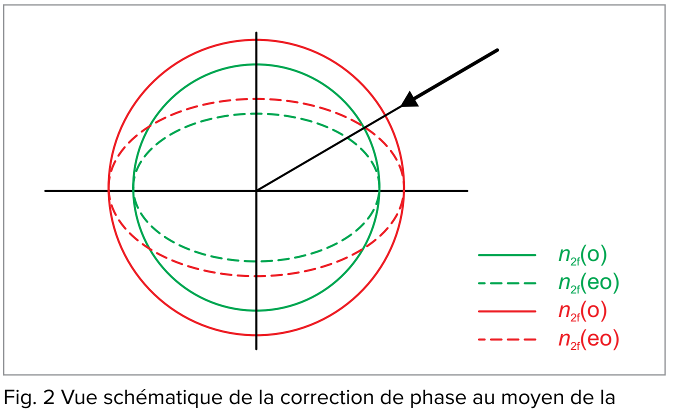


Fig. 2 Vue schématique de la correction de phase au moyen de la double réfraction dans le matériau
n(o) : Indice de réfraction du faisceau ordinaire
n(eo) : Indice de réfraction du faisceau extraordinaire

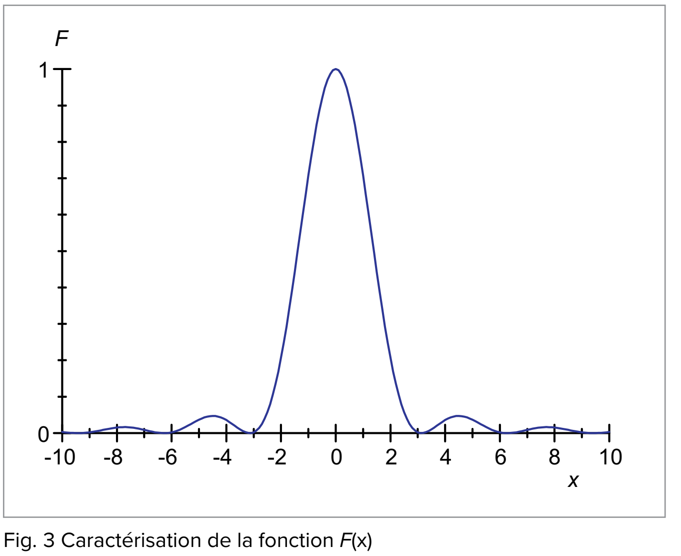


Fig. 3 Caractérisation de la fonction F(x)

UE4080100 | SPECTROMETRE A PRISME

OBJECTIF

Installation et calibrage d'un spectromètre à prisme

RESUME

Dans un spectromètre à prisme, la décomposition en couleurs spectrales de la lumière traversant un prisme est utilisée pour mesurer des spectres optiques. La mesure des longueurs d'onde nécessite un calibrage, car cette disper-sion angulaire n'est pas linéaire. Dans l'expé-rience, on utilise pour le calibrage le spectre « connu » d'une lampe Hg, puis on mesure le spectre « inconnu » d'une lampe Cd.

EXERCICES

- Ajuster le spectromètre à prisme et effectuer un calibrage avec les raies spectrales d'une lampe Hg.
- Mesurer l'angle de déviation minimum à λ = 546,07 nm.
- Déterminer l'indice de réfraction du verre flint à λ = 546,07 nm ainsi que les paramètres de Cauchy b et c de l'indice de réfraction qui dépend de la longueur d'onde.
- Calculer une courbe de calibrage d'après la formule de dispersion de Hartmann.
- Mesurer un spectre de raies inconnu.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Goniomètre de précision	1008673
1	Alimentation pour lampes spectrales (230 V, 50/60 Hz)	1021409 ou
	Alimentation pour lampes spectrales (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lampe spectral Hg / Cd	1003546
1	Lampe spectral Hg 100	1003545

GENERALITES

Avec un spectromètre à prisme, on mesure des spectres optiques en décomposant dans ses couleurs spectrales la lumière qui traverse le prisme. Cette dispersion s'explique par le fait que l'indice de réfraction du prisme dépend de la longueur d'onde. Elle n'est pas linéaire, aussi estil nécessaire de procéder à un calibrage pour mesurer des longueurs d'onde avec le spectromètre à prisme.

Dans le spectromètre, la lumière étudiée traverse la fente S pour toucher l'objectif O_1 qui, avec la fente, forme un collimateur et génère un large faisceau lumineux parallèle (Fig. 1). Après avoir subi une double réfraction à travers le prisme, le faisceau sortant est parallèle, puis centré dans le plan focal de l'objectif O_2 pour former une image de la fente observée à travers l'oculaire OC. Pour cela, la longue-vue formée par l'objectif O_2 et l'oculaire OC est reliée à un bras orientable fixé au vernier N. La double réfraction de la lumière à travers le prisme permet de décrire les angles α_2, β_1 et β_2 (Fig. 2). Pour un prisme équilatéral :

(1) $$\sin\alpha_1 = n(\lambda)\cdot\sin\beta_1(\lambda),\ n(\lambda)\cdot\sin\beta_2(\lambda) = \sin\alpha_2(\lambda),\ \beta_1(\lambda)+\beta_2(\lambda) = 60°$$

On peut modifier l'angle d'entrée α_1 en tournant le prisme dans le faisceau parallèle entrant. Les angles α_2, β_1 et β_2 dépendent de la longueur d'onde λ, car l'indice de réfraction *n* dépend de la lon-gueur d'onde.
À partir de l'angle d'entrée α_1 et de l'angle de sortie α_2, on obtient l'angle de déviation

(2) $$\delta(\lambda) = \alpha_1 + \alpha_2(\lambda) - 60°$$

entre le collimateur et la longue-vue. Il atteint un minimum δ_{min}, lorsque le rayon est symétrique au prisme. Dans ce cas, la dispersion angulaire $d\delta/d\lambda$ est juste maximale. C'est pourquoi le spectro-mètre à prisme est ajusté de manière à obtenir un rayon symétrique pour une longueur d'onde de référence λ_0. Dans l'expérience, on choisit pour cela la raie spectrale verte (λ_0 = 546.07 nm) d'une lampe spectrale Hg.
L'angle de déviation minimum permet de déterminer l'indice de réfraction du prisme pour la longueur d'onde de référence. Car, en raison de la symé-

trie, on a $\beta_1(\lambda_0) = \beta_2(\lambda_0) = 30°$ et $\alpha_2(\lambda_0) = \alpha_1$ et ainsi

(3) $$\sin\alpha_1 = n(\lambda_0)\cdot\frac{1}{2} \quad \text{avec} \quad \alpha_1 = \frac{\delta_{min}}{2} + 30°$$

Par la dispersion, les autres raies spectrales sont décalées de petits angles $\Delta\delta$ par rapport à δ_{min}. Elles sont lues à la minute d'angle près à l'aide du vernier. Comme la modification Δn de l'indice de réfraction est également faible sur toute l'étendue visible, il suffit d'observer les termes linéaires des modifications. Par conséquent, les équations 1 à 3 permettent d'établir le rapport suivant entre la longueur d'onde et la déviation :

(4) $$\Delta\delta(\lambda) = \Delta\alpha_2(\lambda) = \frac{\Delta n(\lambda)}{\cos\alpha_1} = \frac{\Delta n(\lambda)}{\sqrt{1-\frac{\left(n(\lambda_0)\right)^2}{4}}}$$

Dans l'étendue visible du spectre, l'indice de réfraction n diminue au fur et à mesure que la longueur d'onde λ augmente. On peut le décrire avec l'équation de Cauchy sous la forme

(5) $$n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}$$

Les équations (4) et (5) permettent une description mathématique pour une courbe de calibrage. Mais la formule de dispersion de Hartmann convient toutefois mieux.

(6) $$\delta(\lambda) = \delta_H + \frac{K}{\lambda - \lambda_H}$$

avec les paramètres d'adaptation δ_H, K et λ_H, qui n'ont toutefois aucune importance physique particulière.
Dans l'expérience, nous utilisons donc les raies spectrales de la lampe Hg en appliquant (6) pour le calibrage, puis pour mesurer les raies d'un spectre « inconnu » (voir tab. 1).

EVALUATION

À partir de l'équation 3, on obtient l'indice de réfraction $n(\lambda_0)$.
Les para-mètres de Cauchy de l'indice de réfraction peuvent être calculés dans la représentation $\Delta n = n(\lambda) - n(\lambda_0) = f(1/\lambda^2)$ à partir d'une adaptation des paraboles.

Tab.1: Longitudes de onda de las líneas espectrales del Cd

Denonación	Medición λ / nm	Valor bibliográfico λ / nm
azul (medio)	466	466
azul (fuerte)	468	468
verde azul (medio)	479	480
verde oscuro (fuerte)	509	509
verde oscuro (débil)	515	516
rojo (fuerte)	649	644

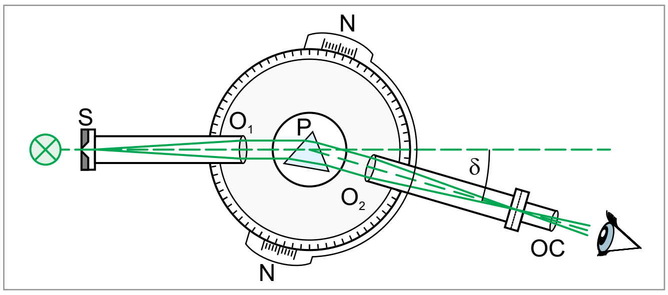


Fig. 1 : Représentation schématique d'un spectromètre à prisme.
S : fente d'entrée, O_1 : objectif du collimateur, P : prisme, O_2 : objectif de la longue-vue, OC : oculaire de la longue-vue, δ : déviation

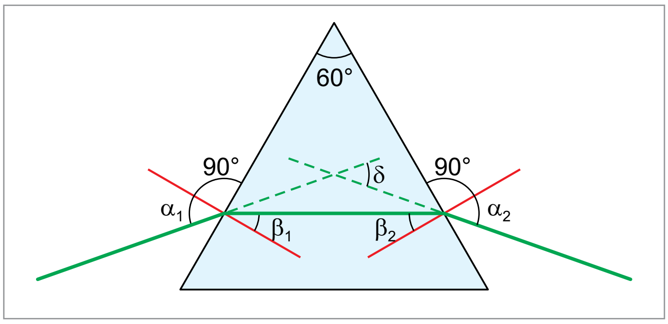


Fig. 2 : Rayon dans le prisme

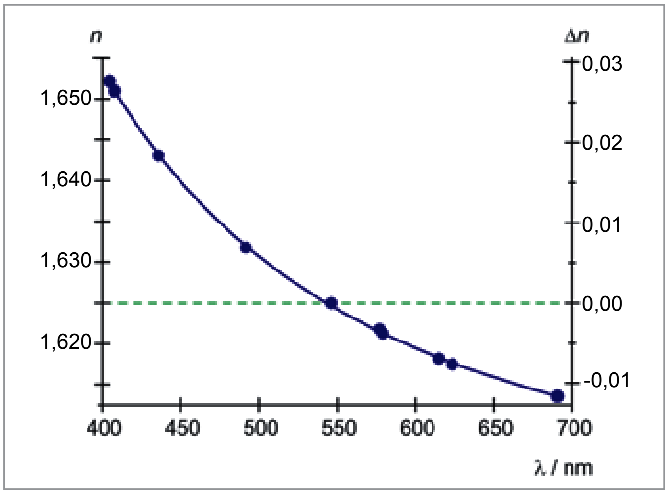


Fig. 3 : Indice de réfraction dépendant de la longueur d'onde du prisme en verre flint

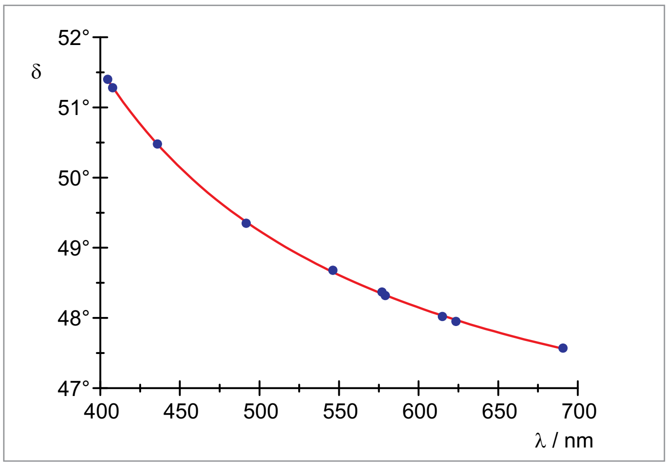


Fig. 4 : Courbe de calibrage du spectromètre à prisme

UE5010200 | CONSTANTE DE PLANCK

EXERCICES

- Mesure des valeurs limites de la contretension en fonction de la longueur d'onde de la lumière.
- Représentation des résultats dans un diagramme énergie/fréquence.
- Détermination de la constante de Planck et du travail de sortie.
- Démonstration de l'absence de rapport entre l'énergie des électrons et l'intensité de la lumière.

OBJECTIF

Détermination de la constante de Planck selon la méthode de la tension d'arrêt

RESUME

Dans un arrangement classique modifié, une lumière de fréquence connue passant à travers une anode de forme circulaire arrive sur une cathode et émet des électrons au point d'incidence par le biais de l'effet photoélectrique. L'énergie des électrons peut être définie par l'application d'une tension d'arrêt qui compense à zéro le flux de courant des électrons vers l'anode. Ce faisant, on constate que la valeur limite de ce potentiel d'arrêt correspondant au courant égal à zéro et par conséquent l'énergie des électrons est indépendante de l'intensité de la lumière. La constante de Planck est calculée à l'aide des valeurs limites mesurées à partir des différentes fréquences de lumière.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil pour la constante de Planck (230 V, 50/60 Hz)	1000537 ou
	Appareil pour la constante de Planck (115 V, 50/60 Hz)	1000536

GENERALITES

L'effet photoélectrique possède deux propriétés majeures découvertes en 1902 par *Lenard*. D'après cette découverte, le nombre des électrons émis par le matériau de la cathode lors de l'effet photoélectrique est proportionnel à l'intensité de la lumière incidente, leur énergie dépendant néanmoins de la fréquence et non de l'intensité de la lumière. En 1905, *Einstein* fournit une explication en recourant à des hypothèses fondamentales issues de la description découverte par *Planck* du rayonnement d'un corps noir et créa ainsi des bases importantes pour la théorie quantique.

Einstein supposait que la lumière se propage sous forme de photons dont l'énergie est proportionnelle à la fréquence de la lumière. Si un tel photon possédant l'énergie

(1) $$E = h \cdot f$$

h = 6.626 x 10^{-34} Js : constante de Planck

rencontre un électron dans le matériau de cathode, son énergie peut être transmise à l'électron, si bien que celui-ci sort de la cathode avec l'énergie cinétique

(2) $$E_{kin} = h \cdot f - W$$

Le travail de sortie W est une grandeur qui dépend du matériau et qui s'élève, pour le césium par exemple, à env. 2 eV.

Dans l'expérience, ce rapport est utilisé pour définir la constante de Planck h. Une lumière d'une fréquence déterminée f passe au travers d'une anode de forme circulaire et tombe sur la cathode, où elle déclenche l'émission d'électrons. Le courant vers l'anode en résultant est mesuré avec un nanoampèremètre et ramené à zéro par compensation en appliquant une tension d'arrêt U_0 entre l'anode et la cathode. La lumière est prélevée sur des diodes luminescentes de différentes couleurs dont le spectre est suffisamment étroit, de sorte qu'on peut leur affecter une longueur d'onde λ

et par conséquent une fréquence

(3) $$f = \frac{c}{\lambda}$$

c =2.998x10^8 m/s

L'intensité de la lumière de la diode peut varier de 0 à 100%, si bien qu'il est possible de vérifier que l'énergie des électrons ne dépend pas de l'intensité de la lumière.

EVALUATION

A la valeur limite U_0 de la tension d'arrêt, le courant est ramené à zéro par compensation. Cette définition peut être RESUMEe à l'aide des équations (2) et (3) en

$$e \cdot U_0 = h \cdot f - W = h \cdot \frac{c}{\lambda} - W$$

où e=1.602 x 10^{-19} As : charge élémentaire

La constante de Planck prend donc la forme d'une droite en pente dans un diagramme, dans lequel les valeurs $E = e \cdot U_0$ sont représentées sur l'axe des y et les valeurs $f = \frac{c}{\lambda}$ sur l'axe des x.

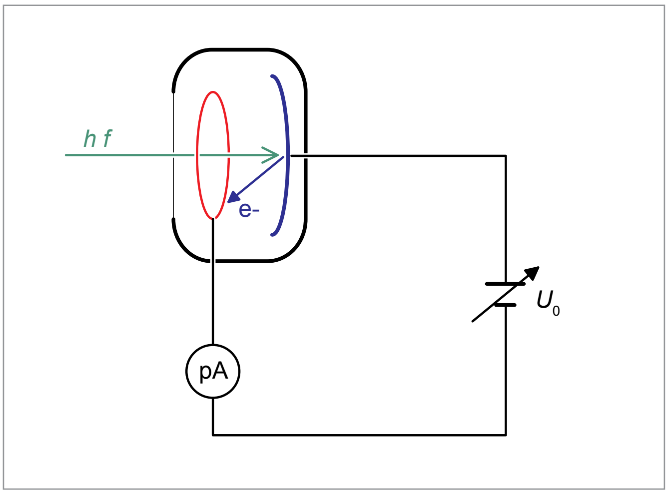


Fig. 1 Schéma du dispositif de mesure

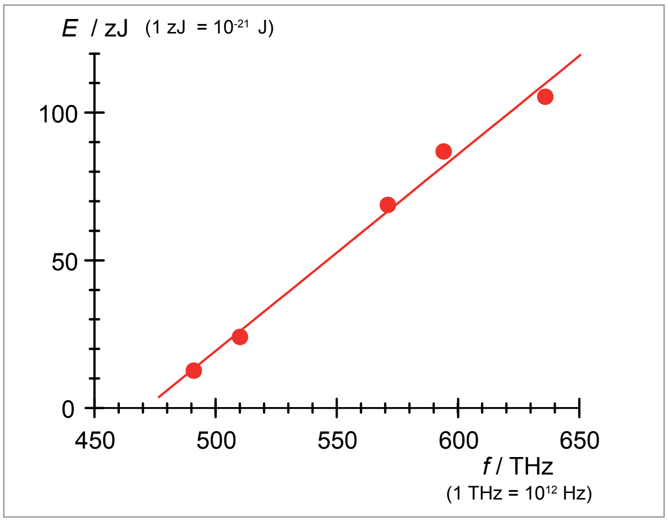


Fig. 2 Diagramme énergie/fréquence

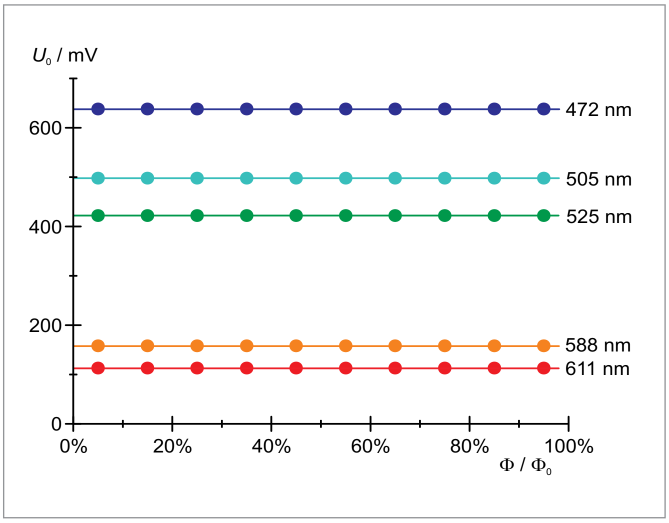
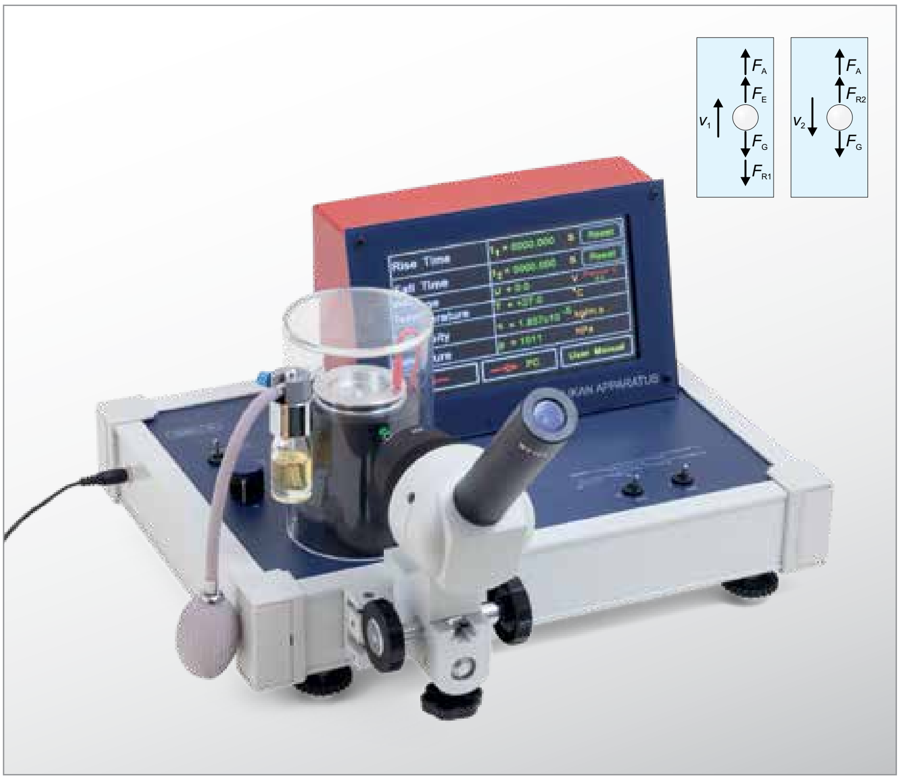


Fig. 3 Tension limite U_0 en fonction de l'intensité

UE5010400 | EXPERIENCE DE MILLIKAN



OBJECTIF

Confirmer la valeur de la charge élémentaire à l'aide de gouttelettes d'huile chargées d'après Millikan

RESUME

Dans les années 1910 à 1913, Robert *Andrews Millikan* réussit à déterminer la charge élémen-taire avec une précision alors inégalée et ainsi à confirmer la quantification des charges. L'expé-rience qui porte son nom repose sur la mesure de la quantité de charges de gouttelettes d'huile chargées qui montent dans l'air dans le champ électrique d'un condensateur à plaques et qui des-cendent sans champ électrique. Utilisé dans cette expérience, l'appareil de Millikan est un dispositif compact reposant sur le montage expérimental de Millikan, mais qui se passe de source de rayonnement radioactif.

EXERCICES

- Générer et sélectionner des gout-telettes d'huile chargées appropriées et les observer dans le champ électrique.
- Mesurer la vitesse de montée dans le champ électrique et la vitesse de descente sans champ électrique.
- Confirmer la valeur de la charge élémentaire.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil de Millikan (230 V, 50/60 Hz)	1018884 ou
	Appareil de Millikan (115 V, 50/60 Hz)	1018882

BASIC PRINCIPLES

Dans les années 1910 à 1913, *Robert Andrews Millikan* réussit à déterminer la charge élé-mentaire avec une précision alors inégalée et ainsi à confirmer la quantification des charges, ce qui lui valut d'obtenir le prix Nobel de physique. L'expérience qui porte son nom repose sur la mesure de la quantité de charges de gouttelettes d'huile chargées qui montent dans l'air dans le champ électrique d'un condensateur à plaques et qui descendent sans champ électrique. La valeur e = (1,592 ± 0,003)· 10^{-19} C qu'il a déterminée ne diverge que de 0,6 % de la valeur connue de nos jours.

Les forces qui agissent sur une gouttelette d'huile considérée sphérique et se trouvant dans l'air dans le champ électrique d'un condensateur à plaques sont : le poids

(1) $$F_G = m_2 \cdot g = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_2 \cdot g$$

m_2 : masse de la gouttelettes d'huile,r_0 : rayon de la gouttelettes d'huile,
ρ_2 : densité d'huile, g : accélération de la pesanteur

la force ascensionnelle dans l'air,

(2) $$F_A = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_1 \cdot g$$

ρ_1: Densité de l'air

la force dans le champ électrique *E*,

(3) $$F_E = q_0 \cdot E = \frac{q_0 \cdot U}{d}$$

q_0 : charge de la gouttelette d'huile,
U : tension électrique appliquée entre les plaques de condensateur,
d : écart des plaques de condensateur

et la force de frottement de Stokes

(4) $$F_{R1,2} = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot v_{1,2}$$

η: viscosité de l'air, v_1 : vitesse de montée, v_2 : vitesse decente
Lorsque la gouttelette d'huile monte dans le champ électrique, les forces s'équilibrent

(5) $$F_G + F_{R1} = F_E + F_A$$

et en cas de descente sans champ électrique :

(6) $$F_G = F_{R2} + F_A .$$

Pour le rayon et la charge de la gouttelette d'huile, il en résulte :

(7) $$r_0 = \sqrt{\frac{9}{2} \cdot \frac{\eta \cdot v_2}{(\rho_2 - \rho_1) \cdot g}}$$

et

(8) $$q_0 = \frac{6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d \cdot (v_1 + v_2)}{U} \cdot r_0$$

Les très petits rayons r_0 se situent dans l'ordre de grandeur de la longueur de parcours libre moyenne de la molécule d'air, de sorte qu'il faut corriger la force de frottement de Stokes. Pour le rayon corrigé r et la charge corri-gée q, il en résulte :

(9) $$r = \sqrt{r_0^2 + \frac{A^2}{4}} - \frac{A}{2} \quad \text{avec} \quad A = \frac{b}{p}$$

b = 82 µm·hPa = constant, p : pression d'air

(10) $$q = q_0 \cdot \left(1 + \frac{A}{r}\right)^{-1,5}$$

Utilisé dans cette expérience, l'appareil de Millikan est un dispositif compact reposant sur le montage expérimental de Millikan, mais qui se passe de source de rayonnement radioactif. Les gouttelettes d'huile char-gées sont générées par un pulvérisateur d'huile et, par la suite, leur état de charge aléatoire n'est plus influencé de l'extérieur. Tout comme dans le montage de Millikan, les gouttelettes d'huile sont alimentées par le haut dans la chambre d'expérimentation. L'observation avec un microscope de mesure permet de sélection-ner et de déterminer la charge de goutte-lettes d'huile appropriées. Pour chaque gouttelette d'huile, on détermine le temps de montée en présence d'un champ électrique et le temps de descente en l'absence d'un champ électrique pour un parcours entre deux repères choisis sur le réticule gradué. La polarité des plaques à condensa-teur est choisie en fonction du signe de la charge. Comme variante, on peut maintenir en suspension dans le champ électrique les gouttelettes d'huile à mesurer.
Le temps de montée et de descente mesuré d'une gouttelette d'huile char-gée, la tension électrique réglée ainsi que des paramètres signi-ficatifs pour l'évaluation (température, viscosité et pression) s'affichent à l'écran tactile.

EVALUATION

Les temps de montée et de descente mesurés t_1 et t_2 per-mettent de déterminer les vitesses de montée et de descente

$$v_{1,2} = \frac{s}{V \cdot t_{1,2}}$$

s : distance entre deux repères sélectionnés
sur le réticule gradué,
V = 2 : agrandissement d'objectif

et, selon l'équation (10), la charge q de la gouttelette d'huile. Les charges qi déterminées à partir des mesures (Tab. 1) sont divisées par un nombre entier n_i de sorte que les valeurs qui en résultent présentent la plus petite dispersion possible autour de la moyenne. L'écart standard sert de référence à la dispersion. On détermine la meilleure estimation e pour la charge élémentaire ainsi que l'erreur standard Δe à partir des valeurs e_i des différentes mesures et de leurs erreurs de mesure Δe_i (Tab. 1) en formant la moyenne pondérée de la manière suivante :

$$e \pm \Delta e = \frac{\sum w_i \cdot e_i}{\sum w_i} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum w_i}} \quad \text{where} \quad w_i = \left(\frac{1}{\Delta e_i}\right)^2$$

Avec les valeurs du Tab. 1, il en résulte :

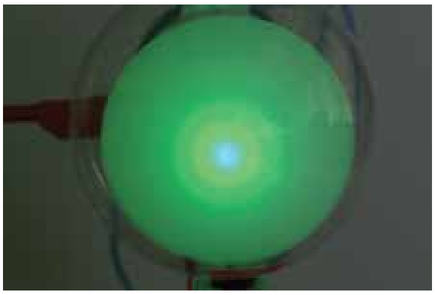
$$e \pm \Delta e = \frac{1286}{799} \pm \frac{1}{28} = (1.61 \pm 0.04) \cdot 10^{-19}\ \mathrm{C}$$

Plus on enregistre de valeurs de mesure, plus le résultat est pertinent. Autrement dit, plus l'échantillon est volumineux, plus le nombre n de charges sur les gouttelettes d'huile est petit. En raison des imprécisions, notamment de l'écart des plaques à condensateur et de la lecture sur la graduation du micro-scope, il est recommandé d'avoir $n \leq 7$.

Tab. 1 : Charges mesurées q_i de dix gouttelettes d'huile dif-férentes et valeur e_i qui en résulte pour la charge élémentaire

i	**Polarité**	**qi** 10^{-19} **C**	Δq_i 10^{-19} **C**	***n***	e_i 10^{-19} **C**	Δe_i 10^{-19} **C**
1	+/−	-11,1	0,9	-7	1,59	0,13
2	+/−	-7,9	0,6	-5	1,58	0,12
3	+/−	-6,2	0,4	-4	1,55	0,10
4	−/+	3,5	0,2	2	1,75	0,10
5	−/+	4,9	0,3	3	1,63	0,10
6	−/+	6,3	0,5	4	1,58	0,13
7	−/+	6,6	0,4	4	1,65	0,10
8	−/+	7,6	0,6	5	1,52	0,12
9	−/+	10,2	0.8	6	1,70	0,13
10	−/+	10,6	0,8	7	1,51	0,11

UE5010500 | DIFFRACTION D’ELECTRONS



OBJECTIF
Observation de la diffraction d’électrons sur graphite polycristallin et confirmation de la nature ondulatoire des électrons

EXERCICES

- Détermination du diamètre des deux anneaux de diffraction pour différentes tensions d’accélération.
- Détermination de la longueur d’onde des électrons pour différentes tensions d’accélération à partir de la condition de Bragg.
- Confirmation de l’hypothèse de Broglie pour la longueur d’onde.

RESUME
La diffraction d’électrons sur un film graphite polycristallin démontre la nature ondulatoire des électrons. L’on observe sur l’écran fluorescent des tubes de diffraction d’électrons deux anneaux de diffraction placés autour d’une tâche centrale dans la direction du faisceau. Ces anneaux sont générés par la diffraction d’électrons sur les plans réticulaires des microcristaux sur le film graphite qui satisfont à la condition de Bragg. L’observation est comparable au résultat de la diffraction Debye-Scherrer de rayons X sur une poudre cristalline.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube de diffraction d’électrons S	1013889
1	Support pour tube S	1014525
1	Alimentation haute tension 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 ou
	Alimentation haute tension 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES
En 1924, *Louis de Broglie* émet l’hypothèse que les particules possèdent fondamentalement des caractéristiques ondulatoires où la longueur d’onde dépend de l’impulsion. Ses réflexions ont été confirmées par *C. Davisson* et *L. Germer* par le biais de la diffraction d’électrons sur du nickel cristallin.

Pour expliquer le rapport entre la longueur d’onde λ d’une particule et son impulsion p, de Broglie pose l’équation

(1) $$\lambda = \frac{h}{p}$$

h: Constante de Planck

Cette équation peut être transformée, pour les électrons qui ont subi une tension d’accélération U_A en l’équation

(2) $$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m \cdot e \cdot U_A}}$$

m: Masse d'électron, *e*: Charge élémentaire

Si la tension d'accélération est de 4 kV, il est alors possible d'attribuer aux électrons une longueur d'onde d'environ 20 pm.

Dans l'expérience, la nature ondulatoire des électrons dans un tube de verre sous vide est démontrée par diffraction sur graphite polycristallin. Sur l'écran fluorescent du tube en verre, l'on observe des anneaux de diffraction autour d'une tâche centrale dans la direction du faisceau et dont le diamètre dépend de la tension d'accélération. Ces anneaux sont générés par diffraction d'électrons sur les plans réticulaires de microcristaux qui satisfont à la condition de Bragg

(3) $$2 \cdot d \cdot \sin\vartheta = n \cdot \lambda$$

ϑ: Angle de Bragg, *n*: Ordre de diffraction,
d: Distance entre les plans réticulaires

(cf. fig. 2). Le diamètre de l'anneau de diffraction attribué à l'angle de Bragg ϑ est de

(4) $$D = 2 \cdot L \cdot \tan 2\vartheta$$

L: Distance entre film graphite et écran fluorescent

Comme le graphite présente une structure cristalline avec deux distances de plans réticulaires d_1 = 123 pm et d_2 = 213 pm (cf. fig. 3), l'on observera dans le premier ordre de diffraction (n = 1) deux anneaux de diffraction avec les diamètres D_1 et D_2.

EVALUATION

La longueur d'onde λ peut être définie à partir des diamètres des deux anneaux de diffraction et des distances de plans réticulaires en appliquant la condition de Bragg. Pour un petit angle d'ouverture, l'on obtient :

$$\lambda = 2 \cdot d_{1/2} \cdot \sin\left(\frac{1}{2} \cdot \arctan\left(\frac{D_{1/2}}{2 \cdot L}\right)\right)$$

La longueur d'onde ainsi calculée sera comparée avec celle calculée avec (2).

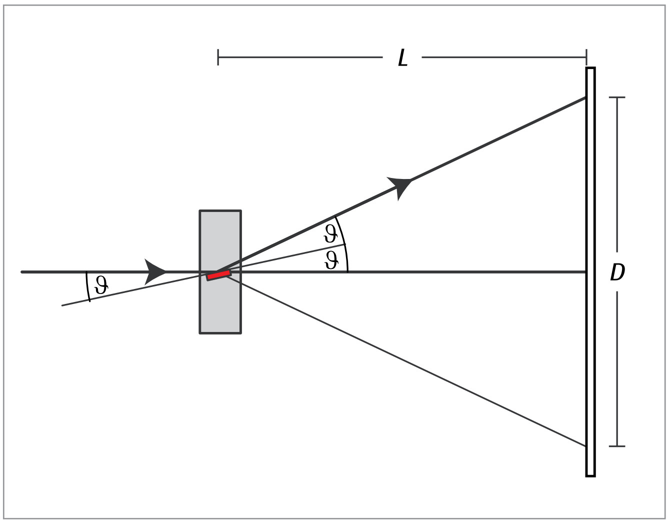


Fig. 2 Réflexion de Bragg sur un ensemble « adapté » de plans réticulaires d'un cristal sélectionné sur un film graphite

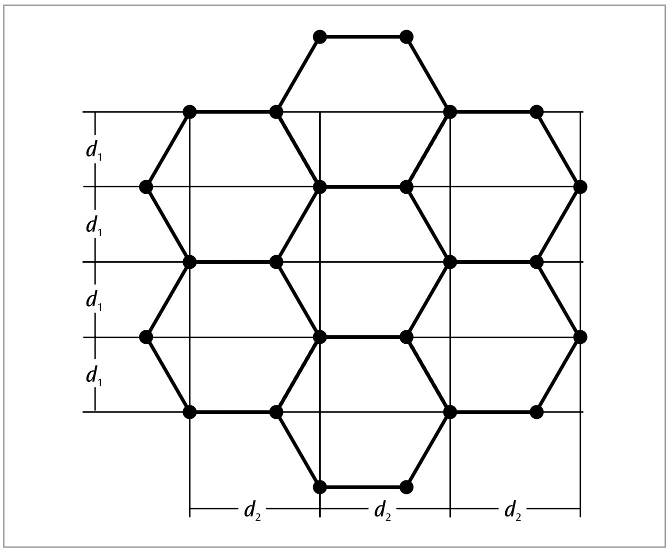


Fig. 3 Structure cristalline du graphite

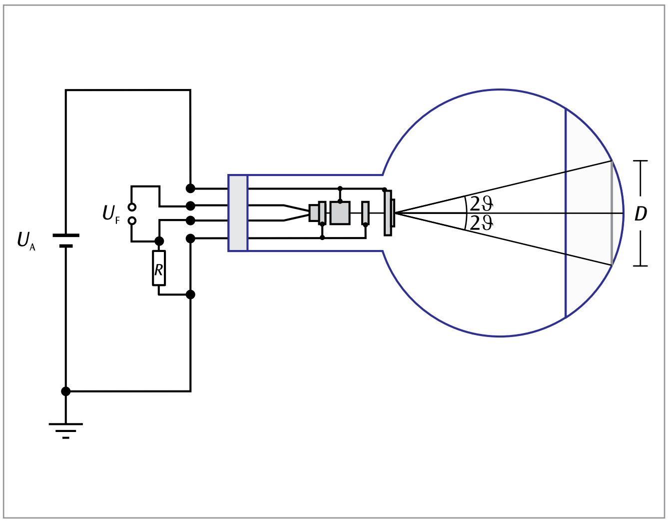


Fig. 1 Représentation schématique des tubes de diffraction d'électrons

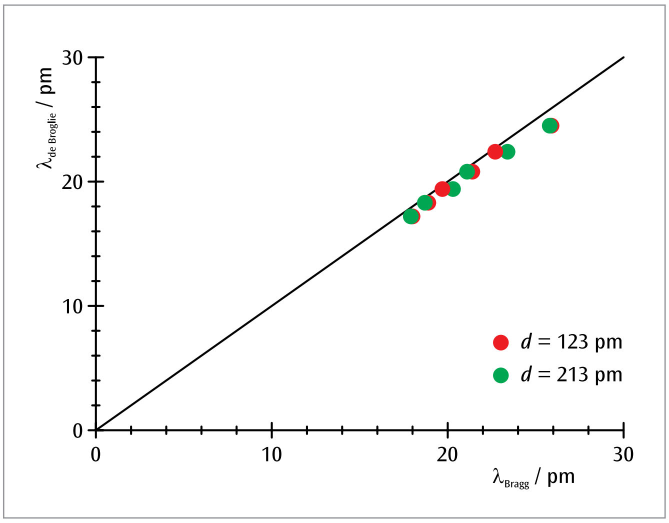
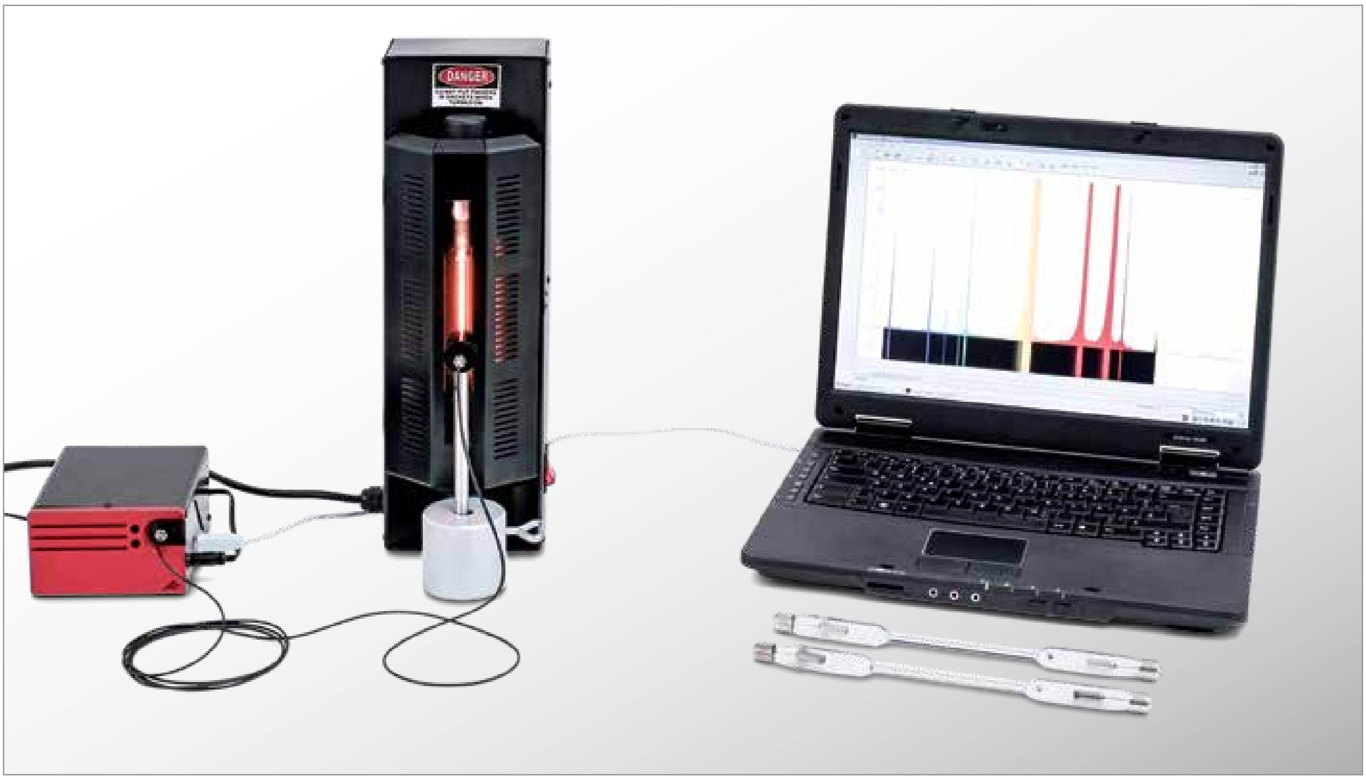


Fig. 4 Longueur d'onde calculée à partir de la condition de Bragg en fonction de la longueur d'onde de Broglie

UE5020100 | SPECTRES DE RAIES I



EXERCICES

- Enregistrer le spectre de raies de l'hydrogène.
- Déterminer les fréquences des spectres H_α, H_β, H_γ et H_δ à partir de la série de Balmer de l'hydrogène.
- Calculer les constantes de Rydberg.
- Enregistrer et évaluer les spectres de raies de gaz nobles et de vapeurs de métaux.

OBJECTIF

Enregistrement et évaluation de la série de Balmer de l'hydrogène et d'autres spectres de raies dans le domaine visible

RESUME

Les spectres de raies provenant des atomes émettant de la lumière sont caractéristiques pour l'élément chimique. Mais leur complexité augmente avec le nombre atomique des éléments. En revanche, la partie visible du spectre de l'hydrogène atomique s'explique aisément à l'aide du modèle atomique de Bohr.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Spectromètre LD, numérique	1018103
1	Alimentation pour tubes spectraux (230 V, 50/60 Hz)	1000684 ou
	Alimentation pour tubes spectraux (115 V, 50/60 Hz)	1000683
1	Tube spectral hydrogène	1003409
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
En plus recommandé :		
1	Tube spectral hélium	1003408
1	Tube spectral néon	1003413
1	Tube spectral argon	1003403
1	Tube spectral krypton	1003411
1	Tube spectral mercure	1003412
1	Tube spectral brome	1003404
1	Tube spectral iode	1003410

GENERALITES

Les atomes émettant de la lumière dans un gaz lumineux produisent des spectres constitués de nombreuses raies qui sont séparées entre elles, même si elles peuvent apparaître en grand nombre à certains endroits. Les raies sont caractéristiques de l'élément chimique, car chacune d'elles correspond à une transition entre deux niveaux d'énergie distincts dans l'enveloppe électronique de l'atome.

Dans le domaine visible, le spectre d'émission de l'hydrogène atomique présente quatre raies H_α, H_β, H_γ et H_δ qui se suivent dans une série complète dans l'ultraviolet. En 1885, *J.J. Balmer* a établi une formule empirique pour les fréquences de cette série :

(1)
$$\nu = R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

n = 3, 4, 5, 6 ...

R = 3290 THz: Constante de Rydberg

Plus tard, la série de fréquences a pu être expliquée aisément à l'aide du modèle atomique de Bohr sur la base de l'énergie cédée par l'électron lors de sa transition de couches supérieures à la deuxième couche de l'atome d'hydrogène.

Le spectre de raies de l'atome d'hélium, qui ne contient pourtant qu'un électron de plus, est déjà bien plus complexe que celui de l'atome d'hydrogène, car les spins des deux électrons peuvent s'orienter dans un axe parallèle ou antiparallèle et occuper ainsi un nombre quelconque de niveaux d'énergie différents dans l'atome d'hélium.

La complexité continue à augmenter pour tous les autres éléments chimiques. Mais dans tous les cas, le spectre de raies est caractéristique pour l'élément.

EVALUATION

Dans la représentation $\nu = f(1/n^2)$, les fréquences de la série de Balmer se situent sur une droite lorsqu'on assigne à la raie H_α le nombre n = 3, à la raie H_β la valeur n = 4, etc. (voir la figure 1).

La pente de la droite correspond à la constante de Rydberg R.

Le point d'intersection avec l'axe x se situe à 0,25, car les transitions de la série de Balmer sont orientées vers le niveau d'énergie n = 2.

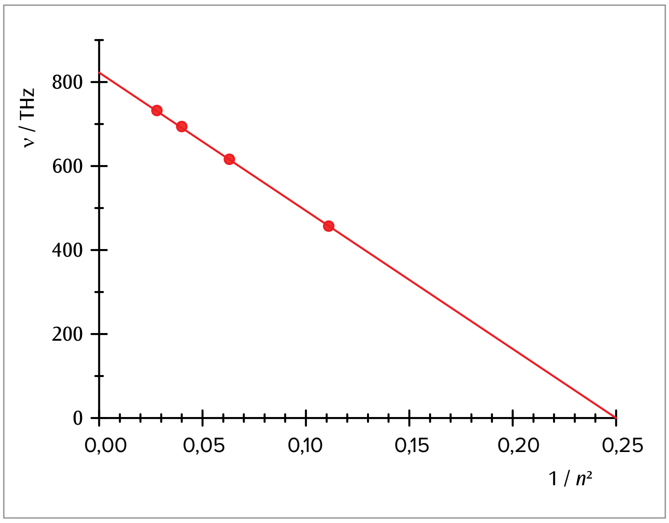


Fig. 1 Fréquences de transition de la série de Balmer en fonction de $1/n^2$

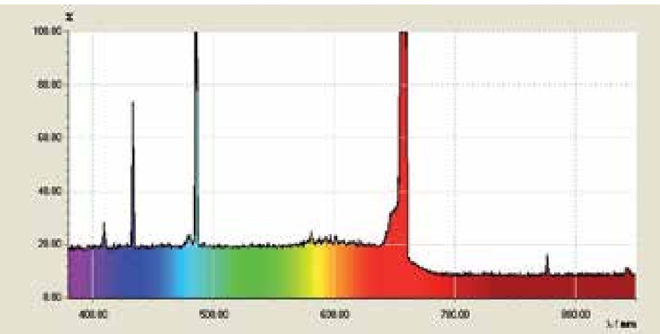


Fig. 2 Spectre de raies de l'hydrogène atomique

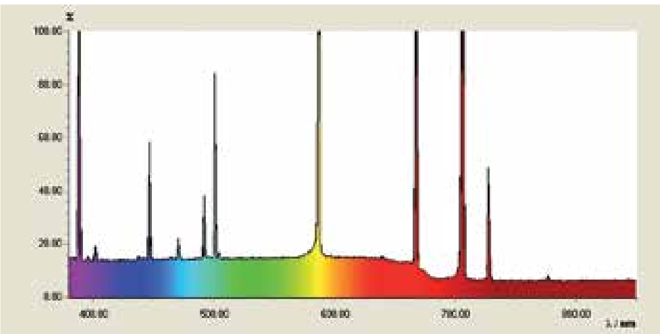


Fig. 3 Spectre de raies de l'hélium

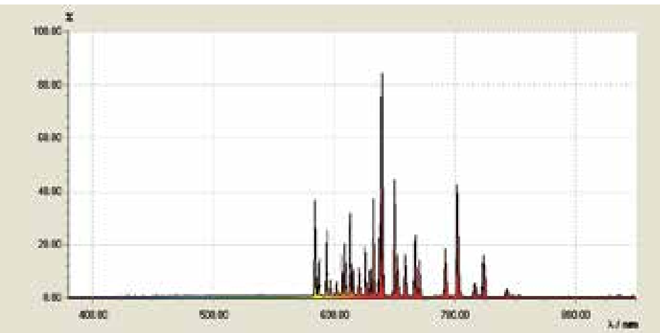


Fig. 4 Spectre de raies du néon

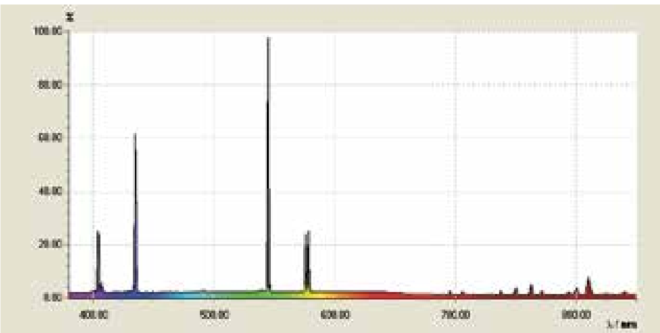


Fig. 5 Spectre de raies du mercure

UE5020150 | SPECTRES DE RAIES II

EXERCICES

- Démontrer la structure fine dans la raie D du sodium.
- Mesurer les raies d'absorption dans le spectre solaire.
- Mesure à haute résolution des raies spectrales d'autres atomes.

OBJECTIF

Mesure à haute résolution de raies d'absorption et d'émission

RESUME

La capacité de résolution d'un spectromètre est souvent évaluée en fonction de sa capacité de séparer les deux raies D du sodium. Dans l'expérience, on utilise un spectromètre numérique qui permet cette opération.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Spectromètre HD, numérique	1018104
1	Alimentation pour lampes spectrales (230 V, 50/60 Hz)	1021409 ou
	Alimentation pour lampes spectrales (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lampe spectral Na	1003541
2	Socle de serrage, 1000 g	1002834
En plus recommandé :		
1	Lampe spectral Hg 100	1003545
1	Lampe spectral Hg/ Cd	1003546

GENERALITES

La capacité de résolution d'un spectromètre caractérise la limite de performance de l'appareil. Il indique l'écart minimum des longueurs d'onde entre deux raies spectrales voisines encore séparées. Une paire célèbre de raies est le doublet de la raie D du sodium avec un écart des longueurs d'onde de 0,6 nm. La capacité de résolution d'un spectromètre est souvent évaluée en fonction de la capacité de séparer ces deux raies.

La raie D du sodium se forme par émission lors de la transition de l'électron 3s de sodium de l'état 3p excité vers l'état initial. Comme le spin électronique et le moment cinétique orbital sont couplés (couplage spin-orbite), l'état 3p est divisé en deux états fins avec un moment cinétique total j = 1/2 ou j = 3/2. La différence d'énergie des deux états fins s'élève à 0,0021 eV, les longueurs d'onde des transitions vers l'état initial à 588,9950 nm (D2) et 589,5924 nm (D1). Dans l'expérience, on utilise un spectromètre numérique qui permet une résolution de la structure fine dans la raie D du sodium. La décomposition spectrale de la lumière incidente est provoquée par l'emploi d'un réseau de 1 200 raies par mm dans un monochromateur de Czerny-Turner. La plage spectrale, répartie sur une matrice CCD de 3600 pixels, est mesurable entre 400 et 700 nm. Par conséquent, un pixel est disponible pour chaque intervalle de longueur d'onde de 0,08 nm. On obtient ainsi une capacité de résolution de 0,5 nm. La structure fine dans la raie D du sodium peut donc être mesurée.

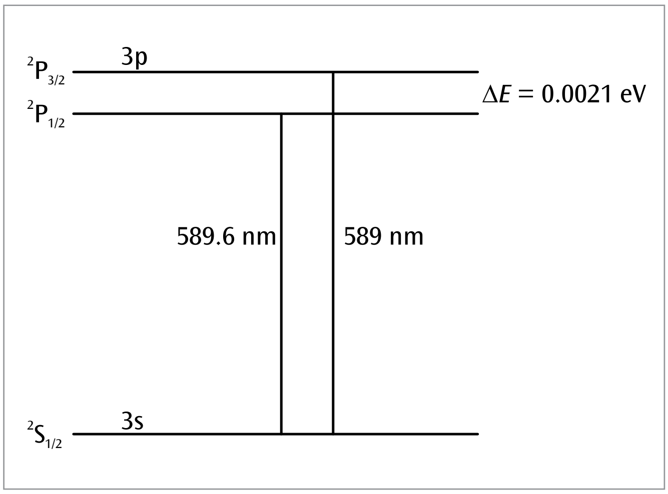


Fig. 1 Diagramme de Grotrian simplifié du sodium

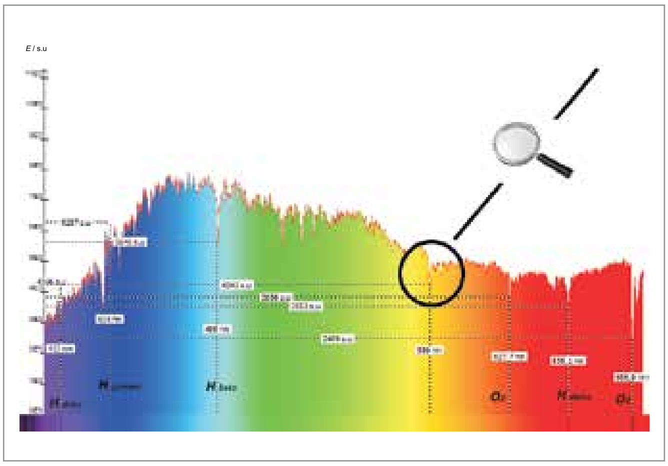


Fig. 2 Raies d'absorption dans le spectre solaire

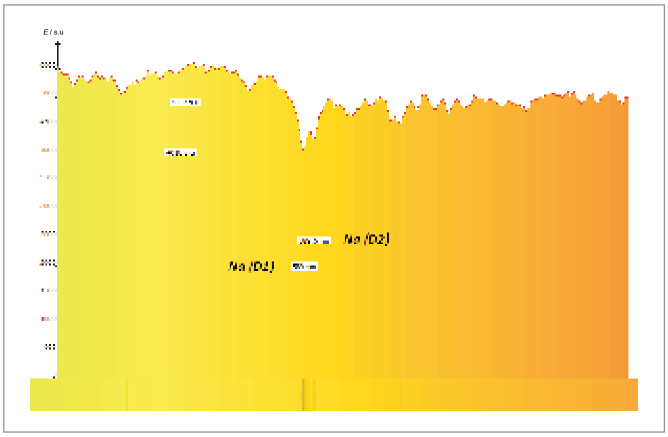


Fig. 3 Raies d'absorption du sodium dans le spectre solaire

UE5020300 | EXPERIENCE DE FRANCK ET HERTZ SUR LE MERCURE

EXERCICES

- Mesure du courant de plaque I en fonction de la tension U entre la cathode et la grille.
- Détermination de l'écart ΔU des maxima ou minima de courant.
- Comparaison entre l'écart de tension et l'énergie d'excitation des atomes de mercure.

OBJECTIF

Enregistrement et évaluation de la courbe de Franck et Hertz sur le mercure

RESUME

L'expérience de Franck et Hertz permet d'observer l'émission d'énergie des électrons après une collision inélastique lors du passage à travers la vapeur de mercure. Cette émission est progressive, car la collision entraîne une transmission d'énergie dans l'atome de mercure. L'expérience fournit ainsi la confirmation du modèle d'atome de Bohr et les niveaux d'énergie discrets dans les atomes.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube de Franck et Hertz au Hg et four de chauffage (230 V, 50/60 Hz)	1006795 ou
	Tube de Franck et Hertz au Hg et four de chauffage (115 V, 50/60 Hz)	1006794
1	Appareil pour l'expérience de Franck et Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 ou
	Appareil pour l'expérience de Franck et Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Oscilloscope numérique 2x30 MHz	1020910
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Cordon HF	1002746
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

En 1914, *James Franck* et *Gustav Hertz* rapportèrent que des électrons cédaient progressivement leur énergie au passage à travers la vapeur de mercure et qu'on pouvait observer en même temps l'émission de la ligne ultraviolette (λ = 254 nm) du mercure. Quelques mois plus tard, *Niels Bohr* y reconnut une preuve du modèle d'atome qu'il avait développé. Aussi l'expérience de Franck et Hertz sur le mercure constituetelle une expérience classique permettant de confirmer la théorie quantique.

Dans un tube en verre sous vide, on trouve successivement une cathode chauffée C, une grille G et une électrode A (cf. Fig. 1). Des électrons s'échappant par la cathode sont accélérés vers la grille par une tension U. Ils traversent la grille et contribuent au courant I lorsque leur énergie cinétique suffit à surmonter la contre-tension (tension de retard) U_{GA} entre la grille et la plaque. En outre, le tube contient une goutte de mercure qui est réchauffée à une pression de vapeur d'environ 15 hPa.

Au fur et à mesure qu'augmente la tension U, le courant de plaque I augmente également dans un premier temps, car de plus en plus d'électrons sont aspirés par le champ électrique croissant du nuage de charge autour de la cathode. A partir d'une certaine valeur $U = U_1$ toutefois, juste avant d'atteindre la grille, les électrons ont suffisamment d'énergie cinétique pour céder par une collision inélastique l'énergie requise à l'excitation d'un atome de mercure. Le courant de plaque chute pratiquement jusqu'à zéro, car les électrons ne sont plus en mesure de surmonter la contre-tension après la collision. La tension continuant à augmenter, les électrons présentent l'énergie nécessaire à l'excitation d'un atome de mercure toujours plus tôt devant la grille. Après la collision, ils sont de nouveau accélérés et obtiennent suffisamment d'énergie cinétique pour accéder à la plaque. Le courant de plaque recommence donc à augmenter.

En présence d'une tension encore plus élevée $U = U_2$, les électrons prennent une deuxième fois une telle quantité d'énergie après la première collision qu'ils peuvent exciter un deuxième atome de mercure. Avec cette tension, le courant de plaque chute considérablement pour augmenter de nouveau lorsque la tension augmente, jusqu'à ce qu'il retombe une troisième fois et, si les tensions sont encore plus élevées, plusieurs fois par la suite.

NOTE

La première valeur de tension U_1 ne se situe pas à 4,9 V, mais est décalée de la tension de contact régnant entre la cathode et la grille.

EVALUATION

Les tensions U_1, U_2, U_3, ..., où le courant chute fortement dans la caractéristique mesurée $I(U)$, présente un écart constant ΔU = 4,9 V. Cet écart correspondant à l'énergie d'excitation E_{Hg} = 4,9 eV (λ = 254 nm) des atomes de mercure depuis l'état initial $^1S_0$ au premier état $^3P_1$. On a l'équation suivante :

(1) $$E_{Hg} = e \cdot \Delta U$$

e : Charge élémentaire

Le résultat de la mesure résulte donc de l'absorption discrète de l'énergie par les atomes de mercure en cas de collision inélastique et ainsi de la cession d'une part fixe d'énergie par les électrons.

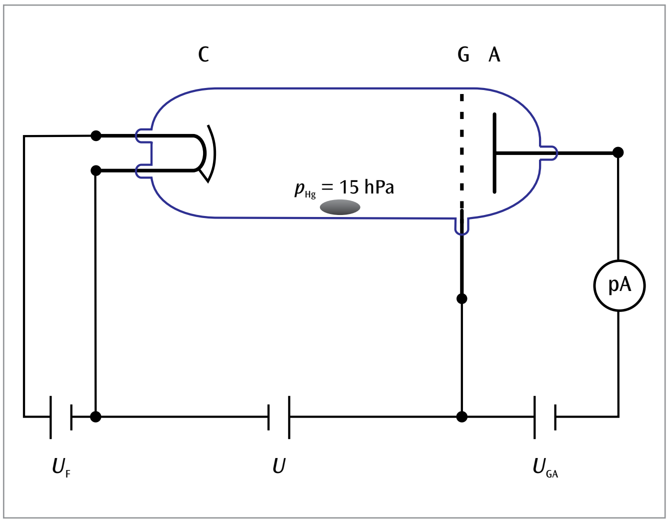


Fig. 1 Structure schématique de l'enregistrement de la courbe de Franck et Hertz sur le mercure

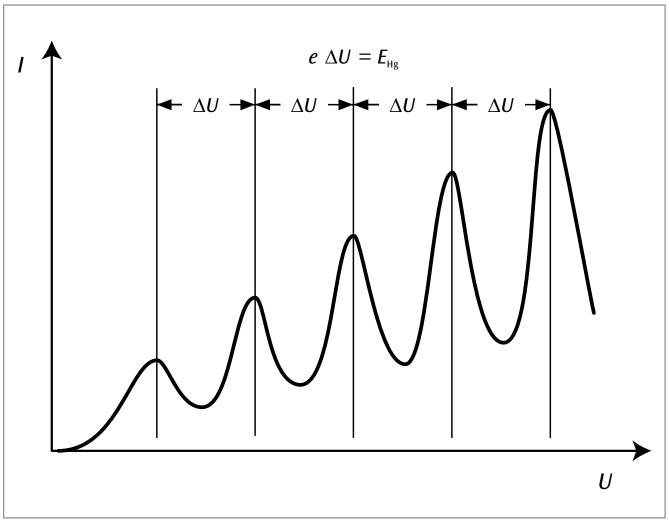


Fig. 2 Courant de plaque I en fonction de la tension d'accélération U

UE5020400
EXPERIENCE DE FRANCK ET HERTZ SUR LE NEON

EXERCICES

- Mesure du courant de plaque *I* en fonction de la tension *U* entre la cathode et la grille.
- Comparaison entre la position des maxima de courant et les énergies d'excitation des atomes de néon.
- Observation de la lumière émise par les atomes de néon excités.
- Détermination du nombre de couches lumineuses à différentes tensions d'accélération.

OBJECTIF

Enregistrement et évaluation de la courbe de Franck et Hertz sur le néon et observation de l'émission de lumière

RESUME

L'expérience de Franck et Hertz sur le néon permet d'observer l'émission d'énergie des électrons après une collision inélastique lors du passage à travers la vapeur de néon. Cette émission est progressive, car les collisions entraînent des transmissions d'énergie caractéristiques dans les atomes de néon. Les atomes excités émettent de la lumière dans la gamme visible.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube de Franck et Hertz au néon	1000912
1	Appareil pour l'expérience de Franck et Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 ou
	Appareil pour l'expérience de Franck et Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Oscilloscope numérique 2x30 MHz	1020910
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Cordon HF	1002746
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Au cours de l'expérience de Franck et Hertz sur le néon, des atomes de néons sont excités par une collision inélastique d'électrons. Les atomes excités émettent une lumière visible qui peut être observée directement. On reconnaît les zones de forte densité lumineuse ou d'excitation, dont la position entre la cathode et la grille dépend de la différence de tension entre les deux.

Dans un tube en verre sous vide, rempli de néon à une pression de 10 hPa, on trouve successivement une cathode chauffée C, une grille de commande S, une grille G et une électrode A (cf. Fig. 1). Des électrons s'échappant par la cathode sont accélérés vers la grille par une tension *U*. Ils traversent la grille et contribuent au courant *I* lorsque leur énergie cinétique suffit à surmonter la contre-tension U_{GA} entre la grille et la plaque.
La caractéristique *I*(*U*) (cf. Fig. 2) est similaire à celle de l'expérience de Franck et Hertz sur le

mercure, mais à des intervalles de tension d'environ 19 V. En d'autres termes, le courant de plaque chute pratiquement à zéro à une certaine valeur $U = U_1$, car, par la collision inélastique, les électrons atteignent juste avant la grille suffisamment d'énergie cinétique pour céder l'énergie requise à l'excitation d'un atome de néon. En même temps, on observe à proximité de la grille une lumière rouge-orange, car l'une des transitions des atomes de néon de relaxation émet une lumière de cette couleur. La zone lumineuse se déplace vers la cathode au fur et à mesure qu'augmente la tension U, en même temps le courant de plaque I augmente à nouveau.
Si la tension $U = U_2$ est encore plus élevée, le courant de plaque chute fortement et l'on observe deux zones lumineuses : l'une au milieu, entre la cathode et la grille, et l'autre directement à hauteur de la grille. Les électrons prennent une deuxième fois une telle quantité d'énergie après la première collision qu'ils peuvent exciter un deuxième atome de néon.
Au fur et à mesure que les tensions continuent à augmenter, on peut observer une diminution du courant de plaque et d'autres couches lumineuses.

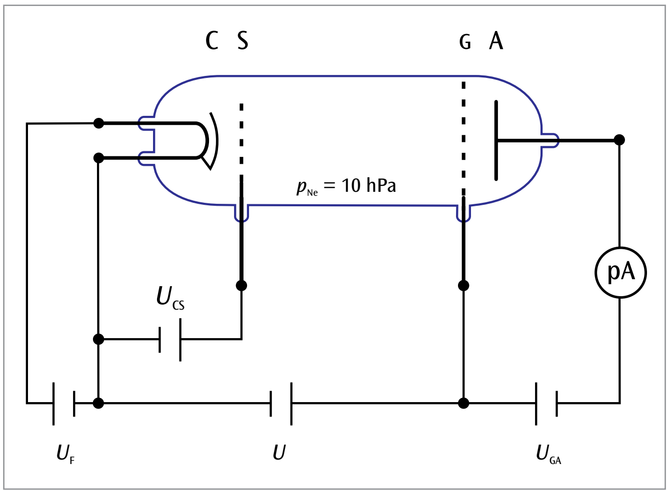


Fig. 1 Structure schématique de l'enregistrement de la courbe de Franck et Hertz sur le néon

NOTE

Le premier minimum ne se situe pas à 19 V, mais est décalé de la tension de contact régnant entre la cathode et la grille. Les lignes spectrales du néon peuvent être observées et mesurées sans problème à l'aide du spectroscope (1003184), lorsqu'on choisit la tension maximale U.

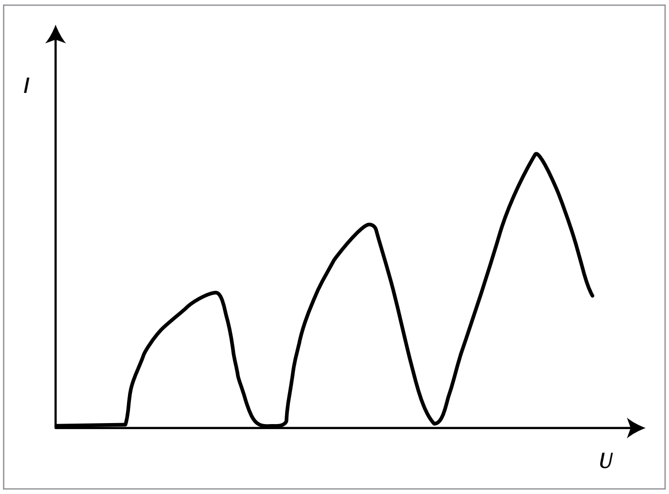


Fig. 2 Courant de plaque I en fonction de la tension d'accélération U

EVALUATION

La caractéristique $I(U)$ présente plusieurs maxima et minima : l'écart entre les minima s'élève à environ ΔU = 19 V, ce qui correspond aux énergies d'excitation des niveaux 3p dans l'atome de néon (cf. Fig. 3) qui seront très probablement excités. L'excitation des niveaux 3s ne peut pas être entièrement négligée et engendre une substructure dans la caractéristique $I(U)$.
Les zones lumineuses sont des zones de forte densité d'excitation et correspondent aux chutes de courant dans la caractéristique $I(U)$. L'augmentation de U d'environ 19 V entraîne la génération d'une couche lumineuse supplémentaire.

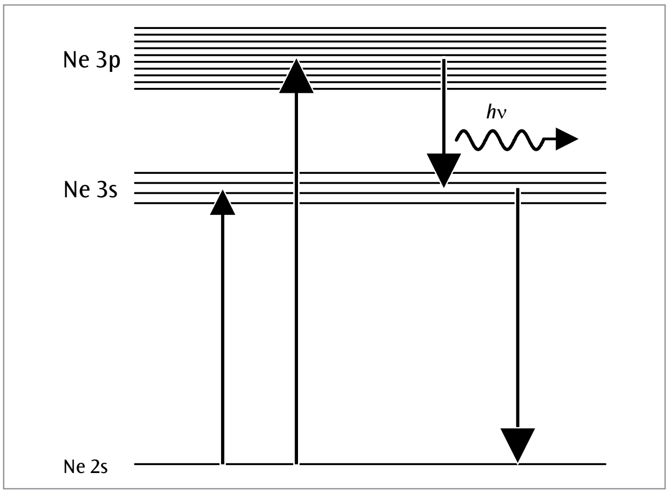
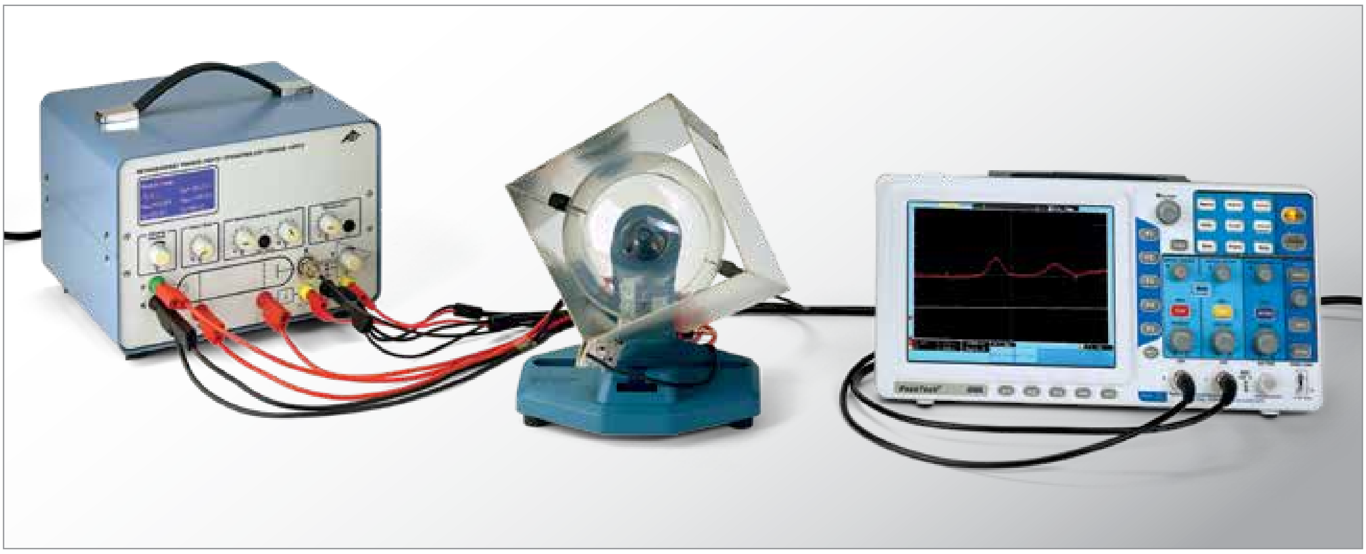


Fig. 3 Schéma de l'énergie des atomes de néon

UE5020500 | POTENTIELS CRITIQUES



EXERCICES

- Mesure du courant collecteur I_R en fonction de la tension d’accélération U_A.
- Comparaison de la situation des maxima de densité de courant avec les potentiels critiques de l’atome d’hélium.
- Identification de la double structure dans le schéma du terme spectral de l’hélium (orthohélium et parahélium).

OBJECTIF

Détermination des potentiels critiques de l’atome d’hélium

RESUME

Les potentiels critiques désignent de manière générale toutes les énergies d’excitation et d’ionisation présentes dans la couche électronique d’un atome. Les états afférents sont par exemple provoqués par bombardement électronique inélastique. Si l’énergie cinétique de l’électron correspond à un potentiel critique, l’électron perd complètement son énergie cinétique lors du bombardement électronique inélastique. Ce principe est utilisé dans le cadre d’un montage expérimental élaboré par G. Hertz pour la définition des potentiels critiques.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Tube aux potentielx critiquex S, remplissage d'Hélium	1022131
1	Support pour tube S	1014525
1	Appareil pour l'expérience de Franck et Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 ou
	Appareil pour l'expérience de Franck et Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Oscilloscope numérique 2x30 MHz	1020910
2	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843

GENERALITES

Le terme de potentiels critiques englobe toutes les énergies d’excitation et d’ionisation présentes dans l’enveloppe électronique d’un atome. Les états atomiques afférents sont par exemple provoqués par bombardement électronique inélastique. Si l’énergie cinétique de l’électron correspond à un potentiel critique, l’électron transmet entièrement son énergie cinétique à l’atome lors du bombardement électronique inélastique. Ce principe peut être utilisé dans le cadre d’un montage expérimental élaboré par G. Hertz pour la définition des potentiels critiques.

Dans un tube mis sous vide et rempli d’hélium, des électrons libres circulent de manière divergente à travers un espace à potentiel constant après la traversée d’une tension d’accélération U_A. Afin d’empêcher toute charge de la paroi du tube, l’intérieur est recouvert d’un matériau conducteur et relié à l’anode A par conduction (cf. fig. 1). Une électrode de collecteur R annulaire est disposée dans le tube ; elle n’est pas touchée par le faisceau d’électrons divergent, bien qu’elle soit soumise à un potentiel légèrement plus élevé.
On mesure le courant I_R – de l’ordre du picoampère – appliqué au collecteur en fonction de la tension d’accélération U_A. Il affiche des maxima caractéristiques, étant donné que les électrons qui se déplacent dans le tube subissent des chocs inélastiques avec les atomes d’hélium : si leur énergie cinétique

(1) $$E = e \cdot U_A$$

e : Charge élémentaire

correspond exactement à un potentiel critique de l’atome d’hélium, ils cèdent entièrement leur énergie cinétique aux atomes d’hélium. Dans ce cas, ils peuvent être aspirés par le collecteur et contribuer ainsi à l’augmentation de la densité du courant collecteur I_R. Avec l’augmentation progressive de la tension d’accélération, il est possible d’atteindre des niveaux d’excitation toujours plus élevés dans l’hélium, jusqu’à ce que l’énergie cinétique de l’électron suffise pour obtenir l’ionisation de l’atome d’hélium. A partir de cette valeur, le courant collecteur augmente continuellement,proportionnellement à l’augmentation de la tension d’accélération.

EVALUATION

Les couches des maxima de densité de courant sont comparées aux fins d’évaluation avec les valeurs fournies par les références bibliographiques sur les énergies d’excitation et le potentiel d’ionisation de l’atome d’hélium. Il faut tenir compte du fait que les maxima de ce que l’on appelle la tension de contact entre cathode et anode divergent des valeurs fournies par les références bibliographiques.

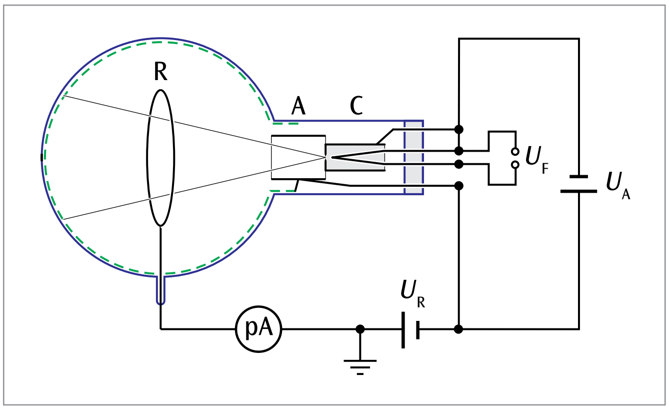


Fig. 1 Représentation schématique du tube à potentiel critique

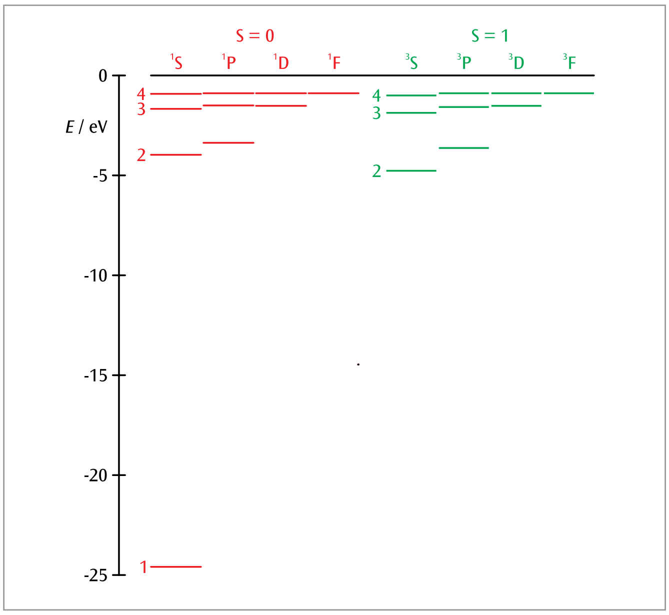


Fig. 2 : Schéma du terme spectral de l’hélium
rouge : Spin total S = 0 (parahélium),
vert : Spin total S = 1 (orthohélium)

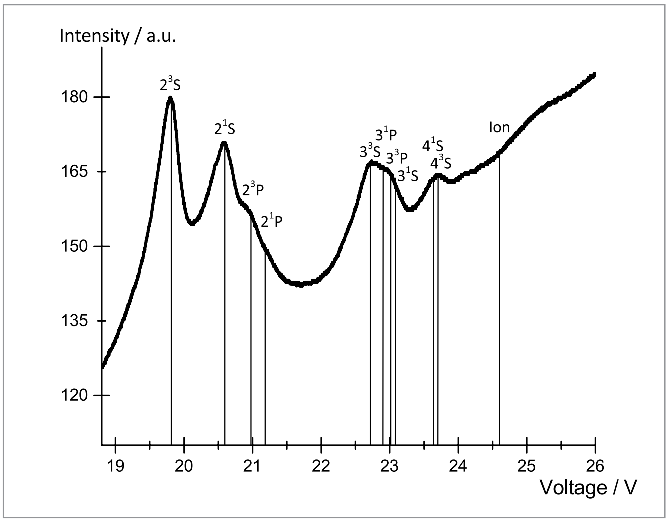


Fig. 3 : Courant collecteur I_R en fonction de la tension d’accélération U_A. Veuillez noter la scission du Parahélium 2^1S et les résonances de l'Orthohélium 2^3P.

UE5020700 | EFFET ZEEMAN NORMAL

OBJECTIF

Observation de la séparation en doublet et triplet de la raie rouge de cadmium dans un champ magnétique extérieur, due à l'effet Zeeman normal.

RÉSUMÉ

On étudie la séparation des raies spectrales (effet Zeemann longitudinal) en doublet ou en triplet (effet Zeeman transversal) due à ce que l'on appelle l'effet Zeeman « normal ». À cet effet, une lampe au cadmium est placée dans un champ magnétique et un étalon de Fabry-Pérot est utilisé pour effectuer l'analyse de la lumière émise. Lorsqu'on augmente l'intensité du champ magnétique, on peut observer directement la séparation continue dans les anneaux d'interférence. Cet équipement permet par ailleurs d'autres études décrites de façon détaillée dans le manuel d'expérimentation. Ils incluent l'analyse des propriétés de polarisation, la mesure du décalage effectif d'énergie des raies spectrales et la détermination de la valeur du magnéton de Bohr.

EXERCICES

- Sans appliquer de champ magnétique extérieur, utilisez l'étalon de Fabry-Pérot pour observer les anneaux d'interférence caractéristiques de la lumière émise à partir des atomes de cadmium.
- Mettez le champ en circuit et observez la séparation des anneaux d'interférence dans le doublet caractéristique de l'effet Zeemann longitudinal.
- Faites pivoter l'aimant en même temps que la lampe à cadmium. Étudiez l'effet Zeeman horizontal en observant la séparation en triplet.

AUTRES ÉTUDES :

- Examinez la polarisation des composantes de doublet et de triplet au moyen de la plaque quart d'onde avec fixation polarisante et filtre de polarisation.
- Spectroscopie avec un interféromètre Fabry-Pérot : déterminez les écarts entre les niveaux d'énergie en fonction du champ magnétique extérieur en mesurant le rayon des Anneaux d'interférence (UE5020700–2).
- Déterminez la valeur du magnéton de Bohr.

ÉQUIPEMENT REQUIS

Nombre	Appareil	Référence
1	Lampe Cd avec accessoires (230 V, 50/60 Hz)	1021366 ou
	Lampe Cd avec accessoires (115 V, 50/60 Hz)	1021747
1	Noyau en U	1000979
2	Bobine D, 900 spires	1012859
1	accessoire électromagnétique pour effet Zeeman	1021365
1	Alimentation CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 ou
	Alimentation DC 1-30V, 1−20A/115V	1022289
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm²	1002840
1	étalon de Fabry-Pérot	1020903
2	Lentille convergente sur tige f = 100 mm	1003023
1	Filtre de quart de longueur d'onde sur manche	1021353
1	élément de polarisation	1021364
1	Filtre de polarisation sur tige	1008668
1	Banc d'optique à section triangulaire D, 1000 mm	1002628
1	Pied optique D	1009733
5	Cavalier optique D, 90/36	1012401
1	support et filtre pour Moticam	1021367
1	Caméra numérique Moticam	1021162

NOTIONS DE BASE GÉNÉRALES

L'effet Zeeman renvoie à la séparation de niveaux d'énergie atomique ou raies spectrales en raison de l'action d'un champ magnétique extérieur ; il doit son appellation à P. Zeeman, le scientifique qui l'a découvert en 1896.

L'effet Zeeman normal ne survient qu'aux transitions entre les états atomiques avec le spin total S = 0. Le moment angulaire total J = L + S d'un état correspond alors au moment angulaire orbital L; soit J = L. Il génère un moment magnétique

(1) $$\mu=\frac{\mu_B}{\hbar}\cdot J$$

où le magnéton de Bohr correspond à

(2) $$\mu_B=-\frac{1}{2}\cdot\frac{e}{m_e}\cdot\hbar$$

$\hbar$ =h/2 π : constante de Planck diminuée, e : charge élémentaire, m_e : masse d'électron

Dans un champ magnétique extérieur (Fig. 3)

(3) $$B=\begin{pmatrix}0\\0\\B\end{pmatrix}$$

Le moment magnétique possède l'énergie

(3) $$E=\mu\cdot B=\mu_z\cdot B$$

Compte tenu de la quantification de l'espace, la composante J_z du moment angulaire total parallèlement au champ magnétique ne peut avoir que les valeurs suivantes

(4) $$J_z=M_J\cdot\hbar \text{ avec } M_J=-J,-(J-1),\ldots,(J-1),J$$

J : nombre quantique du moment angulaire total

Dans ce cas, le nombre quantique du moment angulaire total J se décompose en $2J+1$ composantes équidistantes qui se distinguent entre elles par le nombre quantique magnétique M_J Avec l'éq. (1), il s'ensuit que

(6) $$\mu_z=\frac{\mu_B}{\hbar}\cdot J_z\,,$$

où conformément à l'équation (3)

(7) $$E=\mu_z\cdot B=\frac{\mu_B}{\hbar}\cdot J_z\cdot B$$

et finalement avec l'équation (4):

(8) $$E=\mu_B\cdot M_J\cdot B$$

La distance entre les énergies des niveaux contiguës est donc de :

(9) $$\Delta E=\mu_B\cdot B$$

On peut observer l'effet Zeeman normal sur la raie rouge du cadmium. Elle correspond à la transition $^1D_2 \rightarrow {}^1P_1$ avec la longueur d'onde λ = 643,8 nm (Fig. 2). Conformément à l'équation (4), le niveau $^1D_2$ se subdivise en 5 composantes et le niveau $^1P_1$ en 3 composantes, possédant chacune un écart des énergies équidistant, calculé dans l'équation (9). Conformément aux lois de sélection pour la radiation électrique de dipôle, les seules transitions possibles entre ces niveaux sont celles avec

(10) $$\Delta M_J=\begin{cases}+1 & \text{(lumière polarisée circulairement dans le sens horaire, } \sigma^+\text{)}\\ 0 & \text{(lumière polarisée linéairement, } \pi\text{)}\\ -1 & \text{(lumière polarisée circulairement dans le sens inverse, } \sigma\text{)}\end{cases}$$

la lumière émise étant polarisée suivant les indications ci-dessus. On observe donc en tout trois raies spectrales (Fig. 2) : une composante π qui n'est pas décalée et, conformément à $E = \hbar\cdot\omega$, deux composantes π décalées par

(11) $$\Delta\lambda=\pm\frac{\lambda^2}{2\cdot\pi\cdot\hbar\cdot c}\cdot\Delta E$$

c : vitesse de la lumière dans le vide

avec une longueur d'onde correspondante plus longue ou plus courte. Dans un champ magnétique de densité de flux B = 1 T, si l'on applique les équations (9) et (2) à l'équation (11), on obtient un décalage de seulement $|\Delta\lambda|$ = 0,02 nm. La répartition spatiale de la lumière émise est différente pour la composante π et les deux composantes σ.

Au sens classique, le cas $\Delta M_J = 0$ correspond à un dipôle hertzien oscillant parallèlement au champ magnétique. Par conséquent, la lumière polarisée linéairement est émise perpendiculairement au champ magnétique et aucune lumière n'est émise parallèlement au champ magnétique (Fig. 3). Les cas $\Delta M_J = \pm 1$ correspondent à deux dipôles oscillant perpendiculairement l'un par rapport à l'autre avec une différence de phase de 90°. Par conséquent, la lumière est émise à la fois parallèlement et perpendiculairement à la direction du champ magnétique. Cette lumière est polarisée circulairement parallèlement à la direction du champ magnétique, c'est-à-dire polarisée circulairement dans le sens inverse pour $\Delta M_J = -1$ et polarisée circulairement dans le sens horaire pour $\Delta M_J = +1$.

EVALUATION

Dans l'expérience, on peut observer la séparation en utilisant un appareil photo numérique équipé d'un étalon de Fabry-Pérot et d'une optique d'imagerie. L'étalon de Fabry-Pérot est conçu pour fournir la condition de résonance de la longueur d'onde spécifique de 643,8 nm de la raie Cd rouge. Lorsque la lumière de la lampe Cd traverse l'étalon de Fabry-Pérot, il se forme des anneaux d'interférence qui, comme les raies spectrales, se séparent, selon l'orientation du champ magnétique extérieur, la séparation des anneaux étant enregistrée par l'optique du capteur de l'appareil photo numérique. Les électroaimants peuvent être pivotés sur leur axe pour permettre une observation parallèlement ou perpendiculairement au champ magnétique extérieur.

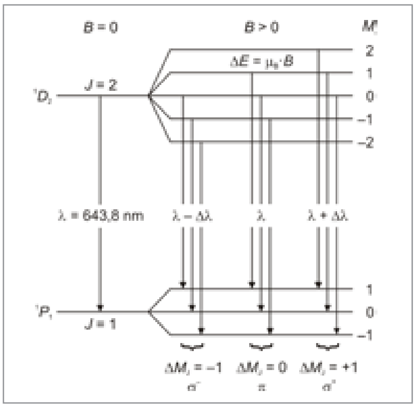


Fig. 1 : Effet Zeeman normal sur le spectre raie de cadmium. Écarts entre les niveaux d'énergie et les transitions possibles en fonction des lois de sélection pour la radiation électrique de dipôle.

Fig. 2 : Absence de champ magnétique extérieur : observation des anneaux d'interférence de la raie de cadmium rouge créée par l'étalon de Fabry-Pérot. À titre d'orientation, le second anneau d'interférence en partant du centre, est entouré d'un cadre.

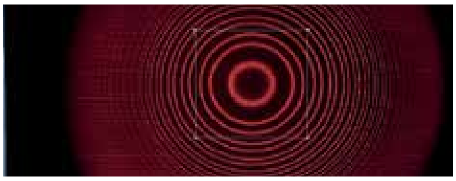


Fig.3. : Effet Zeemann longitudinal : observation de la séparation en doublet de la raie rouge de cadmium dans un champ magnétique extérieur.

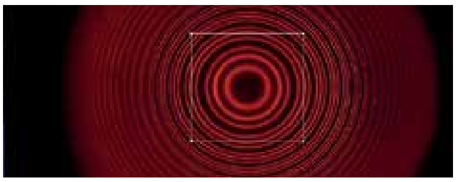
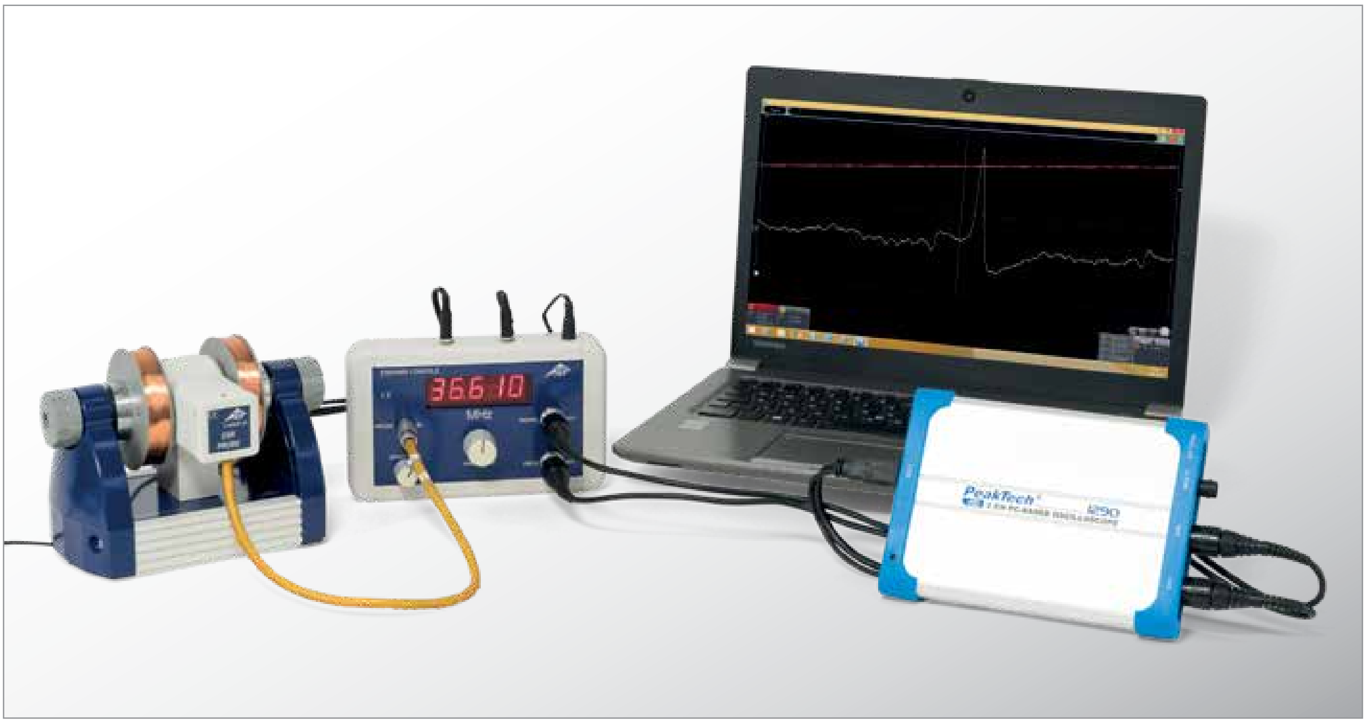


Fig.4. : Effet Zeeman horizontal : observation de la séparation en triplet de la raie rouge de cadmium dans un champ magnétique extérieur.

UE5030100
RESONANCE PARAMAGNETIQUE ELECTRONIQUE



EXERCICES

- Observer la courbe de résonance du DPPH.
- Déterminer la fréquence de résonance en fonction du champ magnétique.
- Déterminer le facteur de Landé de l'électron libre.

OBJECTIF

Mise en évidence de la résonance paramagnétique électronique sur du DPPH

RESUME

La résonance paramagnétique électronique (RPE), appelée aussi résonance de spin électronique (ESR) est basée sur l'absorption d'énergie par des matériaux comportant des électrons non appariés qui sont placés dans un champ magnétique statique externe. L'énergie est prise dans un champ magnétique alternatif haute fréquence qui est perpendiculaire au champ statique. Si la fréquence du champ alternatif correspond à la fréquence de résonance, l'impédance de la bobine remplie du matériau analysé est modifiée par résonance et on peut observer une déviation sur l'oscilloscope. Le radical libre stable 1,1-diphényl-2-picryl-hydrazyl (DPPH) est un matériau adéquat pour la réalisation de ce test.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Equipement de base pour RSE/RME (230 V, 50/60 Hz)	1000638 ou
	Equipement de base pour RSE/RME (115 V, 50/60 Hz)	1000637
1	Équipement complémentaire RSE	1000640
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857

GENERALITES

La résonance paramagnétique électronique (RPE) est basée sur l'absorption d'énergie par des matériaux comportant des électrons non appariés qui sont placés dans un champ magnétique statique externe. L'énergie est prise dans un champ magnétique alternatif haute fréquence qui est perpendiculaire au champ statique. Si la fréquence du champ alternatif correspond à la fréquence de résonance, l'impédance de la bobine remplie du matériau analysé est modifiée par résonance et on peut observer une déviation sur l'oscilloscope. La cause de l'absorption par résonance est le « basculement » du moment magnétique de l'électron libre. La fréquence de résonance dépend de la puissance du champ magnétique statique, la largeur du signal de résonance de son homogénéité.

Dans le champ magnétique B, le moment magnétique d'un électron avec un magnétisme de spin pur prend les états discrets

(1) $$E_m = -g_J \cdot \mu_B \cdot m \cdot B, \quad m = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$$

$\mu_B = 9{,}274 \cdot 10^{-24} \frac{J}{T}$: le magnéton de Bohr

g_J = 2,0023 : le facteur de Landé.

Par conséquent, la distance entre les deux niveaux d'énergie est de

(2) $$\Delta E = g_J \cdot \mu_B \cdot B$$

L'effet de résonance est atteint au moment précis où la fréquence f du champ magnétique alternatif remplit la condition

(3) $$h \cdot f = \Delta E$$

h = 6,626 · 10^{-34} Js : constante de Planck.

Dans l'expérience, la résonance paramagnétique électronique est mise en évidence avec du 1,1-diphényl-2-picryl-hydrazyl (DPPH), un composé organique dont les molécules présentent un électron non apparié. Le champ magnétique statique est généré par une paire de bobines de Helmholtz et traversé par un signal en dents de scie entre zéro et la valeur maximale B_{max} = 3,5 mT. À présent, on recherche la fréquence f à laquelle l'absorption par résonance est générée à une position précise de la dent de scie, c.-à-d. pour un champ magnétique prédéterminé.

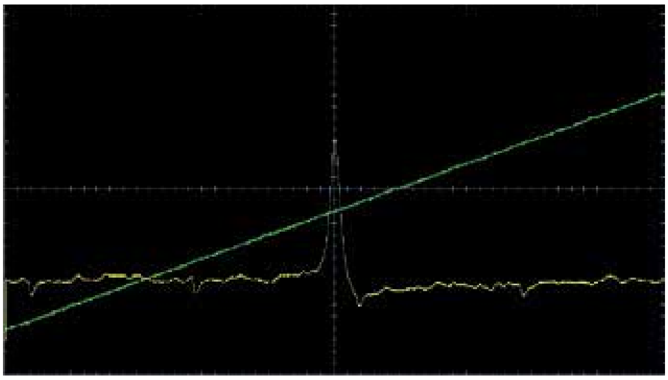


Fig. 1 Signal d'absorption et évolution temporelle du champ magnétique dans le cas d'un essai de résonance paramagnétique électronique sur du DPPH

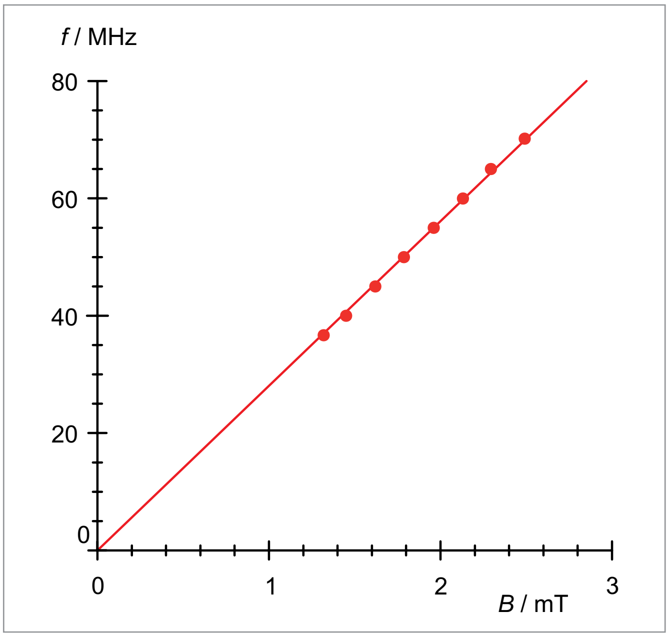


Fig. 2 Fréquence de résonance f en fonction du champ magnétique B

EVALUATION

À partir de (2) et (3), on déduit la relation suivante entre la fréquence de résonance f et le champ magnétique *B*.

$$f = g_J \cdot \frac{\mu_B}{h} \cdot B$$

Les valeurs mesurées se situent dans les limites de la précision de mesure sur une droite passant par l'origine, dont la pente permet de calculer le facteur de Landé.

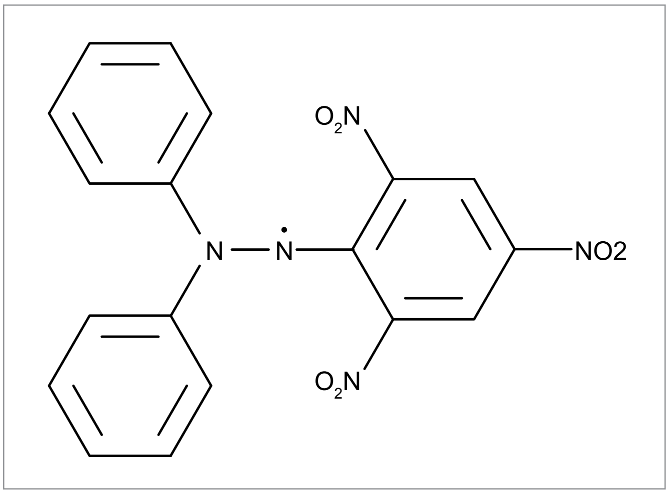
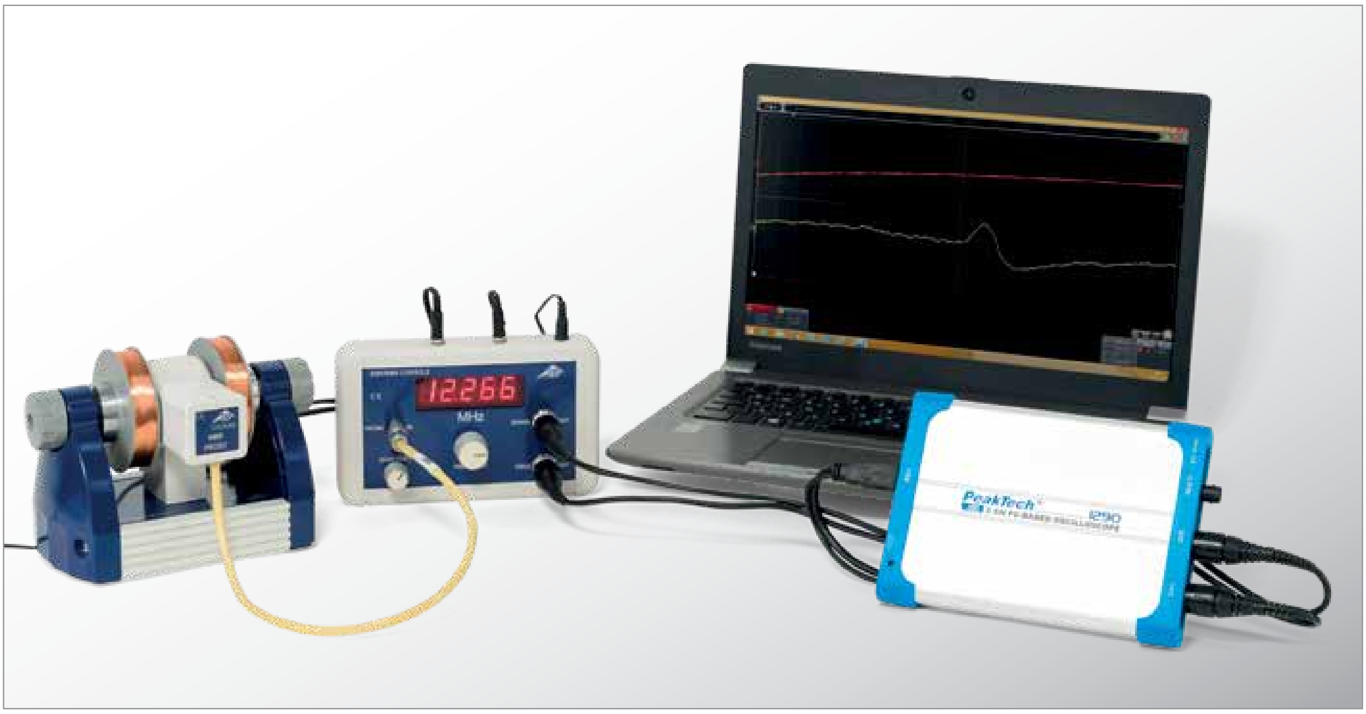


Fig. 3 Structure moléculaire du DPPH

UE5030200
RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE



EXERCICES

- Mettre en évidence la résonance magnétique nucléaire de la glycérine, du polystyrène et du téflon.
- Déterminer la fréquence de résonance pour un champ magnétique fixe.
- Comparer avec les facteurs g des noyaux ^{1}H et ^{19}F.

OBJECTIF

Mise en évidence et comparaison de la résonance magnétique nucléaire de la glycérine, du polystyrène et du téflon

RESUME

La résonance magnétique nucléaire (RMN) fonctionne par le biais d'absorption d'énergie par certains matériaux possédant un noyau magnétique et placés dans un champ magnétique statique externe. L'énergie est prise dans un champ magnétique alternatif haute fréquence qui est perpendiculaire au champ statique. Si la fréquence du champ alternatif correspond à la fréquence de résonance, l'impédance de la bobine remplie du matériau analysé est modifiée par résonance et on peut observer une déviation sur l'oscilloscope. La glycérine, le polystyrène et le téflon sont des matériaux adéquats dont on utilise le moment magnétique du noyau ^{1}H ou du noyau ^{19}F.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Equipement de base pour RSE/RME (230 V, 50/60 Hz)	1000638 ou
	Equipement de base pour RSE/RME (115 V, 50/60 Hz)	1000637
1	Équipement complémentaire RME	1000642
1	Oscilloscope pour PC 2x25 MHz	1020857

GENERALITES

La résonance magnétique nucléaire (RMN) fonctionne par le biais d'absorption d'énergie par les matériaux possédant un noyau magnétique et placés dans un champ magnétique statique externe. L'énergie est prise dans un champ magnétique alternatif haute fréquence qui est perpendiculaire au champ statique. Si la fréquence du champ alternatif correspond à la fréquence de résonance, l'impédance de la bobine remplie du matériau analysé est modifiée par résonance et on peut observer une déviation sur l'oscilloscope. La cause de l'absorption par résonance est une transition entre les états énergétiques du moment magnétique

du noyau dans le champ magnétique. La fréquence de résonance dépend de la puissance du champ magnétique statique, la largeur du signal de résonance de son homogénéité.

Dans le champ magnétique *B*, le moment magnétique d'un noyau de spin *I* prend les états discrets

(1) $$E_m = -g_I \cdot \mu_K \cdot m \cdot B, \quad m = -I, -I+1, \ldots, I$$

$\mu_k = 5{,}051 \cdot 10^{-27} \frac{J}{T}$: magnéton nucléaire

g_I : facteur g du noyau atomique.

Par conséquent, la distance entre deux niveaux d'énergie est telle que

(2) $$\Delta E = g_I \cdot \mu_K \cdot B$$

Lorsque les états énergétiques remplissent les conditions de résonance, un champ magnétique de fréquence f placé perpendiculairement au champ statique crée des transitions entre les états énergétiques voisins. La résonance est atteinte au moment précis où la fréquence f du champ magnétique alternatif remplit la condition

(3) $$h \cdot f = \Delta E$$

h = 6,626 · 10^{-34} Js. : constante de Planck.

Dans l'expérience, la résonance magnétique nucléaire est testée sur la glycérine, le polystyrène et le téflon, où l'isotope ^{1}H contribue à la résonance dans la glycérine et le polystyrène et l'isotope ^{19}F y contribue dans le téflon. Le champ magnétique statique est généré en majeure partie par un aimant permanent. On y ajoute par addition le champ magnétique statique d'une paire de bobines de Helmholtz qui est traversé par un signal en dents de scie entre zéro et la valeur maximale. À présent, on recherche la fréquence f où l'absorption de résonance a lieu dans un champ magnétique prédéfini que nous placerons pour simplifier au centre du signal en dents de scie.

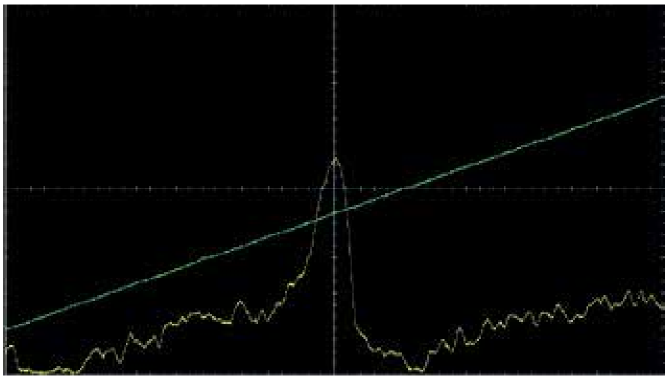


Fig. 1 Résonance magnétique nucléaire de la glycérine (f = 12,854 MHz)

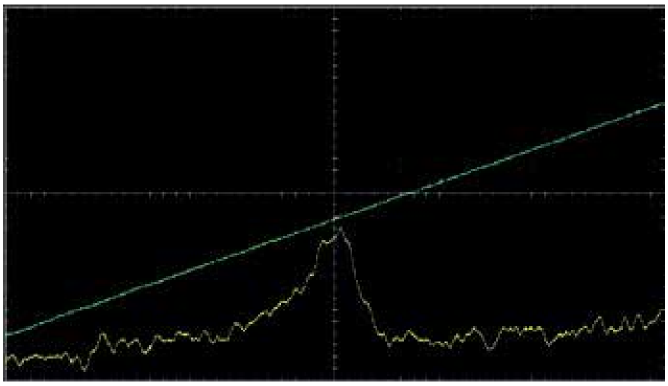


Fig. 2 Résonance magnétique nucléaire du polystyrène (f = 12,854 MHz)

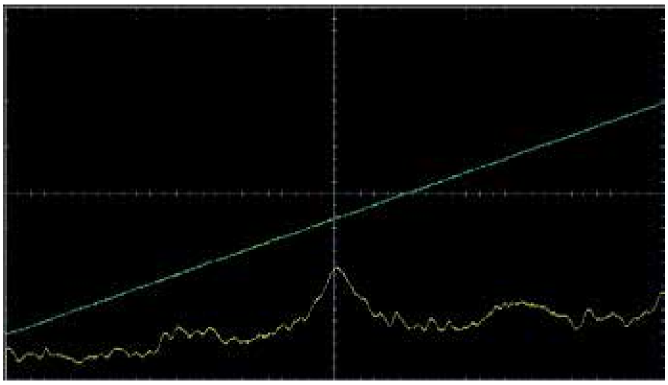


Fig. 3 Résonance magnétique nucléaire du téflon (f = 12,1 MHz)

EVALUATION

Dans la littérature, les facteurs g des noyaux impliqués ont les valeurs suivantes : $g_I(^{1}H)$ = 5,5869 et $g_I(^{19}F)$ = 5,255.

À partir de (2) et (3), on a pour la fréquence de résonance f dans un champ magnétique B l'équation :

$$f = g_I \cdot \frac{\mu_K}{h} \cdot B$$

Les fréquences de résonance pour différents noyaux dans un même champ magnétique sont donc situées dans le même rapport que les facteurs g :

$$\frac{f\left(^{19}F\right)}{f\left(^{1}H\right)} = \frac{g_I\left(^{19}F\right)}{g_I\left(^{1}H\right)} = 94\%$$

UE6020100 I LA CONDUCTION ELECTRIQUE DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

OBJECTIF
Calcul de l'énergie de gap (intervalle de bande) du germanium

RESUME
Les semi-conducteurs ne présentent une conductivité électrique mesurable qu'à des températures élevées. Cette dépendance de la température est due à la structure de bande des niveaux d'énergie électroniques avec une bande de valence, une bande de conduction et une zone intermédiaire qui, dans le cas d'un matériau semi-conducteur pur et non dopé, ne peut pas être occupée par des électrons. Au fur et à mesure que la température augmente, de plus en plus d'électrons sont agités thermiquement de la bande de valence vers la bande de conduction et provoquent des « trous » en bande de valence. Sous l'effet d'un champ magnétique, les trous se comportent comme des particules de charge positive et contribuent comme les électrons à la densité de courant. Pour déterminer la conductivité du germanium pur et non dopé, l'expérience consiste à envoyer un courant constant à travers le cristal et à mesurer la baisse de tension en fonction de la température. Les données des mesures peuvent être considérés en première approximation comme une fonction exponentielle dans laquelle l'énergie de gap apparaît comme paramètre.

EXERCICES

- Mesurer la conductivité électrique du germanium non dopé en fonction de la température.
- Déterminer l'énergie de gap du germanium entre la bande de valence et la bande de conduction.

NOTE
Dans la pratique, la conductivité intrinsèque de semi-conducteurs purs non dopés joue un rôle secondaire. En règle générale, les cristaux présentent des défauts. Souvent, des cristaux très purs sont rendus conductibles par un dopage ciblé avec des atomes donneurs ou receveurs.
Pour démontrer l'influence de ce dopage, il suffit de réaliser les études présentées ici sur du germanium dopé p et n. À température ambiante, la conductivité des cristaux dopés est nettement plus importante que celle du cristal pur, mais s'approche de la conductivité intrinsèque lorsque les températures sont élevée (voir fig. 4).
La dépendance vis-à-vis de la température du coefficient Hall des cristaux de germanium utilisés sera étudiée en détail dans l'expérience UE6020200.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Ge non dopé sur plaque à circuit imprimé	1008522
1	Appareil de base à effet Hall	1009934
1	Socle de serrage, 1000 g	1002834
1	Transformateur avec redresseur 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1003316 ou
	Transformateur avec redresseur 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1003315
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Paire de cordons de sécurité, 75 cm	1002849
1	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718
En plus recommandé :		
1	Ge dopé P sur plaque à circuit imprimé	1009810
1	Ge dopé N sur plaque à circuit imprimé	1009760
1	VinciLab	1021477
3	Câble spécial capteur	1021514
1	Capteur de tension 500 mV, différentiel	1021681
2	Capteur de tension 10 V, différentiel	1022539
1	Licence Coach 7	

GENERALITES
La conductivité électrique est une grandeur qui dépend fortement de la nature du matériau. Par conséquent, il est courant de classifier les matériaux en fonction de leur conductivité électrique. On appelle semi-conducteurs les corps solides qui ne présentent une conductivité électrique mesurable qu'à température élevée. Cette dépendance de la température est due à la structure de bande des niveaux d'énergie électronique comportant une bande de valence, une bande conduction et une zone intermédiaire qui, dans le cas des semi-conducteurs purs non dopés, ne peut pas être occupée par des électrons.

À l'état initial, la bande de valence est la bande la plus fortement occupée par les électrons et la bande de conduction est la bande immédiatement supérieure inoccupée. L'énergie de gap E_g est la différence d'énergie entre la bande de valence et celle de conduction, c'est une grandeur qui dépend de la nature du matériau. Pour le germanium, le gap est d'environ 0,7 eV. Au fur et à mesure que la température augmente, de plus en plus d'électrons sont agités thermiquement de la bande de valence vers la bande de conduction, provoquant des « trous » dans la bande de valence. Ces trous – appelés aussi électrons défectueux ou absences d'électrons – se comportent comme des particules de charge positive sous l'effet du champ magnétique E et contribuent autant que les électrons à la densité de courant :

(1) $$j = \sigma \cdot E$$

σ : conductivité électrique du matériau semi-conducteur (voir Fig. 1). Les électrons et les trous se déplacent à des vitesses moyennes différentes telles que

(2) $$v_n = -\mu_n \cdot E \text{ et } v_p = \mu_0 \cdot E$$

μ_n : mobilité des électrons

μ_p : mobilité des trous

Cette conductivité électrique rendue possible par agitation des électrons de la bande de valence de conduction est ce qu'on appelle la conductivité intrinsèque.

Le nombre d'électrons dans la bande de conduction correspond dans l'équilibre thermique au nombre de trous dans la bande de valence. La densité de courant pour la concentration intrinsèque s'exprime alors comme suit :

(3) $$j_i = -e \cdot n_i \cdot v_n + e \cdot n_i \cdot v_p = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot E$$

c'est-à-dire que la conductivité intrinsèque est

(4) $$\sigma_i = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p)$$

où la dépendance de la température de la concentration de porteurs n_i pour les électrons ou les trous s'écrit :

(5) $$n_i = 2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h^2} \cdot \sqrt{m_n m_p} \cdot kT \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT} \right)$$

$k = 8{,}617 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{K}}$: constante de Boltzmann,

h : constante de Planck

m_n : masse effective des électrons

m_p : masse effective des trous

T : température de l'échantillon

Les mobilités μ_n et μ_p sont fonction de la température elles aussi. Dans la plage de température supérieure à la température ambiante, on a :

(6) $$\mu \sim T^{-\frac{3}{2}}$$

Dans ce cas cependant, le terme dominant pour la dépendance vis-à-vis de la température est donné par la fonction exponentielle. C'est pourquoi la conductivité intrinsèque pour des températures plus élevées peut être représentée sous la forme suivante :

(7) $$\sigma_i = \sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT} \right)$$

Pour déterminer la conductivité du germanium pur non dopé, l'expérience consiste à envoyer un courant constant I à travers le cristal et à mesurer la baisse de tension en fonction de la température. À partir des données de mesure et sur la base de la relation

(8) $$U = a \cdot E \quad \text{ou} \quad I = b \cdot c \cdot j$$

a, b, c : dimensions des cristaux,

on calcule la conductivité électrique σ avec l'équation

(9) $$\sigma = \frac{I}{U} \cdot \frac{a}{b \cdot c}$$

EVALUATION

L'équation (7) peut être réécrite sous la forme :

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - E_g \cdot \frac{1}{2\,kT}$$

Par conséquent, on pose $y = \ln \sigma$ en fonction de $x = \frac{1}{2\,kT}$ et on détermine l'énergie du gap E_g à partir de la pente de la droite résultante.

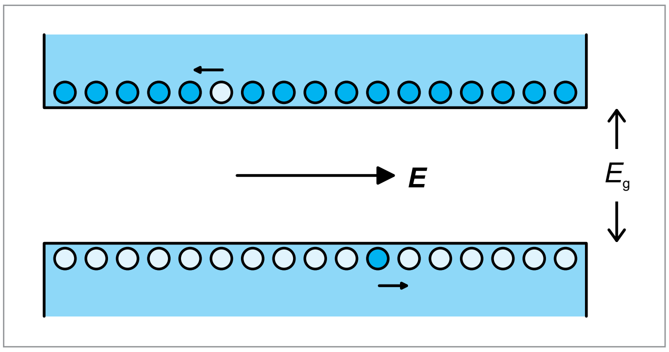


Fig. 1 Structure de bande du semi-conducteur avec un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence qui se déplacent sous l'effet d'un champ électrique E

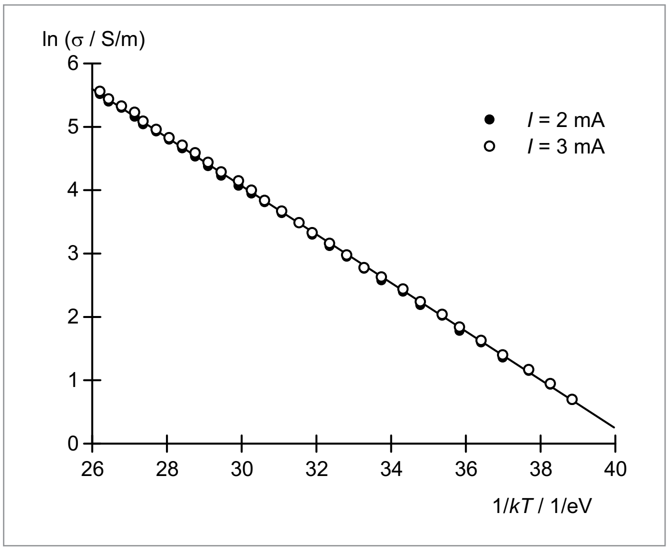


Fig. 3 Représentation pour déterminer l'écart de bande E_g dans le germanium

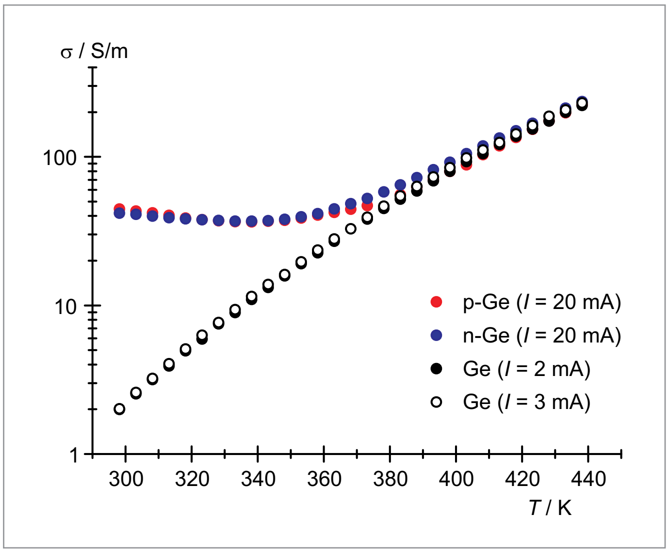


Fig. 4 Comparaison des conductivités du germanium et du germanium dopé

UE6020200
EFFET HALL DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

EXERCICES

- Démonstration de l'effet Hall dans le germanium dopé.
- Mesure de la tension de Hall en fonction du courant et du champ magnétique à température ambiante.
- Détermination du signe, de la densité et de la mobilité des porteurs de charge à température ambiante.
- Mesure de la tension Hall en fonction de la température d'échantillon.
- Détermination de la température d'inversion et distinction entre la conduction extrinsèque et intrinsèque avec le germanium dopé *p*.

NOTE

La dépendance de la conductivité électrique des cristaux de germanium utilisés vis-à-vis de la température est étudiée dans l'expérience UE6020100.

OBJECTIF

Étude des mécanismes de la conduction électrique dans le germanium dopé avec effet Hall

RESUME

L'effet Hall intervient dans des matériaux conducteurs se trouvant dans un champ magnétique *B*. Le signe de la tension de Hall change selon que le même courant *I* est porté par des porteurs de charge positifs ou négatifs. Leur valeur dépend de la densité des porteurs. C'est pourquoi l'effet Hall constitue un instrument important pour déterminer les mécanismes du transport de charge dans les semi-conducteurs dopés. Au cours de l'expérience, nous étudions des cristaux de germanium dopés à des températures variant entre 300 et 450 K, afin de distinguer la conduction électrique rendue possible par le dopage et la propre conduction rendue possible par l'activation thermique d'électrons de la bande de valence dans la bande de conduction.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Appareil de base à effet Hall	1009934
1	Ge dopé n sur plaque à circuit imprimé	1009760
1	Ge dopé p sur plaque à circuit imprimé	1009810
1	Capteur de champ magnétique FW ± 2000 mT	1021766
2	Bobine D à 600 spires	1000988
1	Noyau en U	1000979
1	Paire de cosses et étrier élastique pour effet Hall	1009935
1	Transformateur avec redresseur 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1003316 ou
	Transformateur avec redresseur 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1003315
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	VinciLab	1021477
1	Capteur de tension 500 mV, différentiel	1021681
2	Capteur de tension 10 V, différentiel	1022539
1	Pack de 4 câble spécial capteur	1021515
1	Jeu de 15 cordons de sécurité, 75 cm	1002843
En plus nécessairement :		
1	Licencia Coach 7	

GENERALITES

L'effet Hall intervient dans des matériaux conducteurs se trouvant dans un champ magnétique *B*. Il est causé par la force de Lorentz qui dévie les porteurs de charge participant au courant électrique I par un échantillon de matériau, perpendiculairement au champ magnétique et au sens du courant. La séparation des charges engendre un champ électrique E_H perpendiculaire au sens du courant, qui est compensé par la force de Lorentz, et génère une tension de Hall U_H dans l'échantillon. Le signe de la tension de hall change selon que le même courant *I* est porté par des porteurs de charge positifs ou négatifs. Leur valeur dépend de la densité des porteurs. C'est pourquoi l'effet Hall constitue un instrument important pour déterminer les mécanismes du transport de charge dans les matériaux conducteurs, souvent utilisé pour étudier les semi-conducteurs dopés.

Au cours de l'expérience, nous étudions des cristaux de germanium dopés à des températures variant entre 300 et 450 K. Les cristaux sont des échantillons plats de longueur *a*, de largeur *b* et d'épaisseur *d*, traversés dans le sens longitudinal par le courant *I*. Le champ magnétique *B* traverse l'échantillon perpendiculairement au courant. Il en résulte la tension de Hall

(1) $$U_H = R_H \cdot \frac{B \cdot I}{d}$$

avec les coefficients de Hall

(2) $$R_H = \frac{1}{e} \cdot \frac{n_p \cdot \mu_p^2 - n_n \cdot \mu_n^2}{\left(n_p \cdot \mu_p + n_n \cdot \mu_n\right)^2}$$

e = 1.602 10^{-19} A.s : charge élémentaire

Les densités n_n des électrons dans la bande de conduction et n_p des trous dans la bande de valence ainsi que les mobilités µn des électrons et μ_p des trous sont des grandeurs du matériau qui dépendent de la température d'échantillon *T*.

En plus de la tension de Hall, l'expérience permet de mesurer la chute de tension *U* dans le sens longitudinal de l'échantillon, afin de déterminer la conductivité électrique

(3) $$\sigma = e \cdot \left(n_n \cdot \mu_n + n_p \cdot \mu_p\right)$$

et la mobilité de Hall

(4) $$\mu_H = R_H \cdot \sigma = \frac{n_p \cdot \mu_p^2 - n_n \cdot \mu_n^2}{n_p \cdot \mu_p + n_n \cdot \mu_n}$$

Les densités n_n et n_p des porteurs de charge sont influencées par le dopage, donc de l'intégration d'atomes étrangers dans le cristal. En cas de dopage *p*, des atomes accepteurs lient les électrons de la bande de valence et engendrent ainsi des « trous » dans celle-ci. En cas de dopage *n*, des atomes donneurs cèdent chacun un électron dans la bande de conduction.

Les cristaux dopés sont électriquement neutres, les charges négatives et positives se compensent donc. Par conséquent,

(5) $$n_n + n_A = n_p + n_D$$

n_A : concentration des receveurs ; n_D : concentration des donneurs

En outre, n_n et n_p sont corrélés par une loi d'effet de masse, car, en cas d'équilibre dépendant de la température, il se forme à chaque unité de temps le même nombre de paires d'électrons et de trous qu'il ne s'en recombine. Dans ce cas :

(6) $$n_n \cdot n_p = n_i^2$$

n_i: densité des porteurs de charge en cas de pure conduction propre (voir l'expérience UE6020100)

Au total, on a donc

(7) $$n_n = \sqrt{n_i^2 + \frac{\left(n_A - n_D\right)^2}{4}} + \frac{n_D - n_A}{2}$$

(8) $$n_p = \sqrt{n_i^2 + \frac{\left(n_A - n_D\right)^2}{4}} + \frac{n_A - n_D}{2}$$

À température ambiante, les concentrations n_A et n_D sont sensiblement supérieures à la densité des porteurs de charge en cas de pure conduction n_i. Aussi

(9) $$R_H = -\frac{1}{n_D \cdot e}\,,\ \mu_H = -\mu_n$$

pour dopage *n* et 300 K

(10) $$R_H = \frac{1}{n_A \cdot e}\,,\ \mu_H = \mu_p$$

pour dopage *p* et 300 K

Le signe et la densité des porteurs de charge peuvent donc être déduits directement depuis les coefficients de Hall. La mobilité des porteurs de charge correspond à celle de Hall.

EVALUATION

Comme la quantité de porteurs de charge pour transporter le courant augmente au fur et à mesure que la température monte, la tension de Hall diminue, jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur zéro.

Pour le germanium dopé *p*, le signe de la tension de Hall change, car au fur et à mesure que la conduction propre augmente, l'influence des électrons, dont la propre mobilité μ_n est supérieure, domine. Au-dessous de la température appelée d'inversion, c'est la conduction électrique rendue par le dopage qui domine, au-dessus de cette température, c'est la conduction propre qui domine.

À températures élevées, le cristal dopé *n* ne se distingue plus du cristal dopé *p*, car

$$n_n = n_p = n_i,\ R_H = -\frac{1}{n_i \cdot e} \cdot \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p},\ \mu_H = -\left(\mu_n - \mu_p\right)$$

La dépendance des mobilités μ_n et μ_p vis-à-vis de la température n'exerce aucune influence sur les coefficients de Hall, car pour les deux cas on a :

$$\mu \sim T^{-\frac{3}{2}}$$

(voir aussi l'expérience UE6020100)

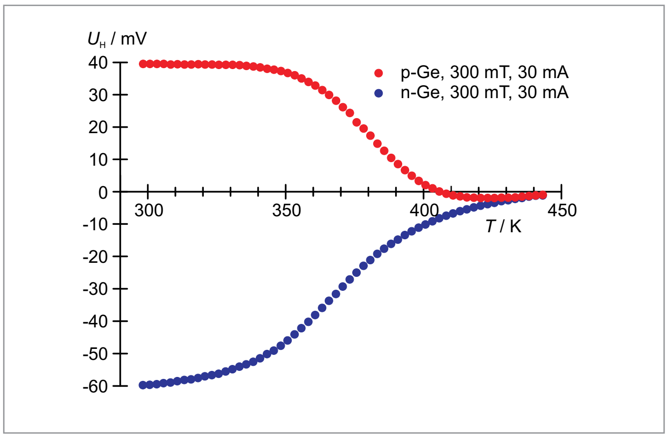
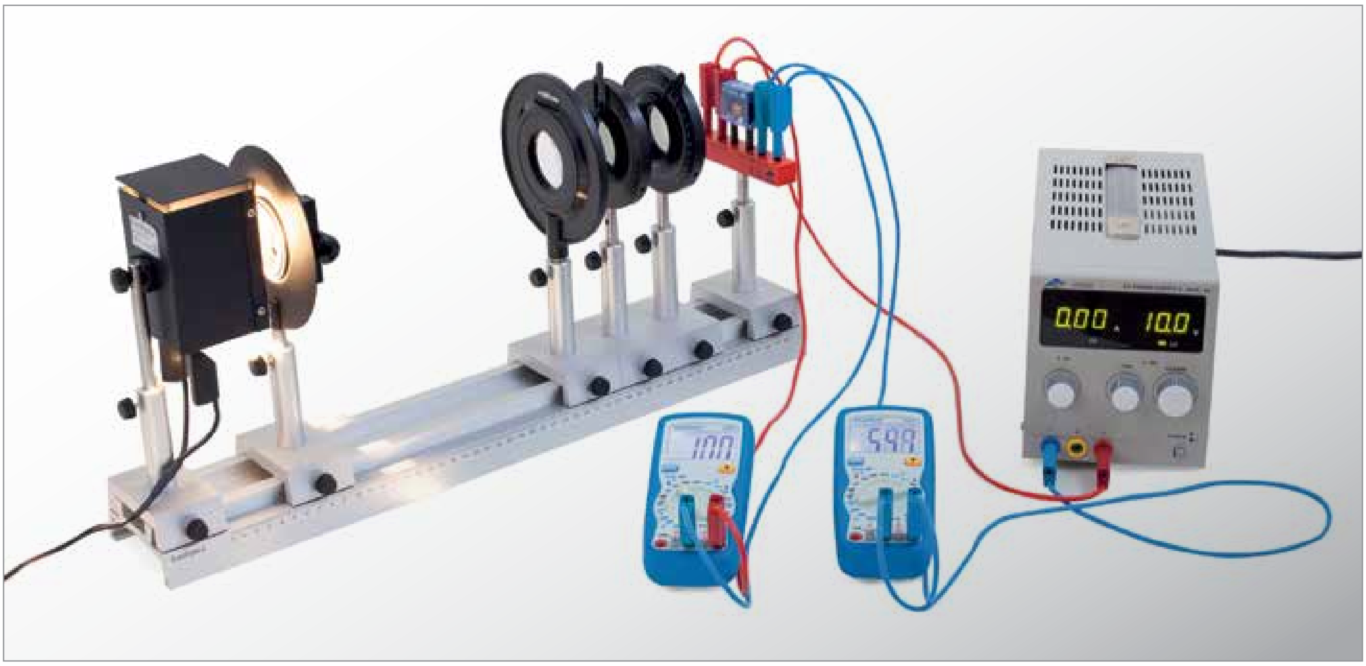


Fig. 4 Tension de Hall dans le germanium dopé *p* et n en fonction de la température *T*

UE6020400 | PHOTOCONDUCTION



EXERCICES

- Mesurer le courant en fonction de la tension à différentes intensités de rayonnement
- Mesurer le courant en fonction de l'intensité de rayonnement à différentes tensions

OBJECTIF

Relevé des caractéristiques d'une photorésistance

RESUME

La photoconduction profite de l'absorption de la lumière par l'effet photoélectrique intérieur dans un semi-conducteur pour libérer des paires libres constituées d'électrons et de trous. Utilisé pour fabriquer des photorésistances, le sulfure de cadmium est un mélange spécial de semi-conducteurs qui présente un effet photoélectrique intérieur particulièrement puissant. Dans l'expérience, une photorésistance CdS est éclairée par la lumière blanche d'une lampe à incandescence, dont on peut varier l'intensité de rayonnement à l'emplacement de la photorésistance en croisant deux filtres de polarisation montés l'un derrière l'autre.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Número	Aparato	Artículo N°
1	Banc d'optique, 1000 mm	1002625
6	Cavalier optique U, 75 mm	1022450
1	Source lumineuse à feston	1022436
1	Transformateur 12 V, 60 VA (230 V, 50/60 Hz)	1020595 ou
	Transformateur 12 V, 60 VA (115 V, 50/60 Hz)	1006780
1	Fente réglable sur tige	1000856
1	Lentille convergente sur tige f = 150 mm	1003024
2	Filtre de polarisation sur tige	1008668
1	Support pour éléments enfichables	1018449
1	Photorésistance LDR 05, P2W19	1012940
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multimètre numérique P1035	1002781
3	Paire de cordons de sécurité, 75cm, rouge/bleu	1017718

GENERALITES

La photoconduction profite de l'absorption de la lumière par l'effet photoélectrique intérieur dans un semi-conducteur pour libérer des paires libres constituées d'électrons et de trous. Les transitions vers les défauts dominent dans certains semi-conducteurs. L'effet dépend alors non seulement de la matière de base, mais aussi de sa microstructure et des impuretés. L'ionisation des défauts agit pendant quelques millisecondes comme un dopage et augmente la conductivité électrique de la matière. Utilisé pour fabriquer des photorésistances, le sulfure de cadmium est un mélange spécial de semi-conducteurs qui présente un effet photoélectrique intérieur particulièrement puissant.

L'absorption de lumière augmente la conductivité du semi-conducteur de

(1) $$\Delta\sigma = \Delta p \cdot e \cdot \mu_p + \Delta n \cdot e \cdot \mu_n$$

e : charge élémentaire,
Δn : modification de la concentration d'électrons,
Δp : modification de la concentration de trous,
μ_n : mobilité des électrons,
μ_p : mobilité des trous.

Lorsque la tension U est appliquée, le courant photoélectrique suivant circule :

(2) $$I_{Ph} = U \cdot \Delta\sigma \cdot \frac{A}{d}$$

A : section du trajet de courant, d: longueur du trajet de courant.

Dans un circuit électrique, le semi-conducteur agit donc comme une résistance dépendante de la lumière, dont la valeur diminue avec l'incidence de la lumière. Le rapport avec l'intensité de rayonnement Φ à tension constante peut être décrit sous la forme suivante :

(3) $$I_{Ph} = a \cdot \Phi^{\gamma} \text{ avec } \gamma \leq 1$$

γ renseignant sur les processus de recombinaison dans la matière semi-conductrice.
Dans l'expérience, une photorésistance CdS est éclairée par la lumière blanche d'une lampe à incandescence. À intensité de rayonnement constante Φ, on mesure le rapport entre le courant I et la tension appliquée U et, à tension constante U, le rapport entre le courant I et l'intensité de rayonnement Φ, cette dernière pouvant être variée en croisant deux filtres de polarisation montés l'un derrière l'autre.
Un dépassement d'une perte en puissance maximale de 0,2 W détruit la photorésistance. C'est pourquoi, dans l'expérience, l'intensité lumineuse incidente est limitée par une fente réglable se trouvant juste derrière la source lumineuse.

EVALUATION

Les caractéristiques courant-tension de la photorésistance CdS coïncident avec (2) sur une droite passant par l'origine. Pour la description des caractéristiques courant-intensité de rayonnement, le terme $\cos^2\alpha$ est calculé comme mesure relative pour l'intensité de rayonnement, α représentant l'angle entre les sens de polarisation des deux filtres. Cependant, les filtres de polarisation ne sont pas entièrement effacés, même en position croisée. De plus, il est impossible d'éviter totalement une luminosité résiduelle dans la salle d'expérimentation. C'est pourquoi (3) est modifiée pour devenir

$$I = a \cdot \Phi^{\gamma} + b \text{ avec } \gamma \leq 1$$

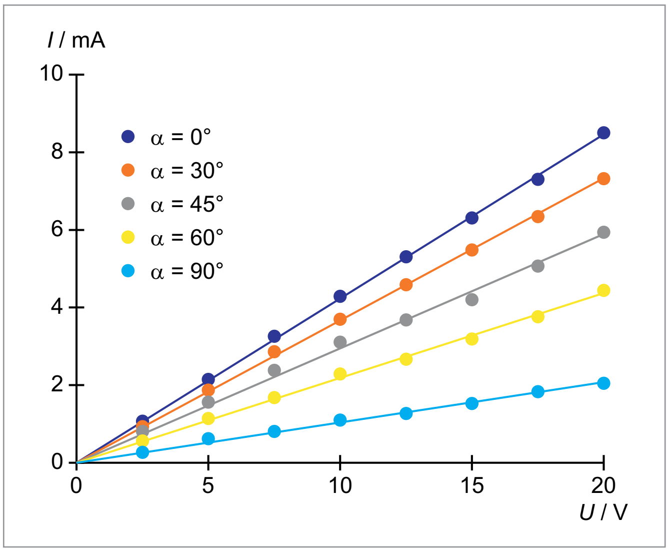


Fig. 1 : Caractéristiques courant-tension de la photorésistance CdS à différentes intensités de rayonnement

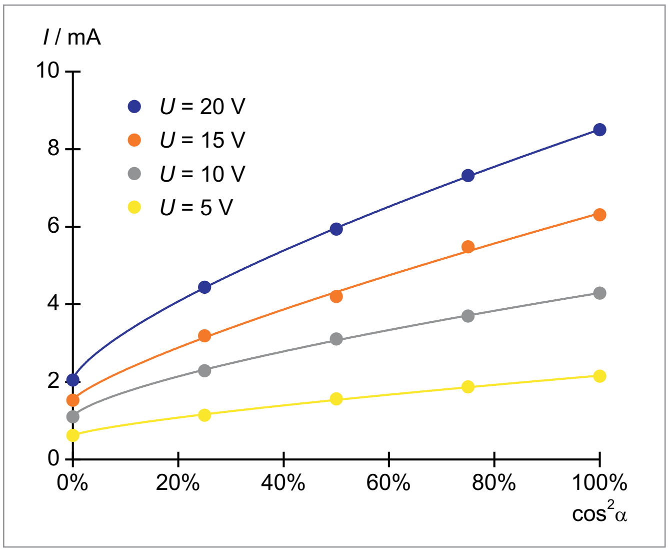


Fig. 2 : Caractéristiques courant-intensité de rayonnement de la photorésistance CdS à différentes tensions

UE6020500 | EFFET SEEBECK

OBJECTIF

Enregistrer les caractéristiques de différents thermocouples et déterminer leur sensibilité

EXERCICES

- Mesurer la tension thermoélectrique U_{th} en fonction de la température T_1 et confirmer le rapport linéaire pour trois thermocouples différents.
- Déterminer les sensibilités S résultant des diagrammes U_{th} (T_1).
- Évaluer la température de référence T_2 à partir des courbes de mesure.

RESUME

Dans un fil métallique dont les extrémités présentent différentes températures, le mouvement ther-mique rapide divergent des électrons aux extrémités chaude et froide entraîne un phénomène de diffusion thermique. Sous l'effet du courant de diffusion, l'extrémité froide se charge négativement par rapport à l'extrémité chaude. Une tension thermodiffusionnelle, proportionnelle à la différence de température entre les extrémités de fil, se forme entre les deux extrémités, avec le coefficient de Seebeck comme constante de proportionnalité. Lorsqu'on regroupe deux fils métalliques différents, dont les points de contact présentent différentes températures, il se forme un thermocouple si l'on place un voltmètre entre eux. Le voltmètre indique alors la tension thermoélectrique, qui est direc-tement proportionnelle à la différence de température entre les points de contact. C'est ce que nous allons vérifier au cours de l'expérience pour trois paires de matériaux différentes.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Número	Aparato	Artículo N°
1	Jeu de 3 thermocouples	1017904
1	Thermomètre -20 – 110°C	1003384
1	Clip de fixation thermomètre	1003528
1	Jeu de 10 béchers, forme élevée	1002873
1	Agitateur magnétique chauffant (230 V, 50/60 Hz)	1002807 ou
	Agitateur magnétique chauffant (115 V, 50/60 Hz)	1002806
1	Amplificateur de mesure U (115 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
	Amplificateur de mesure U (230 V, 50/60 Hz)	1020744
1	Multimètre numérique P3340	1002785

GENERALITES

Un fil métallique dont les extrémités présentent différentes températures entraîne une diffusion thermique. Comme le mouvement thermique des électrons à l'extrémité chaude est plus rapide qu'à l'extrémité froide, le nombre d'électrons se déplaçant de l'extrémité chaude à l'extrémité froide est en moyenne plus grande qu'inversement. Dans notre cas de conduction d'électrons, ce courant de diffusion engendre une charge négative de l'extrémité froide par rapport à l'extrémité chaude et une tension thermodiffusionnelle entre les deux extrémités. Celle-ci s'oppose de plus en plus au mouvement des électrons, jusqu'à ce que plus aucun courant de diffusion ne passe.

La tension thermodiffusionnelle Utd est proportionnelle à la différence de température $T_1 - T_2$ apparaissant entre les extrémités d'un fil avec, comme constante de proportionnalité, le coefficient de Seebeck k indépendant du matériau :

(1) $$U_{td} = k \cdot (T_1 - T_2)$$

U_{td} : tension thermodiffusionnelle,
k : coefficient de Seebeck,
T_1 : température à l'extrémité chaude
T_2 : température à l'extrémité froide

Lorsqu'on regroupe deux fils métalliques différents, dont les points de contact présentent différentes températures, il se forme un courant ther-moélectrique circulant. Le métal présentant la plus forte tension thermo-diffusionnelle détermine le sens du courant. Cet agencement devient un thermocouple si l'on place un voltmètre entre eux. En raison de l'entrée à forte impédance, il ne passe pratiquement plus de courant et le voltmètre indique une tension thermoélectrique qui est directement proportionnelle à la différence de température entre les points de contact.

(2) $$U_{th} = U_{td,B} - U_{td,A} = (k_B - k_A) \cdot (T_1 - T_2)$$

U_{th} : tension thermoélectrique,
$U_{td,A}$, $U_{td,B}$: tensions thermodiffusionnelles des métaux A et B
k_A, k_B : coefficients de Seebeck des métaux A et B

Seule la différence

(3) $$k_{BA} = k_B - k_A$$

des coefficients de Seebeck apparaissant dans l'équation (2) peut être mesu-rée sans problème. Elle correspond à la sensibilité

(4) $$S = \frac{dU_{th}}{dT_1}$$

del termoelemento generato dalla giunzione dei metalli *A* e *B*. *È* quindi prassi frequente utilizzare il platino come materiale di riferimento indicando i coefficienti K_{APt}. L'autre extrémité du thermocouple est connectée à l'amplificateur de mesure U pour mesurer la tension. Les prises de cet amplificateur ont une température constante T_2.

EVALUATION

La tension thermoélectrique pour les différents thermocouples est représentée dans un diagramm U_{th} (T_1) en fonction de la température, les droites sont adaptées aux courbes linéaires et les pentes de ces droites déterminent les sensibilités des thermocouples.

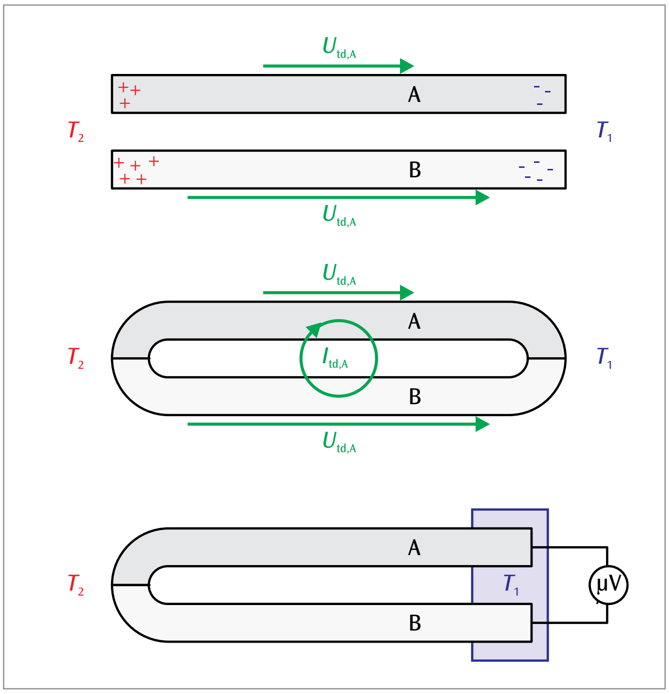


Fig. 1 Thermodiffusion dans des fils métalliques (en haut), courant ther-moélectrique circulant (au centre) et tensions thermoélectriques dans une boucle constituée de deux fils métalliques différents (en bas)

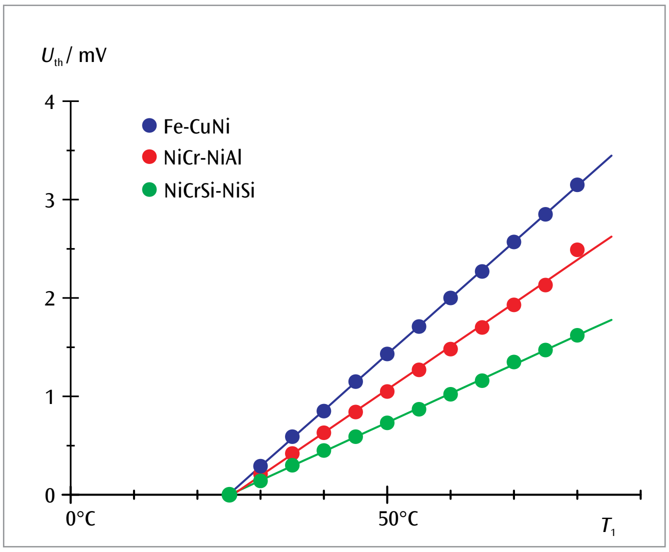
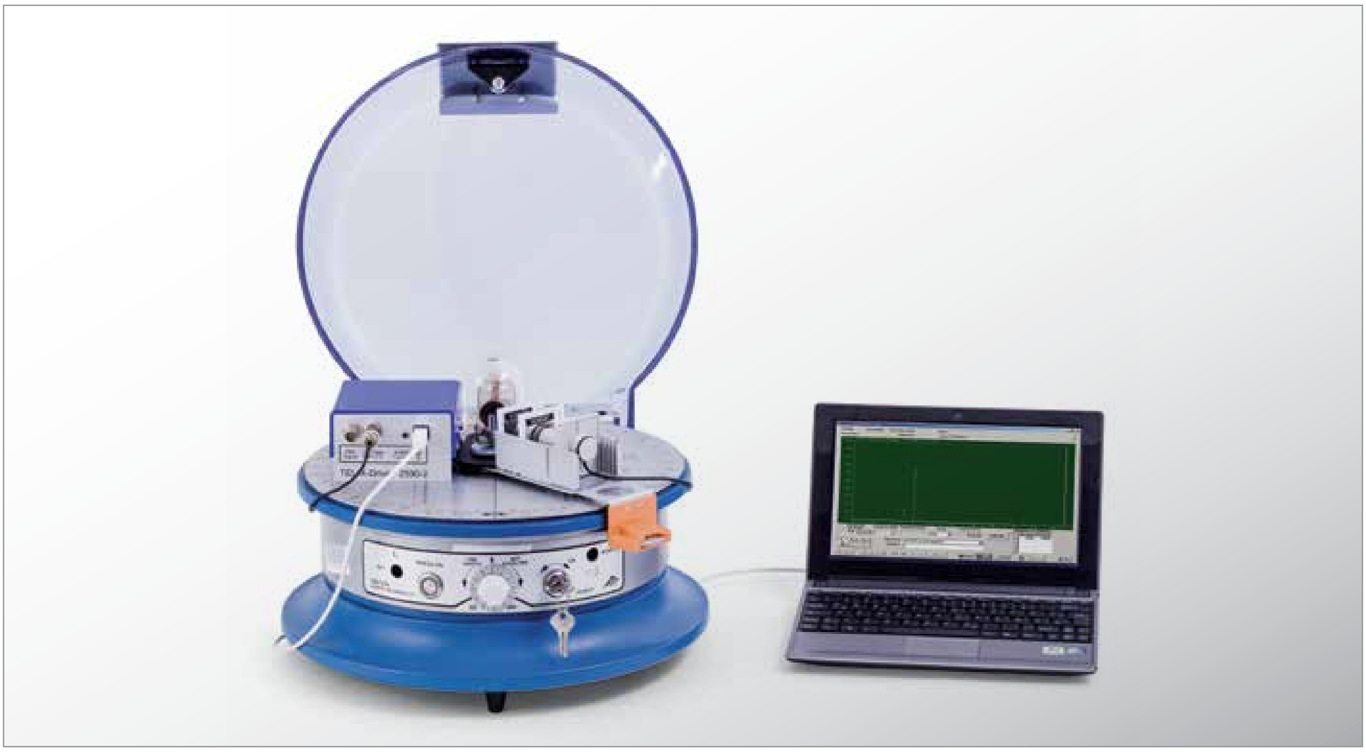


Fig. 2 Tensions thermoélectriques en fonction de la température pour des thermocouples du type Fe-CuNi, NiCr-NiAl et NiCrSi-NiSi. Les courbes de mesure coupent l'axe T_1 du diagramme à la température de référence T_2 = 23°C

UE7010100 | REFLEXION DE BRAGG



› EXERCICES

- Enregistrer les spectres de diffraction du rayonnement X d’une anode de cuivre sur des cristaux de structure NaCl.
- Déterminer les constantes de réseau et comparer avec la taille des composants cristallins.

OBJECTIF

Déterminer les constantes de réseau des cristaux à structure NaCl

RESUME

La mesure de la réflexion de Bragg est une méthode d’analyse importante réalisée avec des rayons X sur des monocristaux. Le rayonnement X est réfléchi sur les plans réticulaires du cristal et les ondes partielles réfléchies aux différents plans interfèrent de façon constructive entre elles si la condition de Bragg est remplie. En connaissant la longueur d’onde du rayonnement X, on peut calculer les distances interréticulaires. L’expérience étudie et compare des cristaux de structure NaCl.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Número	Aparato	Artículo N°
1	Appareil à rayons X (230 V, 50/60 Hz)	1000657 ou
	Appareil à rayons X (115 V, 50/60 Hz)	1000660
1	Kit de base Bragg	1008508
1	Accessoires de cristallographie	1000666
1	Bragg Contrôle	1012871

GENERALITES

Une méthode d’étude importante sur des monocristaux à l’aide de rayons X remonte à *H. W.* et *W. L. Bragg* qui ont interprété l’agencement régulier des atomes ou des ions dans le cristal comme des plans réticulaires parallèles occupés par les composants du réseau. L’onde plane incidente du rayonnement X est réfléchie sur ces plans réticulaires, la longueur d’onde du rayonnement X restant inchangée.

Les sens de rayonnement perpendiculaires aux fronts d’ondes de l’onde incidente et de l’onde réfléchie remplissent la condition « angle d’incidence = angle de réflexion ». En outre, les ondes partielles réfléchies par les différents plans réticulaires interfèrent entre elles. L’interférence est

constructive si le retard Δ entre les ondes partielles représente un multiple entier de la longueur d'onde λ.
Le retard peut être calculé à l'aide de la Fig. 1. On obtient

(1) $$\Delta = 2 \cdot d \cdot \sin\vartheta.$$

d : distance interréticulaire

ϑ : angle d'incidence / angle de réflexion

Aussi, la condition pour une interférence constructive est la suivante :

(2) $$2 \cdot d \cdot \sin\vartheta_n = n \cdot \lambda.$$

En utilisant donc un rayonnement X monochromatique de longueur d'onde connue, on peut déterminer la distance interréticulaire d en mesurant l'angle.
Dans la pratique, on tourne pour cela le monocristal dans un angle ϑ par rapport au sens de l'incidence, tout en pivotant en même temps le tube Geiger-Müller dans un angle 2ϑ (voir Fig. 2). La condition (2) est très précisément remplie lorsque le tube enregistre l'intensité maximale.
L'expérience utilise le rayonnement X caractéristique d'un tube à rayons X équipé d'une anode en cuivre. En font partie le rayonnement K_α de longueur d'onde $\lambda = 154$ pm et le rayonnement K_β de longueur d'onde $\lambda = 138$ pm. Un filtre Ni permet de masquer largement le rayonnement K_β, car le bord d'absorption du nickel se situe entre les deux longueurs d'onde mentionnées. En plus du rayonnement caractéristique, le tube à rayons X émet toujours un rayonnement de freinage d'une répartition spectrale continue. On l'observe dans les courbes de mesure comme un « arrière-plan » sous les pics du rayonnement caractéristique.
L'expérience étudie des monocristaux cubiques qui sont coupés parallèlement à la surface (100). C'est pourquoi il est facile d'identifier les plans réticulaires significatifs pour la réflexion de Bragg. Pour augmenter la précision de mesure, on mesure plusieurs ordres de diffraction.
On dispose d'un cristal LiF et d'un cristal NaCl. Des mesures complémentaires peuvent être réalisées sur un cristal KCl et sur un cristal RbCl. Tous présentent la même structure cristalline, dans laquelle deux types d'atome occupent en alternance les emplacements du réseau. Aussi, la distance interréticulaire d correspond à la demi-constante de réseau a.

EVALUATION

En appliquant l'équation (2), on obtient l'équation suivante pour déterminer la constante de réseau recherchée :

$$a = 2 \cdot d = \lambda_{K\alpha} \cdot \frac{n}{\sin\vartheta_n}$$

Une comparaison entre les valeurs obtenues pour NaCl, KCl et RbCl montre que la constante de réseau est en corrélation avec la taille des ions alcalino-terreux. Les constantes de réseau de LiF et de NaCl se distinguent également, car les composants des cristaux présentent des tailles différentes.

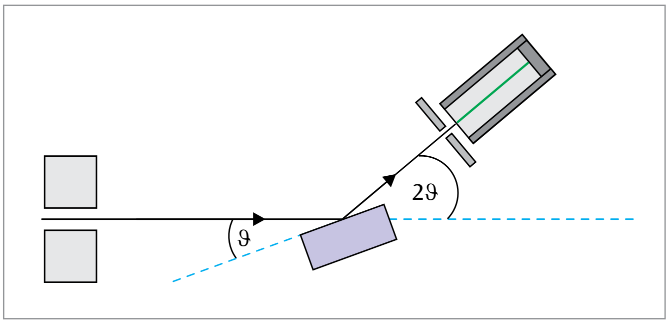


Fig. 1 Principe de mesure

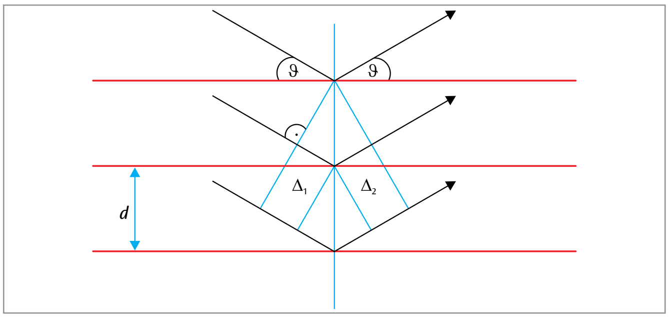


Fig. 2 Représentation pour dériver la condition de Bragg

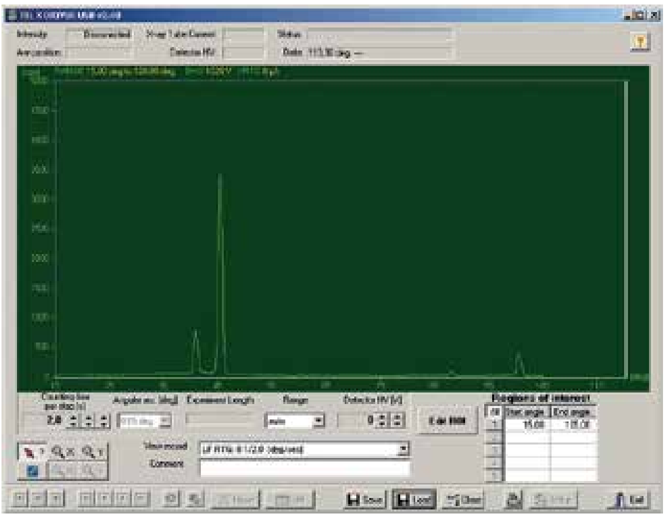


Fig. 3 Courbe de Bragg sur le NaCl


Fig. 5 Cristal NaCl

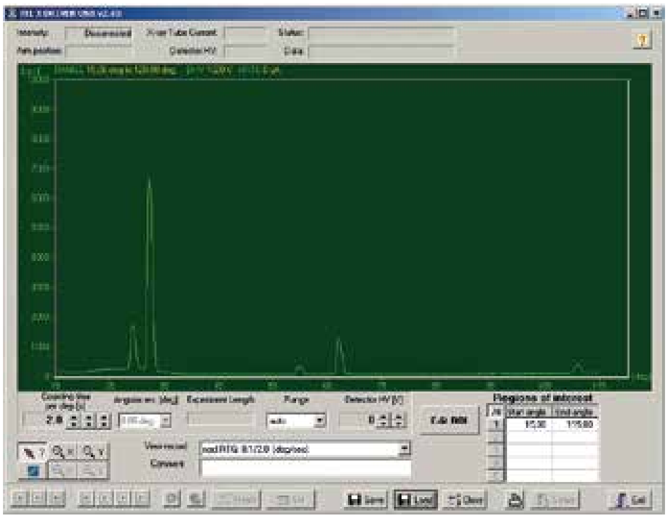
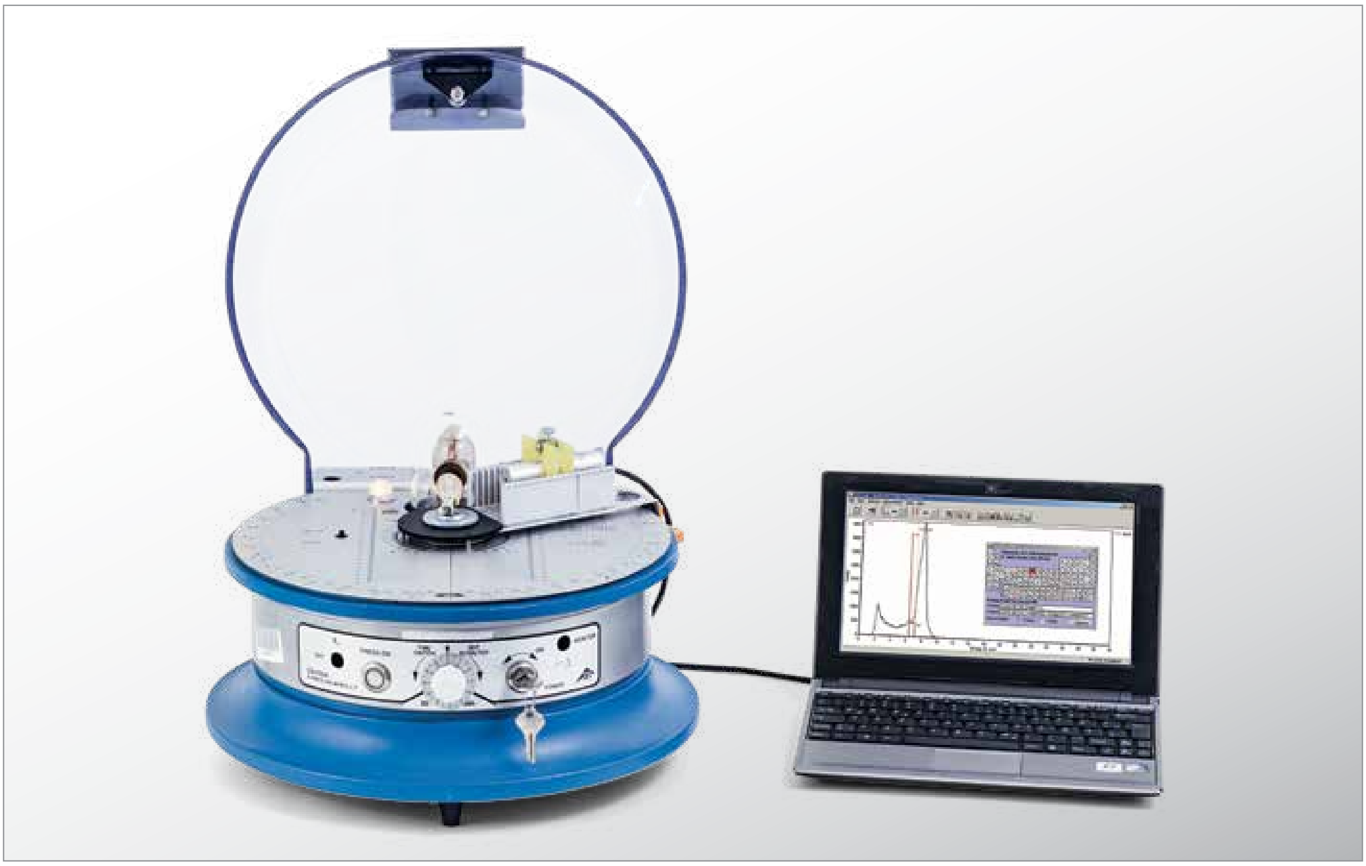


Fig. 4 Courbe de Bragg sur le LiF

UE7020100 I FLUORESCENCE X



EXERCICES

- Enregistrer les spectres de fluores-cence X de différents échantillons.
- Identifier les composants chimiques à l'aide des raies X caractéristiques.

OBJECTIF

Analyse non destructive de la composition chimique

RESUME

Les éléments chimiques peuvent être identifiés clairement à l'aide de leur rayonnement X caracté-ristique, car l'énergie du rayonnement dépend du numéro atomique de l'élément. On parle d'analyse de la fluorescence X lorsque le rayonnement X caractéristique est excité par l'irradiation du matériau étudié avec des quanta X hautement énergétiques. Dans l'expérience, nous allons analyser plusieurs échantillons en vue de leur composition chimique. Ainsi, nous allons comparer du fer forgé avec de l'acier inox, du cuivre avec du laiton et du bronze ainsi que différentes pièces de monnaie.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Número	Aparato	Artículo N°
1	Appareil à rayons X (230 V, 50/60 Hz)	1000657 ou
	Appareil à rayons X (115 V, 50/60 Hz)	1000660
1	Kit de base Bragg	1008508
1	Détecteur d'énergie de rayons X	1008629
1	Lot d'échantillons pour la fluorescence	1012868

GENERALITES

Les éléments chimiques peuvent être identifiés clairement à l’aide de leur rayonnement X caractéristique, car l’énergie du rayonnement dépend du numéro atomique de l’élément. Aussi, on peut déterminer la composition chimique d’un matériau en mesurant le rayonnement X caractéristique. Les liaisons chimiques des éléments n’ont aucune importance, car elles n’influencent pas les couches électroniques intérieures entre lesquelles transitent les rayons X.

On parle d’analyse de la fluorescence X lorsque le rayonnement X caractéristique est excité par l’irradiation du matériau étudié avec des quanta X hautement énergétiques. L’énergie d’excitation doit être supérieure à l’énergie du rayonnement caractéristique attendu, aussi les jonctions de la série K dans des éléments au numéro atomique élevé risquent-elles de ne pas être excitées. C’est pourquoi l’analyse doit également tenir compte de jonctions de la série L, voir Fig. 1.
Un détecteur d’énergie X est disponible dans l’expérience pour enregistrer les spectres d’énergie. Par son interaction avec les atomes de cristaux d’une photodiode PIN Si, le rayonnement X incident génère des paires de trous d’électrons dont la charge complète est proportionnelle à l’énergie X. La charge est convertie en une impulsion de tension dont la valeur proportionnelle à l’énergie X est transmise à un ordinateur sous forme de valeur numérique. Un logiciel d’évaluation représente la répartition des fréquences des amplitudes d’impulsions. Après une calibration de l’énergie, la répartition des fréquences représente le spectre d’énergie recherché.
L’expérience utilise un tube à rayons X avec, comme source de rayonnement, une anode en cuivre. Nous allons analyser plusieurs échantillons en vue de leur composition chimique. Ainsi, nous allons comparer du fer forgé avec de l’acier inox, du cuivre avec du laiton et du bronze ainsi que différentes pièces de monnaie.

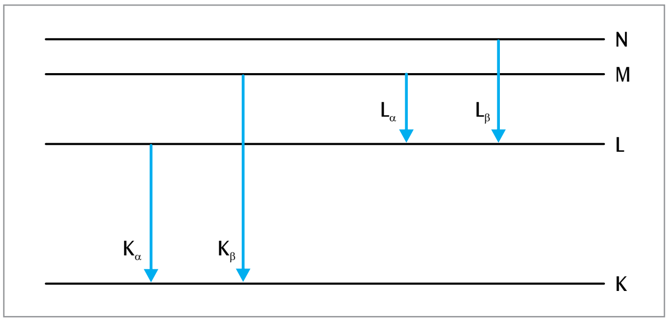


Fig. 1 Diagramme de Grotrian simplifié d’un atome avec les raies X caractéristiques

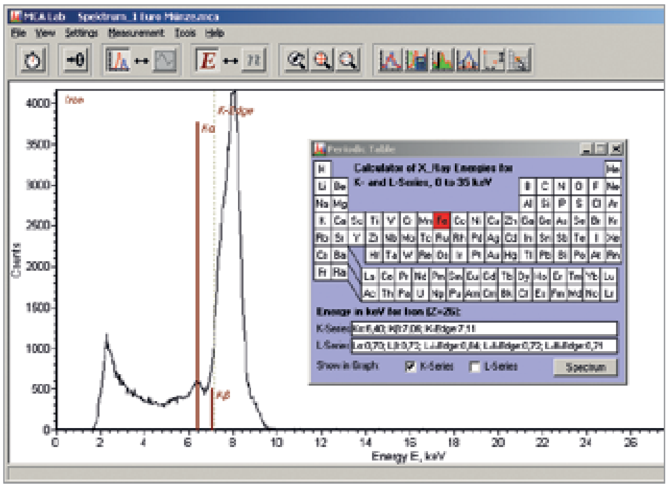


Fig. 2 Spectre de fluorescence X d’une pièce de 1 euro

EVALUATION

Le logiciel d’évaluation permet de comparer les énergies mesurées avec les valeurs théoriques trouvées dans la littérature pour le rayonnement caractéristique des éléments entrant en question.

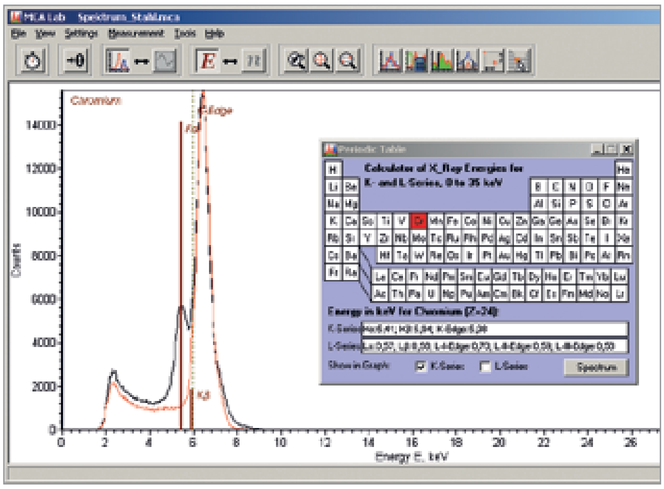
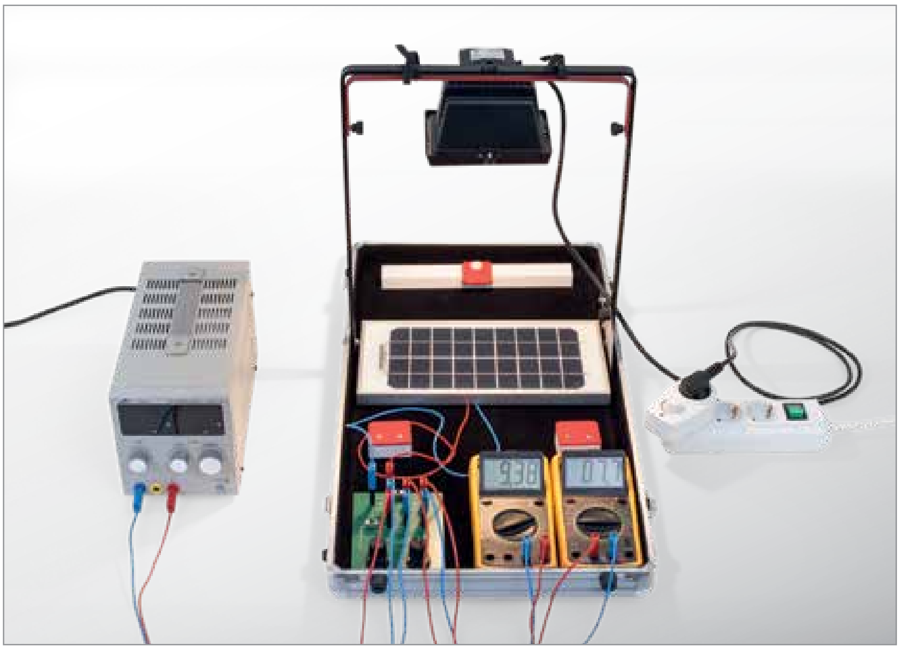


Fig. 3 Spectre de fluorescence X du fer forgé (rouge) et de l’acier inox (noir)

UE8020100 | INSTALLATIONS PHOTOVOLTAIQUES



OBJECTIF

Mesure des caractéristiques d'un module photovoltaïque en fonction de l'intensité de l'éclairement lumineux

RESUME

Une installation photovoltaïque transforme l'énergie lumineuse de la lumière du soleil en énergie électrique, en utilisant des cellules solaires constituées par ex. de silicium dopé et correspondant dans leur principe à une photodiode de grande surface. La lumière absorbée dans la cellule solaire détache des porteurs de charge qui proviennent des liaisons cristallines et qui contribuent ainsi à un courant photoélectrique dans le sens passant opposé de la jonction p-n. Le courant pouvant être cédé à une charge extérieure est limité par le courant de diode de la cellule solaire. À la tension à vide U_{OC}, il atteint la valeur zéro, car le courant photoélectrique et le courant de diode y sont parfaitement compensés, et devient négatif dès qu'une tension est appliquée au-dessus de la tension à vide. Dans le domaine des courants positifs, la cellule solaire peut être exploitée comme un générateur pour céder de l'énergie électrique à une charge extérieure. Dans l'expérience, les caractéristiques courant/tension de ce générateur sont mesurées en fonction de l'éclairement lumineux et décrites avec un jeu de paramètres simple.

EXERCICES

- Mesure des caractéristiques *I-U* d'un module photovoltaïque à différents éclairements lumineux.
- Comparaison entre les caractéristiques mesurées et le calcul selon le modèle mono-diode.
- Détermination du rapport entre la tension à vide et le courant de court-circuit à différents éclairements lumineux.

DISPOSITIFS NECESSAIRE

Nombre	Appareil	Référence
1	SEE Énergie solaire (230 V, 50/60 Hz)	1017732 ou
	SEE Énergie solaire (115 V, 50/60 Hz)	1017731
1	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Alimentation CC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

GENERALITES

Le terme « photovoltaïque » est composé du mot grec phos (lumière) et du nom italien Volta. Il honore Allessandro Volta, qui a inventé, entre autres, la première batterie électrochimique opérationnelle. Une installation photovoltaïque transforme de l'énergie lumineuse « gratuite » provenant de la lumière du soleil en énergie électrique et sans émettre de CO_2, en utilisant des cellules solaires constituées dans la majeure partie des cas de silicium dopé et correspondant à une photodiode de grande surface. La lumière absorbée dans la cellule solaire détache des porteurs de charge issus des liaisons cristallines (effet photoélectrique intérieur) qui, dans le champ électrique de la jonction p-n obtenu par le dopage, accèdent aux contacts extérieurs de la cellule solaire, les électrons vers le côté dopé n et les trous vers le côté dopé p (Fig. 1). Il se forme ainsi un courant photoélectrique dans le sens passant opposé de la jonction p-n, qui peut céder de l'énergie électrique à une charge extérieure.

Le courant photoélectrique I_{Ph} est proportionnel à l'éclairement lumineux Φ :

(1) $$I_{Ph} = \text{const} \cdot \Phi$$

Il est superposé par le courant de diode dans le sens passant

(2) $$I_D = I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)$$

I_S : courant de saturation, U_T : tension de température et augmente d'autant plus que la tension U développée entre les connexion dépasse la tension de diffusion U_D. Ainsi, le courant I cédé à l'extérieur est limité par le courant de diode :

(3) $$I = I_{Ph} - I_D = I_{Ph} - I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)$$

À la tension à vide U_{OC}, il atteint la valeur zéro, car le courant photoélectrique et le courant de diode y sont parfaitement compensés, et devient négatif dès qu'une tension $U > U_{OC}$ est appliquée. Dans le domaine des courants positifs, la cellule solaire peut être exploitée comme un générateur pour céder de l'énergie électrique à une charge extérieure. L'équation (3) décrit la caractéristique *I-U* de ce générateur.

Dans la pratique, le courant photoélectrique I_{Ph} étant bien plus important que le courant de saturation I_S, l'équation (3) permet de déduire pour la tension à vide le rapport

(4) $$U_{OC} = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{Ph}}{I_S}\right)$$

Si la cellule solaire est court-circuitée au niveau de ses connexions, elle fournit le courant de court-circuit I_{SC} qui, étant donné que $U = 0$, correspond au courant photoélectrique en raison de (3). Par conséquent

(5) $$U_{OC} = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{SC}}{I_S}\right), \text{ avec } I_{SC} = I_{Ph}$$

L'équation 2 décrit le comportement de la diode dans le cadre du modèle dit standard. Dans ce cas, le courant de saturation I_S est une grandeur matérielle qui dépend des données géométriques et électriques de la cellule solaire. Pour la tension de température U_T :

(6) $$U_T = \frac{m \cdot k \cdot T}{e}$$

m = 1 … 2 : facteur d'idéalité

k : constante de Boltzmann, e : charge élémentaire,

T : température en kelvins

Si l'on observe la caractéristique de plus près, il faut encore tenir compte des courants de fuite sur les bords de la cellule solaire et des courts-circuits ponctuels de la jonction p-n, qu'on peut modéliser avec une résistance parallèle R_P. L'équation 3 devient

(7) $$I = I_{Ph} - I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) - \frac{U}{R_P}$$

Dans la pratique, pour obtenir de bonnes tensions utiles entre 20 et 50 V, on monte plusieurs cellules solaires en série dans un module photovoltaïque. Dans l'expérience, un tel circuit série constitué de 18 cellules solaires est éclairé par une lampe halogène d'éclairement lumineux variable, permettant ainsi d'enregistrer les caractéristiques courant/tension du module à différents éclairements.

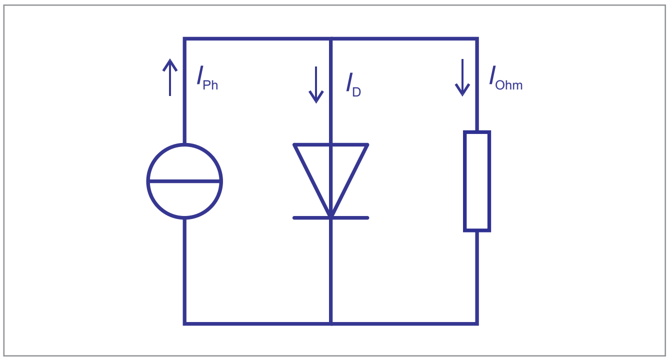


Fig. 3 : Schéma équivalent pour le module photovoltaïque

EVALUATION

On peut décrire les caractéristiques courant/tension du module photovoltaïque (Fig. 2) à l'aide de l'équation 7, en utilisant toujours le même jeu de paramètres I_S, U_T et R_P indépendamment de l'éclairement lumineux et le courant photoélectrique I_{PH} selon l'éclairement lumineux. Cependant, la tension de température est 18 fois supérieure à la valeur évaluée dans l'équation 6, car le module se présente sous la forme d'un circuit série de 18 cellules solaires.

Comme schéma équivalent pour le module photovoltaïque, on peut donc indiquer un circuit parallèle constitué d'une source de courant idéale, d'un circuit série de 18 diodes semi-conductrices et d'une résistance ohmique (Fig. 3). Dans le sens bloquant, la source de courant fournit un courant qui dépend de l'éclairement lumineux.

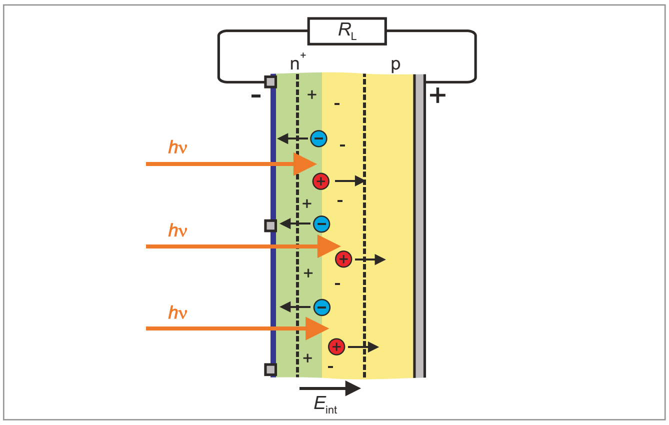


Fig. 1 : Représentation schématique d'une cellule solaire comme composant semi-conducteur,

n^+ : zone fortement dopée n, p : zone dopée p,

: trou généré par absorption de lumière,

: électron libre généré par absorption de lumière,

\+ : charge positive « stationnaire »,

\- : charge négative « stationnaire »,

E_{int} : champ électrique résultant de la différence de charge d'espace,

R_L-résistance de charge

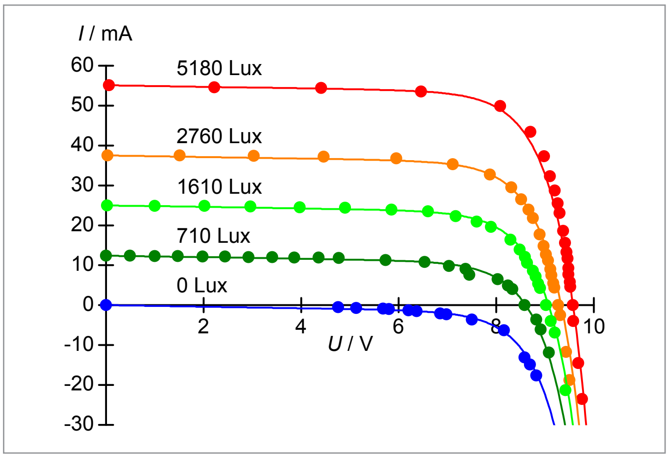
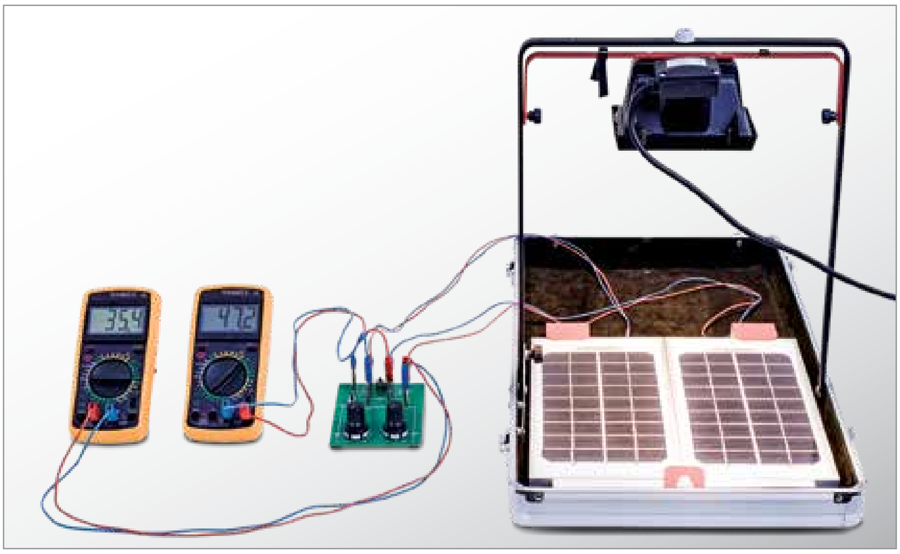


Fig. 2 : Caractéristiques courant/tension d'un module photovoltaïque à cinq éclairements lumineux différents

UE8020200 | INSTALLATIONS PHOTOVOLTAIQUES



OBJECTIF

Étude de l'influence d'un ombrage partiel

EXERCICES

- Mesurer et analyser les caractéristiques *I/U* et *P/R* du circuit série constitué de deux modules photovoltaïques.
- Mesurer et analyser les caractéristiques en cas d'ombrage partiel avec et sans protection par des diodes bypass.
- Démontrer la tension de blocage sur le module ombragé non protégé.
- Déterminer les pertes de puissance résultant d'un ombrage partiel.

RESUME

Dans les installations photovoltaïques, on pose habituellement plusieurs modules en série. Les modules, quant à eux, sont des circuits série constitués de nombreuses cellules solaires. Dans la pratique, on observe des ombrages partiels. Certains éléments de l'installation sont alors éclairés avec une intensité moindre et ne fournissent qu'un faible courant photoélectrique qui limite le courant à travers tout le circuit série. On évite cette situation en utilisant des diodes bypass. Dans l'expérience, deux modules constitués chacun de 18 cellules solaires représentent une installation photovoltaïque simple. Ils sont montés en série au choix avec ou sans des diodes bypass supplémentaires et éclairés avec la lumière provenant d'une lampe halogène.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	SEE Énergie solaire (230 V, 50/60 Hz)	1017732 ou
	SEE Énergie solaire (115 V, 50/60 Hz)	1017731

NOTIONS DE BASE GENERALES

Dans les installations photovoltaïques, on pose habituellement plusieurs modules en série. Les modules, quant à eux, sont des circuits série constitués de nombreuses cellules solaires.

On calcule le courant et la tension dans un tel circuit série à l'aide des lois de Kirchhoff en tenant compte de la caractéristique courant/tension des cellules solaires. Le même courant *I* traverse tous les modules du circuit série

(1) $$U = \sum_{i=1}^{n} U_i$$

n : nombre de modules

et la tension totale est la somme de toutes les tensions U_i qui passent entre les connexions des différents modules. On peut très bien décrire la caractéristique courant/tension d'une cellule solaire ou d'un module individuel en s'appuyant sur un circuit équivalent faisant office de circuit antiparallèle et composé d'une source de courant constant qui fournit le courant photoélectrique et d'une « diode semi-conductrice ». Les pertes ohmiques correspondent à une résistance parallèle supplémentaire (cf. l'expérience UE8020100 et la Fig. 1). Le courant photoélectrique est proportionnel à l'intensité de rayonnement de la lumière. À intensité de rayonnement égale, tous les modules présentent le même comportement et fournissent la même tension individuelle. Dans ce cas, on obtient à partir de l'équation 1 :

(2) $$U = n \cdot U_1$$

Mais dans la pratique, une installation photovoltaïque peut subir un ombrage partiel. Certains modules de l'installation sont alors éclairés avec une intensité moindre et ne fournissent qu'un faible courant photoélectrique qui limite le courant à travers tout le circuit série. Cette limitation de courant a pour effet que différentes tensions U_i apparaissent sur les différents modules.

Dans le pire des cas, les tensions sur les modules totalement éclairés atteignent même en cas de court-circuit (U = 0) des valeurs allant jusqu'à la tension à vide (Fig. 2). Dans le sens du blocage, la somme de ces tensions est appliquée aux modules ombragés. Le fort réchauffement qui s'ensuit risque de détruire l'encapsulation, voire même les cellules solaires. Des diodes bypass, capables de faire passer le courant par l'élément ombragé, protègent les installations photovoltaïques.

Dans l'expérience, deux modules constitués chacun de 18 cellules solaires représentent une installation photovoltaïque simple. Ils sont montés en série au choix avec ou sans des diodes bypass supplémentaires et éclairés avec la lumière provenant d'une lampe halogène.

Dans un premier temps, les deux modules sont éclairés avec la même intensité. Puis on ombrage l'un des deux modules, de sorte qu'il ne fournisse plus que la moitié du courant photoélectrique.

Dans tous les cas, les caractéristique I/U sont enregistrées et comparées, du court-circuit jusqu'à la tension à vide. De plus, les puissances sont calculées comme fonctions de la résistance de charge afin de déterminer les pertes de puissance dues à l'ombrage et l'influence des diodes bypass. Par ailleurs, en cas de court-circuit, la tension est mesurée sur le module ombragé. Elle atteint -9 V si le module n'est pas protégé par une diode bypass.

EVALUATION

Par exemple, si un module ne fournit que la moitié du courant photoélectrique, celui-ci détermine le courant de court-circuit du circuit série en l'absence de diode bypass.

Avec une diode bypass, le module totalement éclairé fournit son courant maximum, jusqu'à ce que celui-ci diminue parce que la tension à vide du module individuel est atteinte.

Le modèle mathématique permettant d'adapter les valeurs de mesure dans les Fig. 3 et 4 tient compte des lois de Kirchhoff et utilise la caractéristique courant/tension (déterminée dans l'expérience UE8020100) des différents modules avec les paramètres I_S, U_T et R_P. Pour tenir compte des diodes bypass, on utilise la caractéristique de ces dernières.

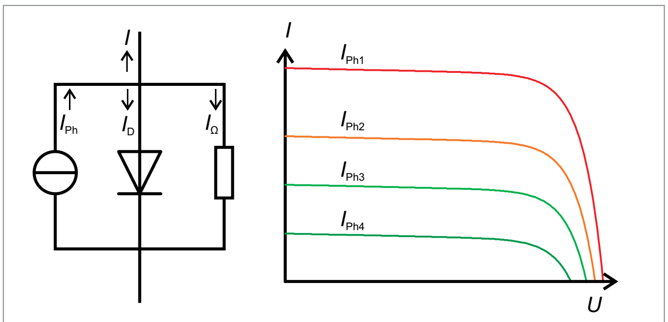


Fig. 1 : Schéma équivalent et caractéristiques d'une cellule solaire

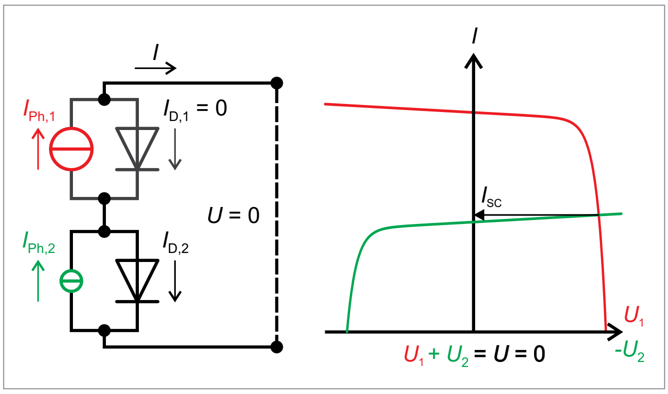


Fig. 2 : Représentation schématique d'un ombrage partiel du circuit série constitué de deux modules sans bypass, en cas de court-circuit (U = 0). La caractéristique du module ombragé (vert) est représentée réfléchie. Ici, on observe une tension U_2 dans le sens du blocage.

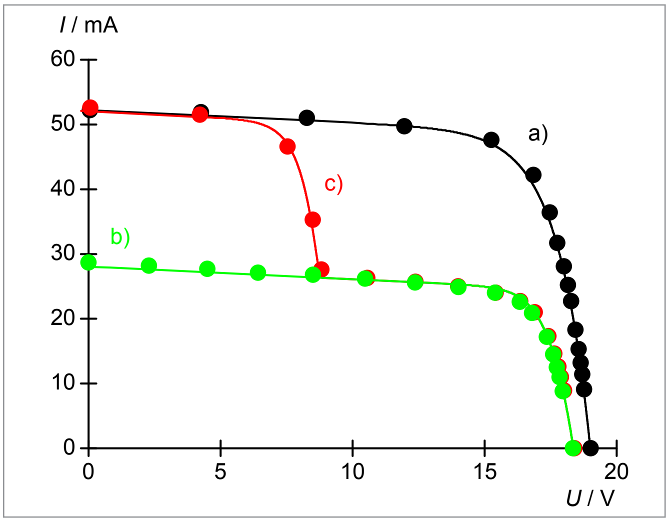


Fig. 3 : Caractéristique I/U du circuit série constitué de deux modules : a) sans ombrage, b) ombrage partiel, sans bypass, c) ombrage partiel, avec bypass

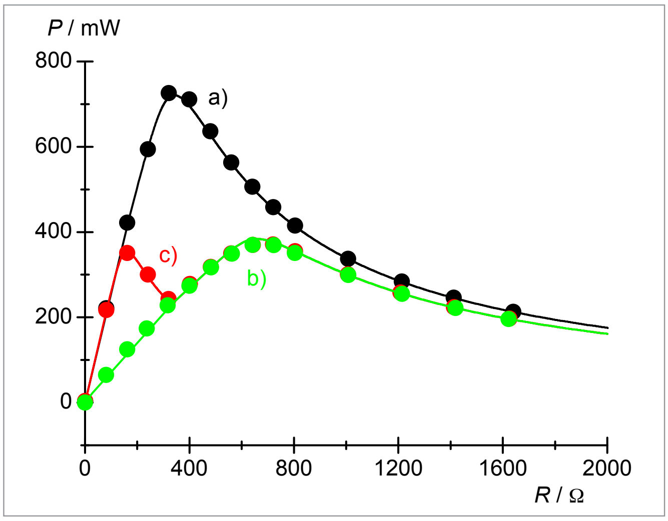
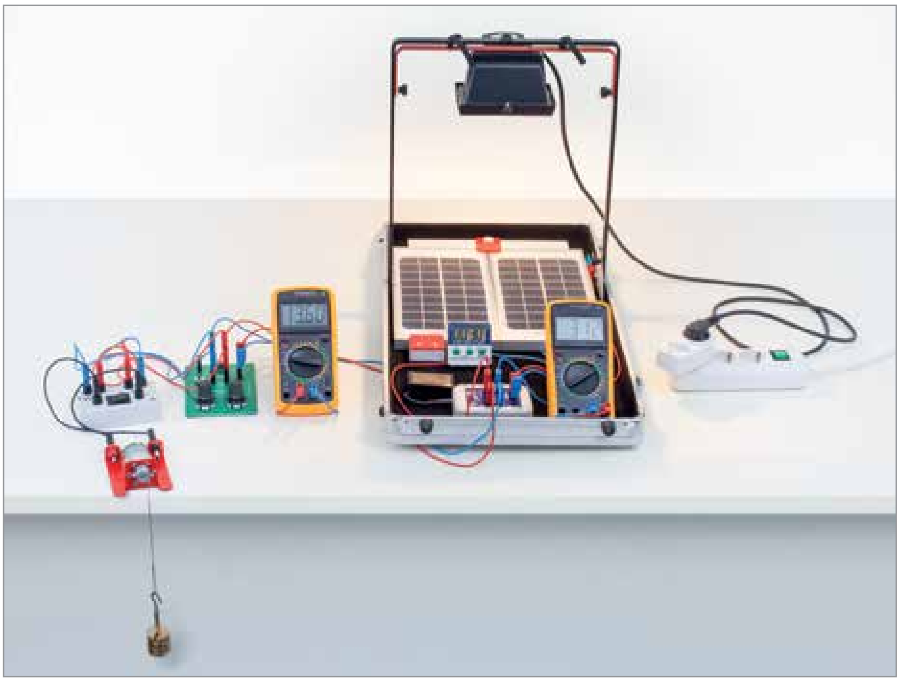


Fig. 4 : Caractéristique P/R du circuit série constitué de deux modules : a) sans ombrage, b) ombrage partiel, sans bypass, c) ombrage partiel, avec bypass

UE8020250 | INSTALLATIONS PHOTOVOLTAIQUES



OBJECTIF

Étude d'une installation autonome permettant de produire et de stocker de l'énergie électrique

EXERCICES

- Détermination du courant de service du compteur de charges électronique et de l'éclairement lumineux minimal requis pour le service.
- Étude du bilan énergétique de l'installation autonome à différentes charges ohmiques et différents éclairements lumineux en laboratoire.
- Mesure du courant solaire fourni ainsi que du courant de charge et de décharge en fonction du courant débité à différents éclairements lumineux.

RESUME

Les installations autonomes sont des équipements d'alimentation électrique qui ne sont pas connectés à un réseau électrique public et comprennent la production et le stockage d'énergie électrique. Souvent, on utilise des modules photovoltaïques pour produire de l'énergie et des accumulateurs pour en stocker. Pour reproduire une telle installation autonome, l'expérience utilise deux modules photovoltaïques pour charger un accumulateur à hydrure métallique de nickel. Un moteur à courant continu est connecté pour décharger l'accumulateur, tandis qu'un compteur de charges électronique mesure la charge arrivante ou partante. Le montage en série de deux modules permet d'obtenir une charge fiable de l'accumulateur même à faible éclairement lumineux, car la tension à vide se situe nettement au-dessous de la tension de l'accumulateur.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	SEE Énergie solaire (230 V, 50/60 Hz)	1017732 ou
	SEE Énergie solaire (115 V, 50/60 Hz)	1017731
1	Compteur de charges avec accumulateur	1017734
1	Motoréducteur à poulie	1017735
1	Jeu de masses à fente 5 x 100 g	1003228
1	Ficell, 100 m	1007112
1	Interrupteur bipolaire	1018439
1	Jeu de 15 cordons à reprise arrière, 75 cm, 1 mm^2	1002840
1	Compteur horaire	1003009

GENERALITES

Les installations autonomes sont des équipements d'alimentation électrique qui ne sont pas connectés à un réseau électrique public. Elles comprennent la production et le stockage d'énergie électrique et sont utilisées lorsqu'une connexion à un réseau public n'est pas possible ou n'est pas rentable ou n'offre ni flexibilité, ni mobilité suffisantes. Souvent, on utilise des modules photovoltaïques pour produire de l'énergie et des accumulateurs pour en stocker. Pour reproduire une telle installation autonome, l'expérience utilise deux modules

photovoltaïques d'une puissance nominale de 5 W pour charger un accumulateur à hydrure métallique de nickel d'une capacité de 220 mAh. Un moteur à courant continu est connecté pour décharger l'accumulateur, tandis qu'un compteur de charges électronique mesure la charge arrivante ou partante. L'expérience renonce au régulateur de charge utilisé généralement dans la pratique.

La tension nominale U_{Accu} de l'accumulateur s'élève à 8,4 V, mais dépend de l'état de charge ainsi que du courant de charge I_{Accu} et peut atteindre dans la pratique jusqu'à 10 V. Elle détermine la tension dans toutes les branches montées en parallèle (Fig. 1) :

(1) $$U_{Accu} = U_{Op} = U_L = U_{Solar}$$

Le courant fourni I_{Solar} est utilisé comme courant de service I_{Op} pour le compteur de charges électronique, comme courant de charge I_{Accu} pour l'accumulateur et comme courant I_L par la charge connectée. Le bilan énergétique

(2) $$I_{Solar} = I_{Accu} + I_{Op} + I_L$$

s'applique également en cas de courants de charge négatifs I_{Accu}, donc en cas de décharge de l'accumulateur.

Le courant de service I_{OP} = 10 mA est déterminé par le circuit électronique du compteur de charges, tandis que le courant débité I_L dépend de la résistance ohmique R_L de la charge connectée. L'accumulateur est donc chargé lorsque l'installation photovoltaïque fournit du courant et que la résistance de charge n'est pas trop faible. Pour garantir une charge fiable de l'accumulateur même à faible éclairement lumineux, l'installation photovoltaïque est configurée de manière à ce que sa tension à vide U_{OC} soit nettement supérieure à la tension U_{Accu}. Une comparaison avec les caractéristiques mesurées dans l'expérience UE8020100 montre qu'on peut l'obtenir fiablement en montant deux modules en série. Le courant solaire fourni I_{Solar} est alors proportionnel dans une bonne approximation à l'éclairement lumineux E et atteint dans des conditions de laboratoire des valeurs jusqu'à 50 mA, idéales pour une charge rapide de l'accumulateur.

Comme charge ohmique, on utilise un moteur à courant continu et une cascade de résistances qui permettent de balayer la caractéristique courant de charge/courant débité de l'installation autonome et en outre de confirmer que le courant solaire fourni est indépendant de la charge ohmique. Dans le résultat, on peut indiquer par ex. la luminosité minimale requise pour charger l'accumulateur en l'absence de toutes les charges.

NOTE

Lorsque les modules photovoltaïques sont utilisés dans un rayonnement solaire à l'extérieur, les courants obtenus peuvent être bien supérieurs. Dans ce cas, il est recommandé de ne pas brancher l'accumulateur sans charge ohmique supplémentaire, celle-ci garantissant que le courant de charge I_{Accu} ne dépasse pas 44 mA.

EVALUATION

Le courant de service du compteur de charges est déterminé par la charge qui s'écoule en 30 s de l'accumulateur, aucun module ni consommateur n'étant connecté.

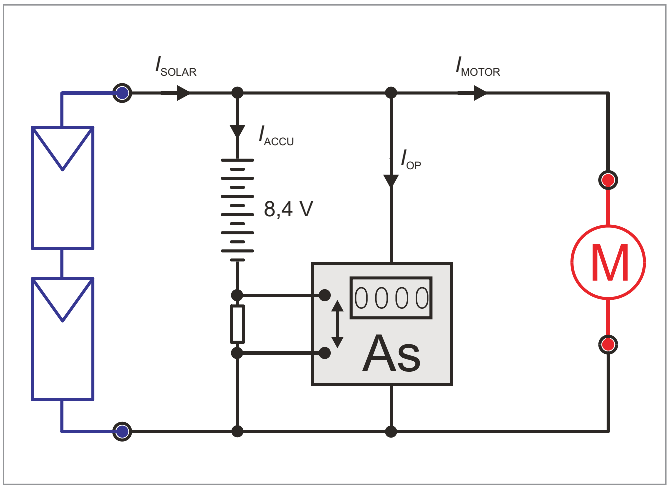


Fig. 1 : Schéma fonctionnel de l'installation autonome

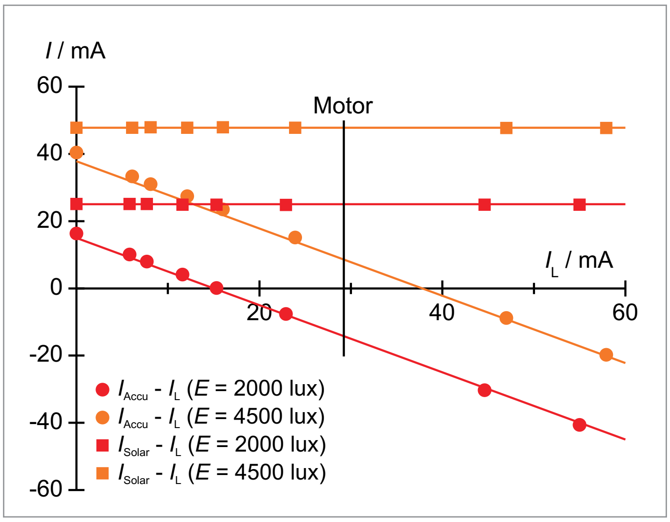


Fig. 2 : Caractéristiques de charge de l'installation autonome

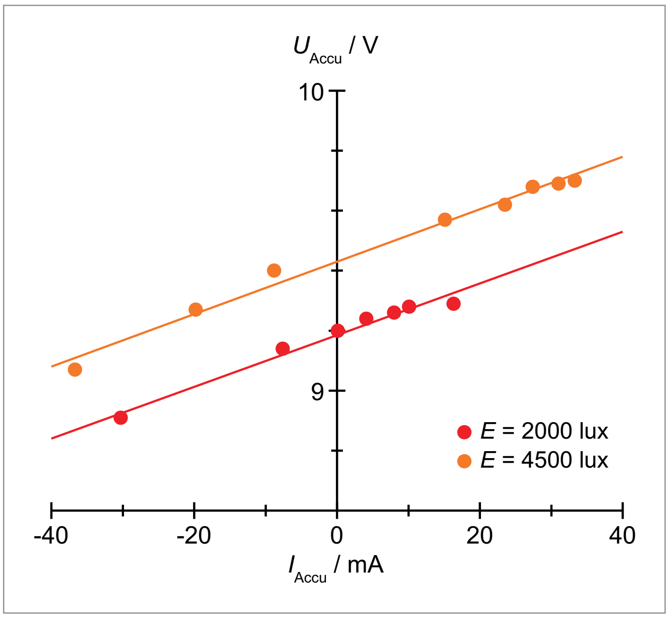
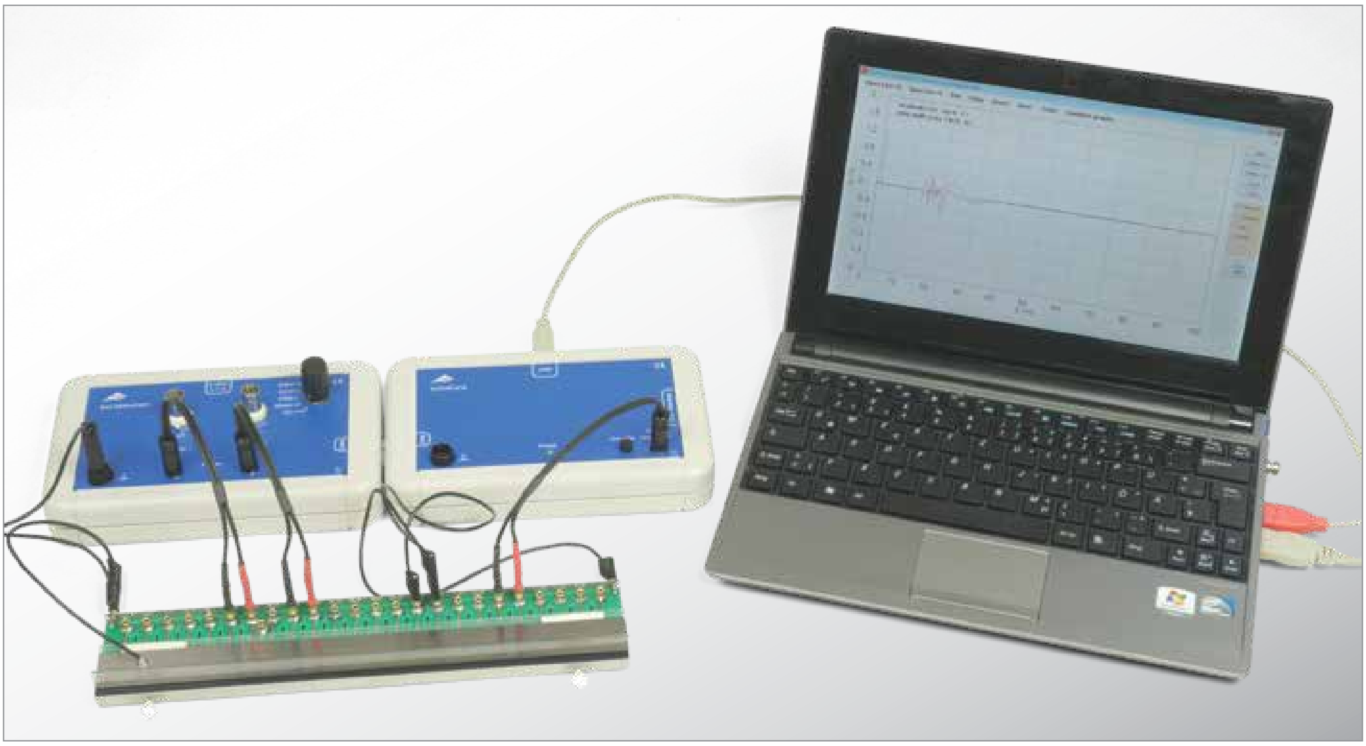


Fig. 3 : Caractéristiques de l'accumulateur, mesurées à différents éclairements lumineux. Selon l'état de charge de l'accumulateur, ces caractéristiques sont décalées par le haut ou par le bas sur l'axe y.

UE9010100 | NEUROPHYSIOLOGIE



› EXERCICES

- Enregistrez les potentiels d'action dans les axones géants d'un lombric après une stimulation électrique.
- Enregistrez les potentiels d'action dans les axones géants d'un lombric après une stimulation électrique.
- Option : Enregistrer un simple électro-myogramme et électrocardiogramme sur des humains.

OBJECTIF

Examiner les potentiels d'action dans les axones géants d'un lombric après une excitation électrique et tactile.

RESUME

Par analogie à l'expérience célèbre sur la cuisse de grenouille de Luigi Galvani, un axone géant de lombric est d'abord soumis à une excitation électrique. Les potentiels d'action qui en résultent sont amplifiés et mesurés à l'aide d'une interface. Au cours de la prochaine étape, le lombric est soumis à une stimulation tactile, ce qui entraîne également un potentiel d'action À titre d'option, un simple électrocardiogramme et un simple électromyogramme peuvent être enregistrés sur des humains.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Enceinte de mesure pour expériences sur le lombric	1020601
1	Bio-amplificateur (230 V, 50/60 Hz)	1020599 ou
	Bio-amplificateur	1020600
1	Bio-interface de mesure	1020602
1	Appareil excitateur pour expériences sur le lombric	1020603
	Vers de terre géants	
En plus recommandé :		
1	Câble pour électrocardiogramme	1020605
1	Jeu de 30 électrodes pour ECG / EMG	5006578

AVERTISSEMENT

Il est interdit de mener des expériences électrophysiologiques sur des êtres humains sans garantir une isolation fiable de la tension du secteur !
Utiliser les valeurs mesurées et les courbes de mesure uniquement à des fins de formation, ne jamais utiliser les valeurs pour évaluer l'état de santé d'une personne !

GENERALITES

Dès 1790, le chercheur originaire de Bologne, *Luigi Galvani* a démontré sur une cuisse de grenouille que des processus électrique participaient au fonctionnement des nerfs et des muscles. Aujourd'hui encore, des spécimens similaires sont utilisés dans le domaine de la recherche sur la fonction nerveuse et la contraction musculaire. L'une des alternatives consiste à réaliser les expériences sur un lombric vivant.

Dans la première partie de l'expérience, un lombric géant est mis en contact avec un faisceau d'électrodes qui sont connectées à un bio-amplificateur et une bio-interface de mesure. L'axone géant du lombric est ensuite stimulé avec différents signaux de tension à l'une des extrémités. Dès que la tension dépasse un certain seuil, on peut observer un potentiel d'action. Au cours de la prochaine étape, le lombric est soumis à une stimulation tactile sur l'extrémité antérieure et postérieure, ce qui entraîne également un potentiel d'action. Comme les deux extrémités du lombric présentent une épaisseur de peau différente, on peut observer que les potentiels d'action ont également un comportement différent.

Les nerfs du lombric possèdent une structure plus simple que ceux de la grenouille et permettent donc la mesure des impulsions nerveuses dans les fibres nerveuses individuelles. Il est possible de démontrer la fonction des potentiels nerveux pour les réflexes qui se manifestent chez le lombric intact. On peut effectuer la mesure des mécanismes cellulaires d'accoutumance. Le lombric demeure en vie et ne subit aucune blessure pendant l'expérience. Il peut être ramené dans son habitat une fois l'expérience conclue.

EVALUATION

La figure 1 illustre les réactions du lombric aux stimulations électriques. Sur le graphique du haut, la stimulation était trop faible pour susciter un potentiel nerveux, tandis que, sur le graphique du bas, une stimulation uniquement supérieure de 0,1 V s'est avérée suffisante pour lancer un potentiel d'action.

La figure 2 représente les potentiels d'action après une stimulation tactile à l'extrémité antérieure (graphique du bas) et sur la queue du lombric (graphique du haut). Après stimulation sur l'extrémité antérieure, un enregistrement a lieu sur les parties plus postérieures du lombric tandis qu'un enregistrement est effectué sur les parties antérieures après des stimulations réalisées sur la queue.

Un exemple de l'électromyogramme d'un biceps contracté lentement est illustré sur la figure 3.

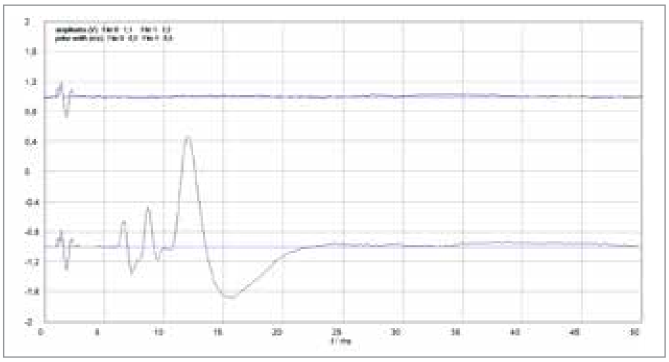


Fig. 1 : Réactions du lombric aux stimulations électriques

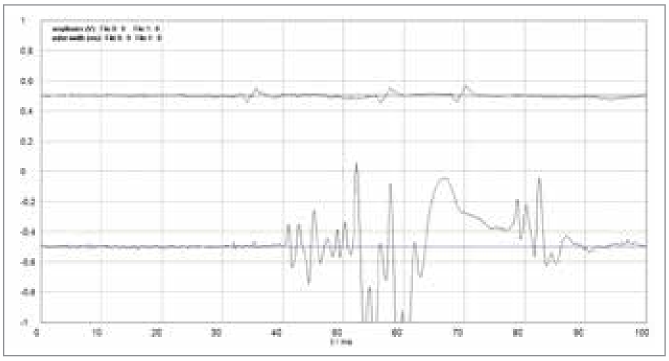


Fig. 2 : Réactions à une stimulation tactile à l'extrémité antérieure (graphique du bas) et sur la queue du lombric (graphique du haut)

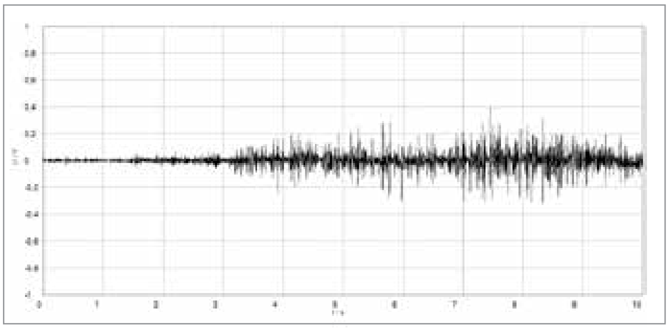
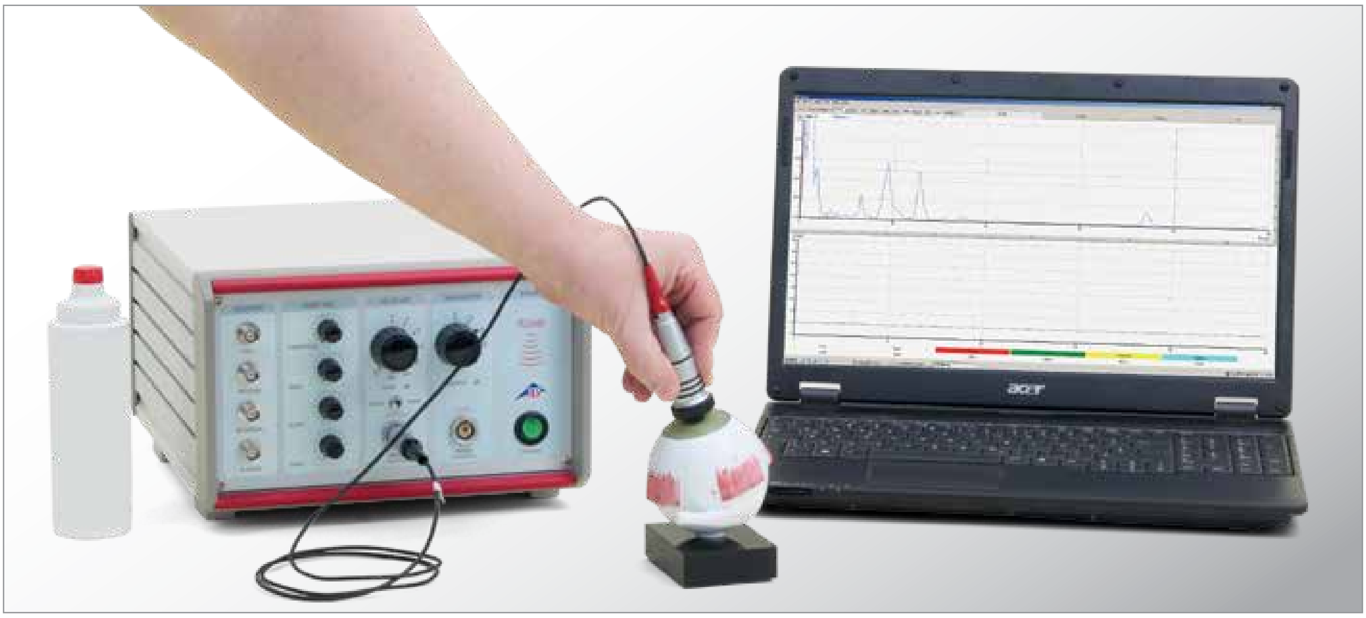


Fig. 3 : Electromyogramme d'un biceps contracté lentement

UE9020100 | BIOMÉTRIE PAR ULTRASONS



› EXERCICES

- Mesurer les coefficients biométriques sur le modèle d'œil humain en utilisant la méthode à écho d'impulsions.
- Calculer la géométrie d'objets individuels dans l'œil.

OBJECTIF

Déterminer les dimensions internes d'un modèle d'œil

RESUME

Dans le cadre de cette expérience, on utilise une application type de la biométrie par ultrasons suivant la méthode A-scan (visualisation de type A) dans le domaine du diagnostic médical utilisé en ophtamologie. Sur un modèle d'œil, toutes les parties de l'œil sain sont mesurées et on effectue des calculs de correction.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Echoscope à ultrasons GS200	1018616
1	Sonde à ultrasons 2MHz GS200	1018618
1	Modèle d'œil pour biométrie par ultrasons	1012869
1	Gel de branchement pour ultrasons	1008575

GENERALITES

Les ultrasons sont également utilisés en ophtalmologie. Ils jouent un rôle majeur dans le domaine de la biométrie, notamment dans la mesure des distances dans l'œil. La distance entre la cornée et la rétine est très importante pour le calcul des caractéristiques du cristallin artificiel implanté chez des patients souffrant de la cataracte. L'échographie est nécessaire dans ce cas car la cornée ou le cristallin sont trop obscurcis pour permettre l'utilisation de méthodes optiques. Des examens de l'humeur aqueuse ou vitrée et de l'épaisseur du cristallin sont de nos jours fréquemment réalisées à l'aide de nouvelles méthodes utilisant la lumière laser ou l'imagerie ultrasonore en mode B.

Le temps de vol donné mesuré des échos de A-scan ne peut pas être calculés en tant que distance suivant une méthode simple en raison des vitesses différentes dans chacun des milieux (cornée, cristallin, humeur vitrée). Par conséquent, un calcul de correction est nécessaire. Deux vitesses sont données pour le modèle : - cristallin : 2500 m/s, -humeurs : 1410 m/s. Ces valeurs et le temps de vol obtenu à partir de l'image A-scan mesurée vont être utilisés pour déterminer les distances à l'aide de l'équation suivante :

(1) $$s = v\frac{\Delta t}{2}$$

Dans le domaine du diagnostic médical, l'expérience a montré que des « moyennes » sont souvent employées. Cette vitesse moyenne est calculée pour le modèle avec l'équation suivante :

(2) $$v = \frac{v_1\left(t_1+(t_3-t_2)+v_2(t_2-t_1)\right)}{t_3}$$

Le gel de couplage pour l'analyse par ultrasons est utilisé pour connecter la sonde à la cornée du modèle. Déplacez lentement la sonde sur la cornée pour obtenir les meilleurs signaux (2 pics importants sur le cristallin et un plus petit provenant de la rétine). Une fois le temps de vol des pics mesuré, les distances réelles peuvent être calculées.

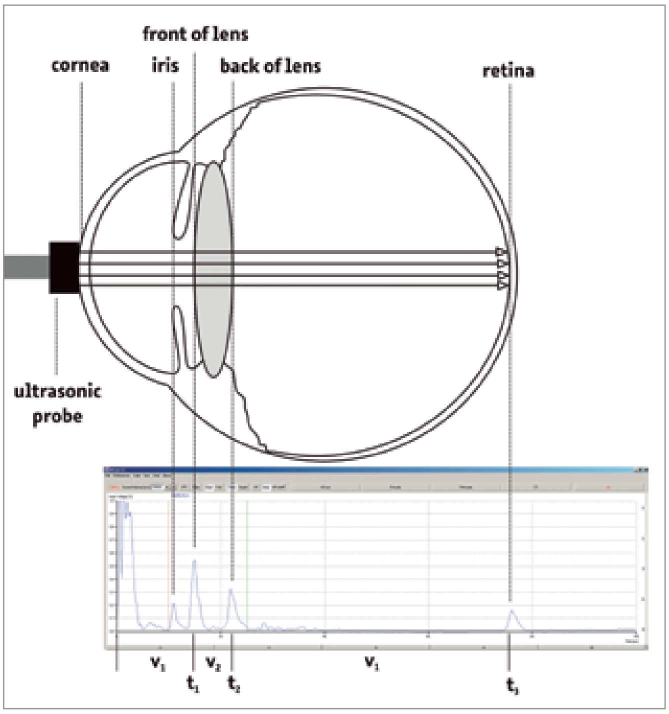


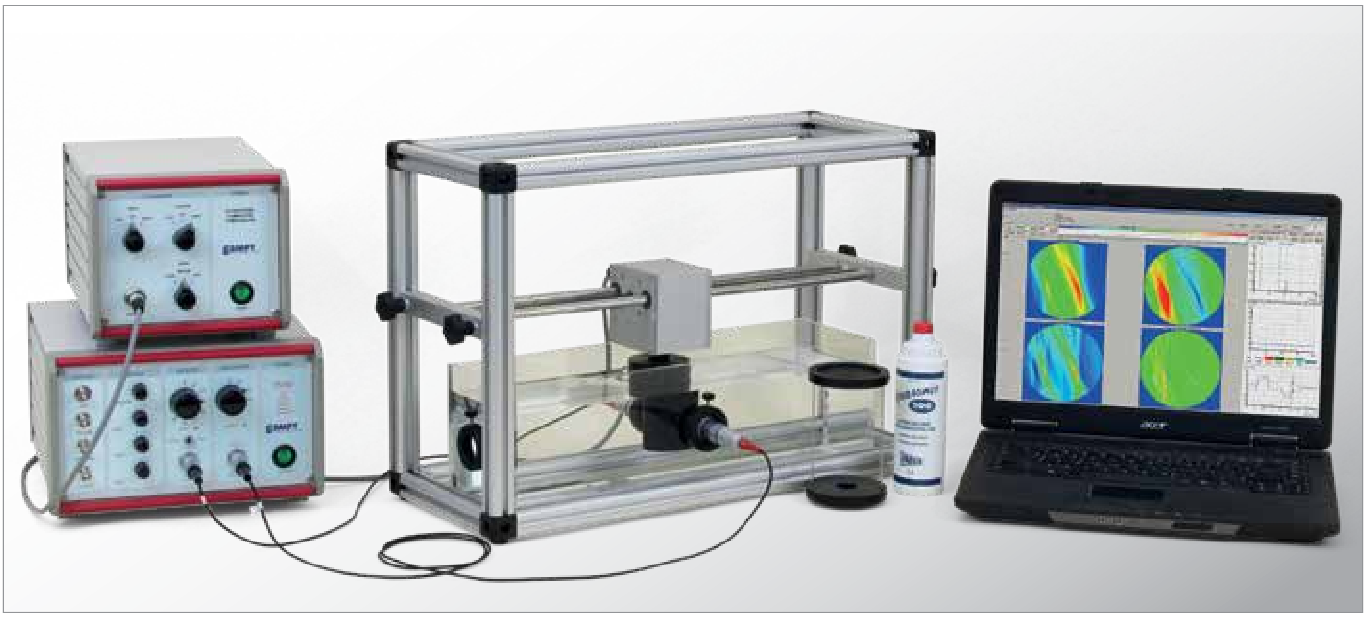
Fig. 1 : Image en mode A et schéma de l'œil humain

EVALUATION

Le temps de vol de chaque pic a été mesuré et la vitesse moyenne calculée à l'aide de l'équation (2). Le résultat a été adapté au dispositif de balayage « A-scan » (visualisation de type A) qui a ensuite été commuté sur l'échelle de profondeur et la profondeur de chaque pic a été mesurée.

Vitesses en m/s				
(Humeur aqueuse/vitrée)				1410 m/s
(Cristallin)				2500 m/s
Valeurs :	**Avant du cristallin**	**Arrière du cristallin**	**Rétine**	
Temps en 10^{-6} s	13,7	21,1	74,8	
Vitesse moyenne				1518 m/s
Profondeur mesurée en mm	11,9	15,9	42,5	
Profondeur réelle en mm	9,66	18,91	56,77	
Épaisseur / distance en mm	9,66	9,25	37,86	

UE9020200
ÉCHOTOMOGRAPHIE ASSISTÉE PAR ORDINATEUR



> EXERCICES

- Enregistrer une image échotomographique.
- Analyser différents paramètres de mesure.
- Étudier l'influence du filtrage et du traitement de l'image.

OBJECTIF

Étude de la formation d'une image échotomographique et de ses paramètres afférents

RESUME

Les quelques étapes de la formation d'une tomographie assistée par ordinateur sont illustrées. La différence entre l'amortissement et la vitesse du son en tant que paramètres de mesure est analysée. L'influence du filtrage et du traitement de l'image est étudiée.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Echoscope à ultrasons GS200	1018616
1	Commande TAO	1017783
1	Scanner TAO	1017782
1	Cuve de mesure TAO	1017785
1	Èchantillon TAO	1017784
2	Sonde à ultrasons 2MHz GS200	1018618
1	Gel de branchement pour ultrasons	1008575

GENERALITES

LLa tomographie assistée par ordinateur aux rayons X, l'imagerie à résonance magnétique (IRM) et la tomographie par émission de positrons (TEP) sont des méthodes d'imagerie assistée par ordinateur utilisées dans le domaine du diagnostic médical, de même que dans l'industrie et la recherche médicales. Les processus tels que l'absorption d'un rayonnement, la résonance magnétique nucléaire ou l'émission de particules sont utilisés pour produire des images en coupe transversale au moyen de quantités physiques pertinemment mesurables. L'échotomographie assistée par ordinateur est une autre méthode de tomographie assistée par ordinateur. Elle diffère de la tomographie assistée par ordinateur aux rayons X en ceci qu'au lieu de l'atténuation du rayonnement X, on mesure l'atténuation et les temps de vol des signaux ultrasonores dans l'objet testé. Avec la tomographie à ultrasons, les balayages linéaires sont enregistrés sous différents angles et rassemblées pour former une image en coupe transversale. Dans le cadre de ce processus, l'échantillon agencé entre la sonde de transmission et la sonde de réception est déplacé et tourné sous commande assistée par ordinateur. La superposition des projections des balayages individuels peut être suivie pas à pas sur l'ordinateur.

Pour former l'image, on utilise l'atténuation et la vitesse du son. Le coefficient d'atténuation du son µ résulte de l'amplitude mesurée A et de l'amplitude sans échantillon A_0 d'après la loi de l'atténuation :

(1) $$\mu \propto \ln \frac{A_0}{A}$$

Pour la génération du tomogramme de la vitesse du son, le temps de vol est utilisé comme quantité de mesure et la formule suivante s'applique :

(2) $$c \propto \frac{t_0}{t}$$

où t_0 est le temps de vol mesuré sans l'échantillon (la longueur de parcours s est constante).
L'échantillon (échantillon d'amortissement ou de vitesse) est fixé sur le porte-échantillon et positionné exactement entre les deux capteurs au moyen de la commande du scanner. Le porte-échantillon est ensuite déplacé à mi-chemin du parcours de balayage, on adapte la précision du balayage et le nombre d'intervalles angulaires et on démarre ensuite le scanner. Pendant les mesures, on observe les balayages linéaires individuels et on examine la génération des tomogrammes par superposition des projections des balayages linéaires. Les images en résultant sont optimisées à l'aide de divers filtres et avec un réglage de la luminosité et du contraste, ensuite on compare le tomogramme d'amortissement avec le tomogramme de la vitesse.

EVALUATION

Le signal de transmission (diagramme en haut à gauche sur la Fig. 1) a été mesuré en tenant compte de l'amplitude maximale et du temps de vol de l'amplitude maximale et, à partir de ces données, un profil linéaire (scan à un angle, 500 µm de distance entre les points) a été élaboré (diagramme en bas à gauche). La superposition à l'aide de l'algorithme de tomographie assistée par ordinateur (25 intervalles angulaires) produit une atténuation sonore pour l'image en haut à gauche (non filtré, contraste modifié) et la vitesse du son pour l'image en haut à droite (également non filtré, contraste modifié). Le filtrage de l'image d'atténuation améliore le contraste de sorte que les contours deviennent visibles (pertes de réflexion). La partie intérieure se distingue à peine de l'eau avoisinante, sur l'image de vitesse du son (à droite), l'échantillon et l'inclusion sont nettement visibles sous forme de régions homogènes d'une vitesse sonore différente.

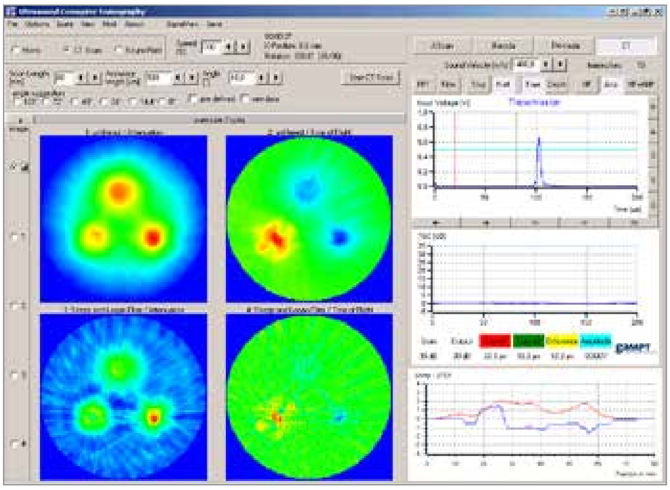
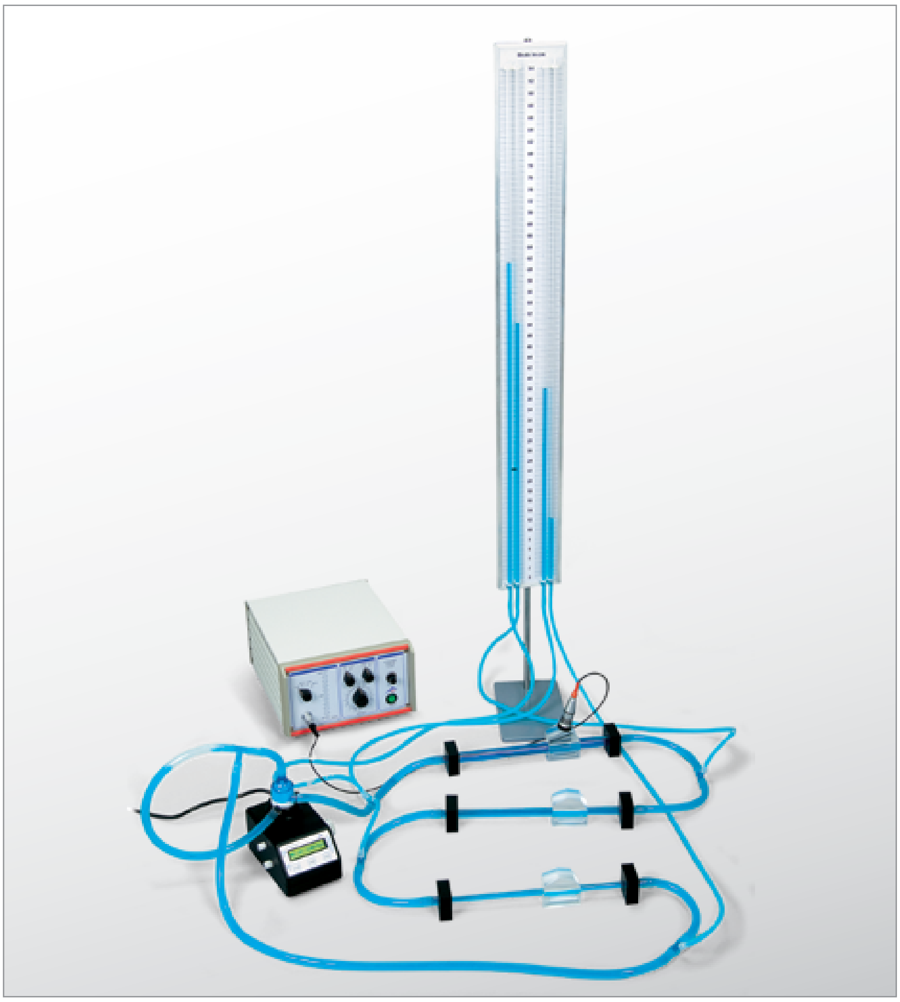


Fig. 1 : Capture d'écran avec atténuation et tomogrammes de temps de vol de l'échantillon de tomographie assistée par ordinateur

UE9020300 | MÉCANIQUE DES FLUIDES



OBJECTIF

Etudier les caractéristiques fondamentales des liquides à écoulement stationnaire et laminaire en utilisant le procédé par ultrasons à effet Doppler

EXERCICES

- Mesurer le décalage de fréquence Doppler à différentes vitesses de pompe et les chutes de pression sur des tubes verticaux.

- Déterminer les débits, les résistances à l'écoulement et la viscosité dynamique du liquide Doppler à l'aide de l'équation de continuité, l'équation de Bernoulli et l'équation de Hagen-Poiseuille.

- Calculer les nombres de Reynold pour différentes vitesses d'écoulement et différents diamètres de tube.

RESUME

Les mesures d'écoulement effectuées selon le procédé par ultrasons à effet Doppler sont utilisées pour démontrer les lois fondamentales qui régissent l'écoulement des liquides dans les tuyaux et leur rapport de dépendance vis à vis de la vitesse d'écoulement et de la géométrie du tuyau. On examine la relation existant entre la vitesse d'écoulement et la section transversale du tuyau (condition de continuité) de même qu'entre la résistance à l'écoulement et le diamètre du tube (loi de Hagen-Poiseuille).

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Doppler à ultrasons	1022330
1	Sonde à ultrasons 2MHz GS200	1018618
1	Jeu de prismes Doppler et tubes d'écoulement	1002572
1	Colonnes montantes pour la mesure de pression	1002573
1	Liquide fantôme Doppler	1002574
1	Pompe centrifuge	1002575
1	Gel de branchement pour ultrasons	1008575

GENERALITES

Les applications de l'effet Doppler dans le secteur du diagnostic médical sont l'examen de mouvements de circulation et de structures en mouvements telles que dans le domaine du diagnostic cardiologique, les vaisseaux sanguins artériels et veineux, la circulation du sang dans le cerveau de même que le contrôle post-opératoire des vaisseaux sanguins.

Un liquide à écoulement stationnaire est caractérisé par un flux constant de liquide à chaque point du système. Par conséquent, l'équation de continuité pour deux zones différentes de tube A_1 et A_2 est la suivante :

(1) $$A_1 v_1 = A_2 v_2 = \dot{V} = const.$$

v_1 et v_1 étant les vitesses moyennes dans la section respective et V le débit (volume par unité de temps). La pression statique dans un liquide en écoulement est toujours inférieure à celle d'un liquide inerte et diminue au fur et à mesure que la vitesse d'écoulement augmente (équation de Bernoulli). Pour l'écoulement à travers un tube horizontal (sans pression de la gravité), la pression totale p_0 est :

(2) $$p + \frac{1}{2}\rho v^2 = p_0$$

p_0 est uniquement constante dans un liquide qui n'est soumis à aucun frottement. Dans un écoulement afférent à un frottement, la pression totale diminue en fonction de la viscosité η, de la longueur *l*, de la section transversale *A* de la zone traversée et du débit *V*. Pour les liquides ne possédant pas de vitesse d'écoulement trop élevée (écoulement laminaire) dans des tubes étroits, la loi de Hagen- Poiseuille s'applique à la chute de pression Δp :

(3) $$\Delta p = R\dot{V}$$

(4) $$R = \frac{8}{\pi}\frac{l}{r^4}\eta$$

où *r* est le rayon du tube et *l* la longueur. En d'autres termes, une réduction de moitié du diamètre du vaisseau entraîne une augmentation multipliée par 16 de la résistance à l'écoulement. C'est selon ce principe que les vaisseaux sanguins régulent la distribution du sang entre les extrémités et les organes internes.
On procède au montage d'une circulation constituée de 3 lignes de tubes de longueurs égales mais de diamètres différents. Un point de mesure de diamètre identique se trouve au début et à la fin de chaque ligne. La vitesse moyenne est mesurée sur les lignes de tubes pour 3 débits différents (3 tensions différentes sur la pompe centrifuge) au moyen d'un prisme Doppler et du FlowDop. Les vitesses d'écoulement mesurées étant connues, le débit peut être déterminé d'après (1) puis comparé. La chute de pression due à la résistance à l'écoulement peut être mesurée aux points de mesure. En calculant le débit à partir de (1), il est possible de déterminer la résistance à l'écoulement selon (4) et, sur cette base, d'obtenir la viscosité dynamique du liquide à partir de la géométrie connue.

EVALUATION

Le flux correspondant peut être calculé à partir des débits mesurés et des sections transversales spécifiques. Dans ce montage expérimental, ce résultat est quasiment équivalent pour tous les diamètres de tube et pour les mêmes réglages de la pompe centrifuge, ce qui par conséquent satisfait l'équation de continuité. Par ailleurs, le diagramme ci-dessous illustre la résistance à l'écoulement *R* calculée pour différents diamètres de tube et différents flux. Cela démontre le rapport de forte dépendance vis à vis du rayon du tube *r* par ailleurs exprimé par l'équation de Hagen-Poiseuille :

$$R \sim \frac{1}{r^4}$$

La Fig.1 indique que le débit calculé à partir de la vitesse mesurée et de la zone est quasiment le même pour tous les diamètres de tube à des tensions égales et que l'équation de continuité est par conséquent vérifiée.

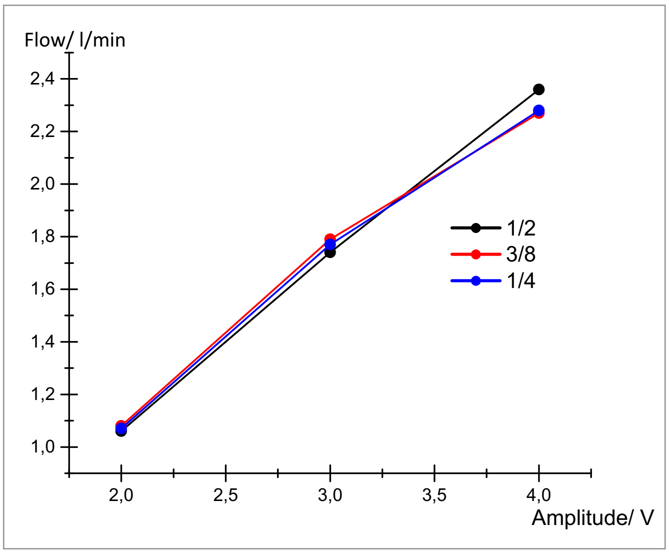


Fig. 1 : Débits pour différents diamètres de tube

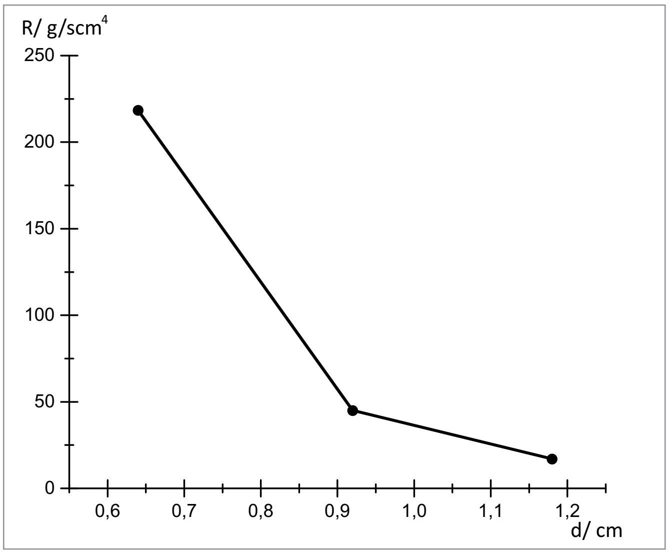


Fig. 2 : Résistance pour différents diamètres de tube

UE9020400 | ECOGRAFÍA DOPPLER

EXERCICES

- Examens d'échographie Doppler d'un modèle de bras humain
- Mesure de la vitesse du flux sanguin
- Diagnostic de sténose (rétrécissement vasculaire) dans un bras
- Enregistrement des spectres Doppler et des courbes de pulsations

OBJECTIF

Ecografía Doppler: Análisis de un modelo de brazo humano

RESUME

L'objectif de l'expérience est d'apprendre comment sont réalisées les mesures du flux sanguin à l'aide de l'échographie Doppler. Un modèle de bras réaliste est utilisé pour montrer les différences entre le flux continu (veineux) et le flux pulsatile (artériel) et entre un écoulement de sang normal et une sténose.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Doppler à ultrasons	1022330
1	Bras pour sonographie Doppler	1022331
1	Pompe centrifuge	1002575
1	Gel de branchement pour ultrasons	1008575

GENERALITES

L'échographie Doppler utilise l'effet Doppler pour déterminer si des structures (généralement le sang) se déplacent en direction ou s'éloignent de la sonde à ultrasons, ainsi que leur vitesse relative. Le calcul du décalage de fréquence du volume d'un échantillon donné, par exemple un jet de sang circulant par une valve cardiaque, permet de définir et de visualiser la vitesse et la direction du volume de cet échantillon. Le décalage de fréquence Doppler exprime la différence de fréquence ultrasonore entre les échos transmis et reçus, soit la fréquence de l'écho moins la fréquence transmise. La fréquence Doppler est proportionnelle à la vitesse du flux sanguin.

L'échographie Doppler est particulièrement utile dans les examens cardiovasculaires (échographie du système vasculaire et du cœur) et joue un rôle essentiel dans de nombreux domaines tels que le calcul du flux sanguin inverse dans le système vasculaire du foie dans l'hypertension portale. Les informations fournies par le Doppler sont affichées au moyen d'un graphique en utilisant le spectre Doppler ou sous forme d'image à l'aide du Doppler couleur.
Pour l'expérience, une pompe est mise en service et la vitesse est réglée à un régime moyen (env. 4000 tr/min). Le mode adopté est GK (continu, veineux). Le modèle de bras est scanné à l'aide de la sonde Doppler et du gel couplant pour trouver un vaisseau avec un signal audio significatif.
On procède à l'analyse du flux dans l'image spectrale pour rechercher des composantes négatives et positives. La direction de la sonde est ensuite modifiée à 180°. Le vaisseau est ensuite scanné pour détecter des changements dans l'image spectrale (sténose) et définir les différences entre les images du vaisseau « en bonne santé » et la sténose. Enfin, la pompe est commutée du mode P_1 au mode P_2 (pulsatile), les images sont analysées et le rythme cardiaque est défini.

EVALUATION

La figure 1 montre un flux (veineux) continu avec un décalage Doppler moyen d'environ -700 Hz. Le signe moins dans le décalage Doppler signifie que le flux est éloigné de la sonde.
La figure 2 illustre la répartition spectrale avec la sonde tournée. Le flux est en direction de la sonde (le même décalage Doppler mais positif).
La figure 3 représente l'image spectrale Doppler d'une sténose. Les différences avec une image normale (vaisseau sain) telles qu'illustrées sur la figure 1 sont :

1. Une augmentation locale du décalage Doppler maximum (vitesse maximum du flux).
2. Une diminution de la fréquence moyenne et un élargissement du spectre.
3. Une augmentation du phénomène de reflux (parties négative et positive du spectre).

La figure 4 montre le flux pulsatile de P_1 avec un rythme cardiaque d'environ 90 min-1.

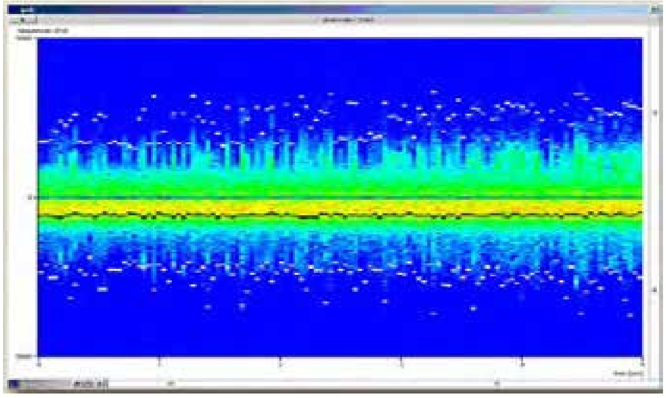


Fig. 1 : Spectre Doppler du flux de sang dans les veines

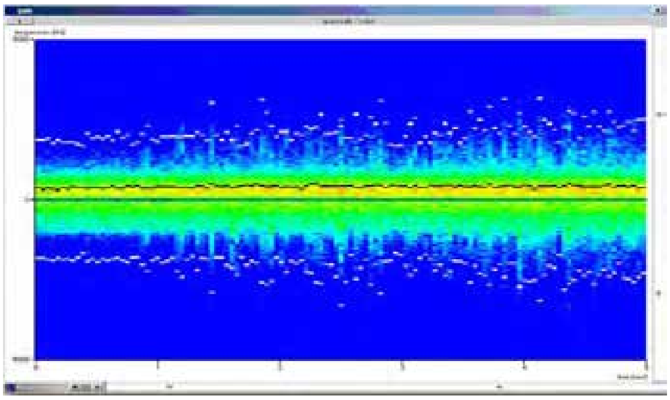


Fig. 2 : Répartition spectrale avec la sonde tournée

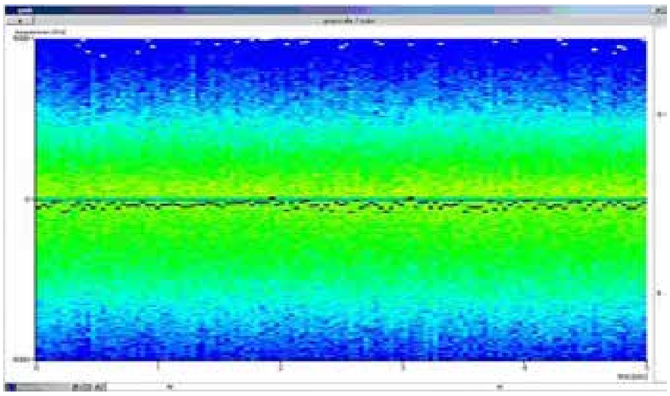


Fig. 3 : Spectre Doppler d'une sténose

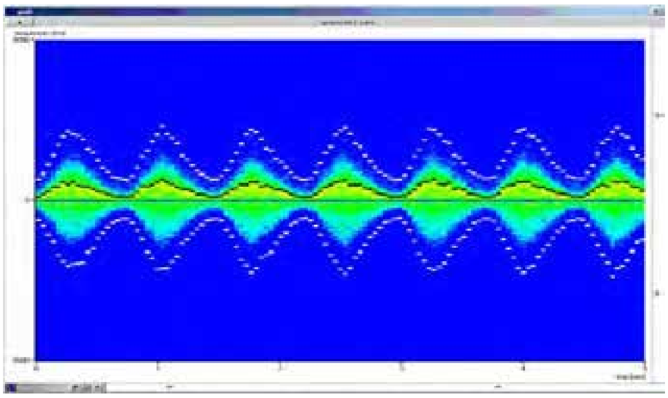


Fig.4. : Flux pulsatile

EXPÉRIENCES ÉLÈVES
OSCILLATIONS ET ONDES MÉCANIQUES

L'ENSEMBLE COMPREND :

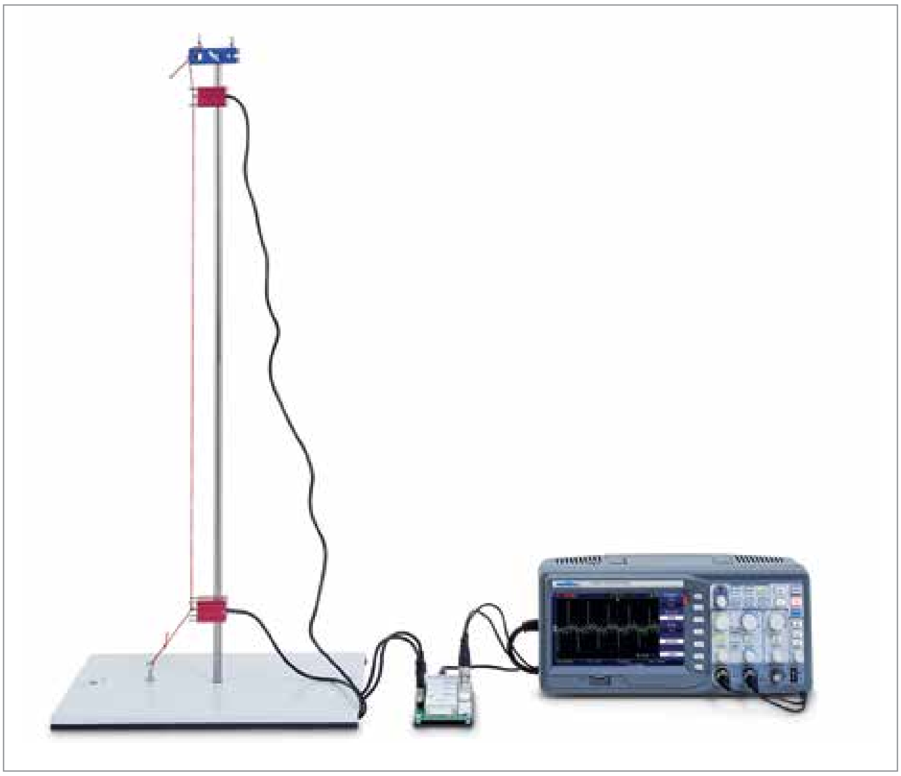
1 Unité de contrôle MEC
1 Alimentation
2 Capteurs de force dynamiques 1 Moteur à excentrique
1 Bobine d'induction
1 Chronomètre
4 Ressorts cylindriques
1 Jeu de 10 masses 50 g
1 Plaque de base
1 Barre transversale
2 Barres de trépied à filet mâle 2 Barres de trépied à filet mâle et femelle
2 Manchons doubles
1 Crochet magnétique
1 Aimant droit
1 Cordon élastique
1 Bobine avec fil de chanvre 1 Œillet
1 Bague court-circuitée
1 Mètre pliant
2 Câbles BNC/BNC, 1 m
1 Câble BNC/4mm
1 CD contenant les expériences

CD AVEC PROTOCOLES EXPÉRIMENTAUX !

Ensemble complet d'appareils permettant de réaliser 23 expériences fonda-mentales sur les propriétés des oscillations et ondes mécaniques. Présenté dans une boîte en plastique robuste avec insert en mousse de la forme des appareils et couvercle transparent. Contient également un CD avec des ins-tructions de réalisation des expériences.

SEE Oscillations et ondes mécaniques (230 V, 50/60 Hz)

SEE Oscillations et ondes mécaniques (115 V, 50/60 Hz)



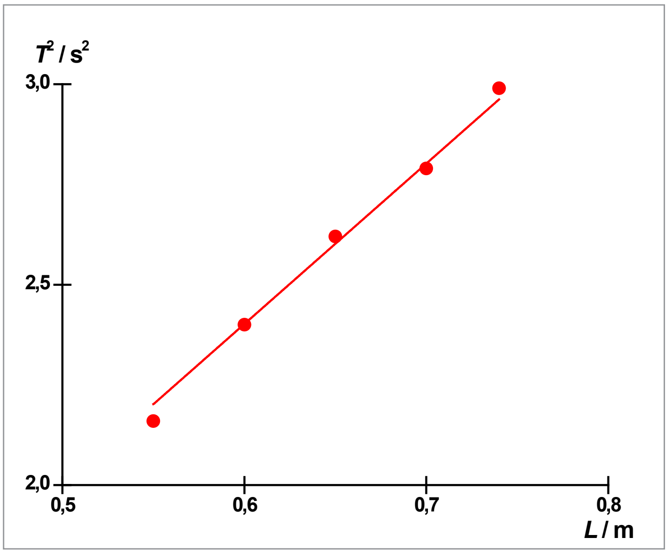
Relation entre le carré de la période et la longueur du pendule

• Détermination des constantes des ressorts (2x)
• Oscillations d'un pendule à ressorts *
• Oscillations de deux pendules à ressorts « identiques » * / **
• Oscillations de même phase et en opposition de phase de deux pendules à ressorts « identiques » * / **
• Excitation d'un pendule à ressort au repos par un pendule à ressorts oscillant * / **
• Superposition d'oscillations de deux pendules à ressorts * / **
• Pendule à ressort avec agencement en série des ressorts * / **
• Pendule à ressort avec agencement en parallèle des ressorts * / **
• Oscillation propre d'un pendule à ressorts *
• Formes d'oscillation d'un ressort hélicoïdal *
• Pendule à fil (2x)
• Pendule à secondes
• Pendule de Galilée
• Oscillations amorties d'un pendule à ressorts (2x) *
• Ondes stationnaires le long d'une corde (2x) *
• Réflexion d'onde le long d'une corde *
• Vitesse de propagation d'une onde le long d'une corde (2x) *
• Oscillations de cordes musicales *

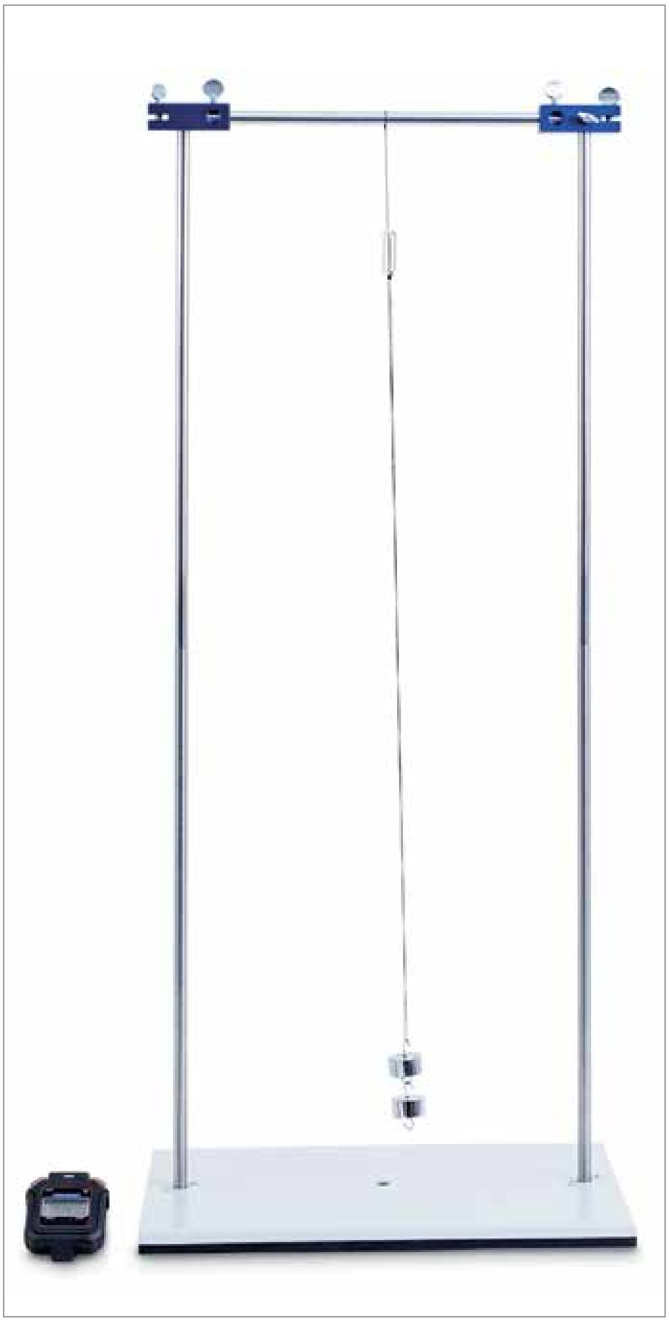
Equipement « Oscillations et ondes mécaniques » :
1016652 SEE Oscillations et ondes mécaniques (230 V, 50/60 Hz)
ou
1018476 SEE Oscillations et ondes mécaniques (115 V, 50/60 Hz)

Oscilloscope à deux canaux, (par exemple)
1020910 Oscilloscope numérique 2x30 MHz
(pour expériences marquées d'un *)
1013526 Multimètre analogique ESCOLA 30
(pour expériences marquées de deux **)

CONTACTEZ NOUS POUR BÉNÉFICIER DE PRIX DÉGRESSIFS À PARTIR DE 8 PIÈCES COMMANDÉES.



Relation entre le carré de la période et la longueur du pendule


Pendule à fil

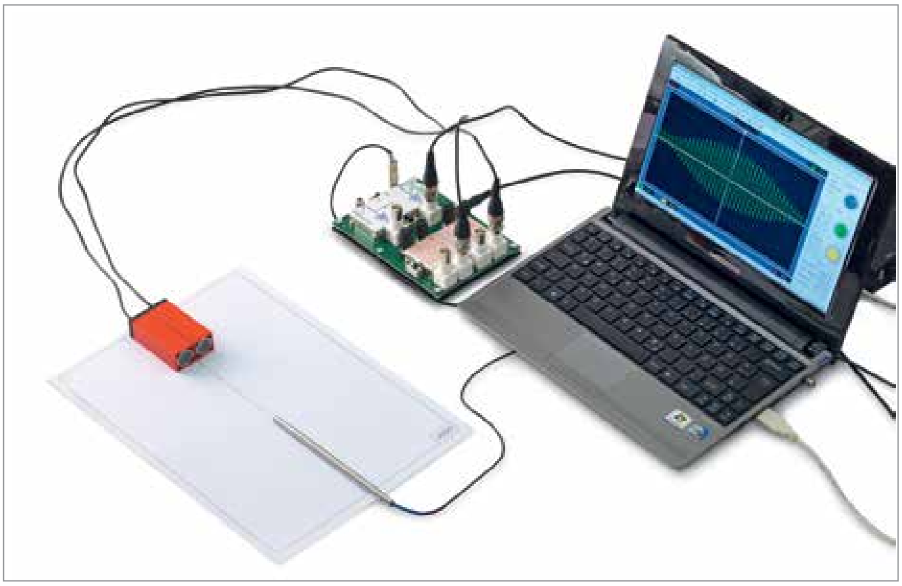
SYSTÈME POUR L'EXPÉRIMENTATION ELÈVES
ULTRASONS

L'ENSEMBLE COMPREND :

1 générateur d'ultrasons US
2 émetteurs d'ultrasons 40 kHz
1 stylo à ultrasons
1 support pour stylo à ultrasons
1 pied de support pour stylo à ultrasons
1 sonde à microphone
2 séparateurs de faisceaux
3 pièces de serrage pour séparateurs de faisceaux
1 lentille zônée
1 miroir concave
2 éléments latéraux pour fente double / réfl ecteurs
1 âme centrale pour fente double
1 pièce de serrage pour fente double
1 absorbeur d'ultrasons
2 cordons BNC/BNC, 1 m
1 cordons BNC/banane 4 mm
1 alimentation secteur
1 CD avec expériences

CD AVEC PROTOCOLES EXPÉRIMENTAUX !

Juego de aparatos amplio para la representación de las propiedades funda-mentales de las ondas, tomando como ejemplo ondas de ultrasonido de una frecuencia de 40 kHz, con 30 experimentos de alumnos. En caja de plástico estable con tapa transparente. Incluye CD con las instrucciones para la expe-rimentación. Con dos emisores de ultrasonido, una sonda de micrófono en forma de barra para el registro y el análisis de las oscilaciones por medio de un osciloscopio estándar y un lápiz de ultrasonido para dibujar frentes de onda sobre el tablero de la mesa como líneas de la misma fase (Isofases). Mu-chos experimentos se pueden realizar también sin osciloscopio. Para la medi-ción de las amplitudes de ultrasonido basta en muchos casos un voltímetro analógico para tensiones alternas con una gama de frecuencias losufi cientemente amplia.
1016651 SEE Ultrasons (230 V, 50/60 Hz)
1014529 SEE Ultrasons (115 V, 50/60 Hz)

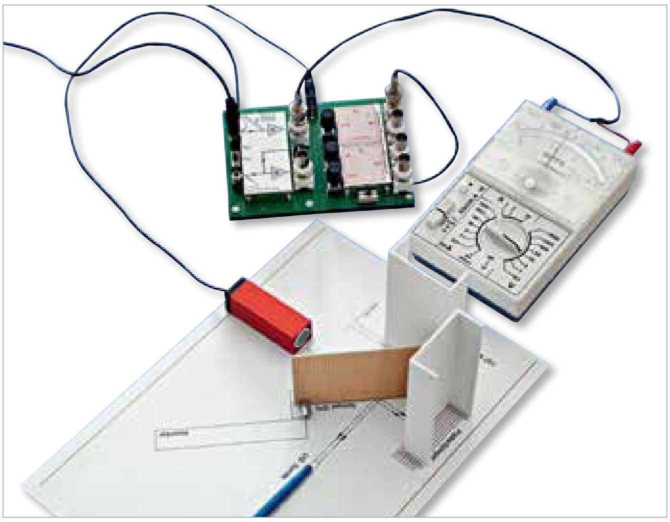


COMPRENANT 30 INSTRUCTIONS POUR LA RÉALISATION D'EXPÉRIENCES EN ULTRASONS :

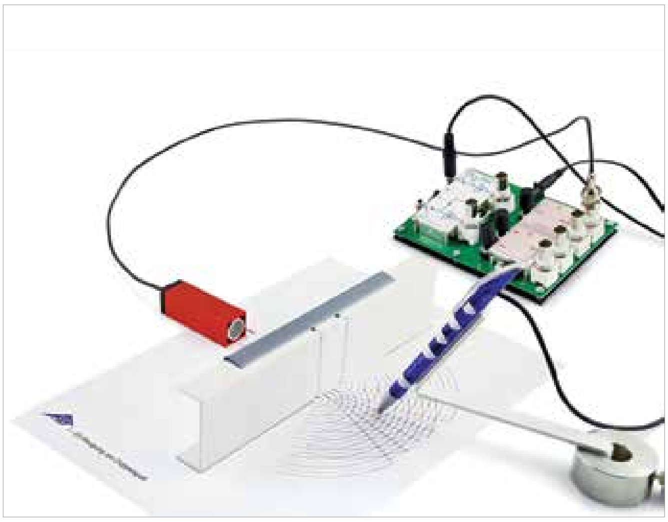
- Représentation d'oscillations acoustiques sur l'oscilloscope *
- Rapport entre les oscillations et les ondes *
- Comparaison des oscillations en deux points d'une onde *
- Analyse des rapports entre les phases avec le stylo à ultrasons *
- Détermination de la longueur d'onde et de la vitesse du son
- Relation entre vitesse du son et température
- Caractéristique d'émission des émetteurs d'ultrasons **
- Courbe de résonance du transducteur d'ultrasons *
- Transmission et réflexion d'ultrasons **
- Absorption d'ultrasons **
- Superposition d'oscillations sinusoïdales *
- Amplification et extinction lors de la superposition d'oscillations sinusoïdales *
- Enregistrement de fronts d'onde avec le stylo à ultrasons *
- Génération et démonstration de fronts d'onde rectilignes
- Diff raction d'ultrasons sur une arête
- Diff raction d'ultrasons sur la fente simple
- Interférence de deux rayons **
- Loi de réciprocité pour l'interférence de deux rayons **
- Diffraction sur la fente double **
- Relations entre les phases lors de la diffraction sur la fente double I *
- Relations entre les phases lors de la diffraction sur la fente double I **
- Illustration avec un miroir concave sphérique **
- Construction des zones de Fresnel **
- Illustrations avec une lentille zonée **
- Interférence d'ultrasons sur un miroir de Lloyd **
- Montage d'un interféromètre simple **
- Montage d'un interféromètre de Michelson **
- uppression de l'interférence par l'interruption d'une trajectoire *
- Génération d'ultrasons stationnaires **
- Battement avec ultrasons *
- Effet Doppler avec ultrasons

Autres équipements requis :
1020857 Oscilloscope pour PC 2x25 MHz
(pour expériences marquées d'un *)
1013526 Multimètre analogique ESCOLA 30
(pour expériences marquées de deux **)

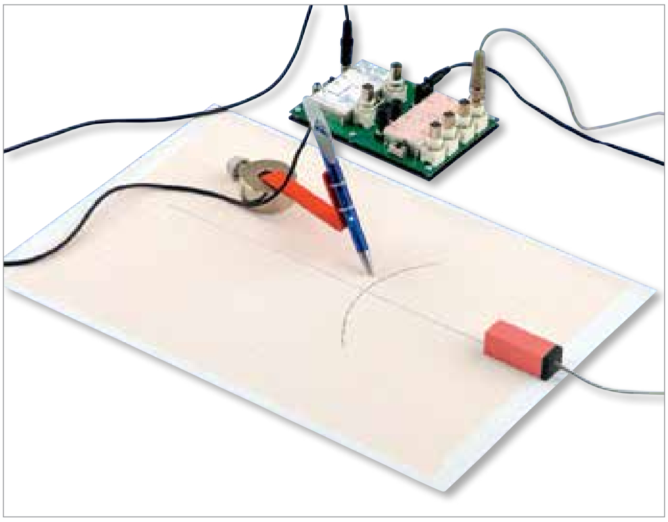
CONTACTEZ NOUS POUR BÉNÉFICIER DE PRIX DÉGRESSIFS À PARTIR DE 8 PIÈCES COMMANDÉES.



Interféromètre de Michelson



Diffraction sur la fente double



Enregistrement de fronts d'onde

SYSTÈME POUR L'EXPÉRIMENTATION ELÈVES
OPTIQUE K

L'ENSEMBLE COMPREND :

1 lampe optique K
1 transformateur 12 V, 25 VA
1 banc d'optique K, 1000 mm
6 patins optiques K
2 fixations K
2 lentilles convexes K, f = 50 mm
2 lentilles convexes K, f = 100 mm
2 lentilles convexes K, f = 150 mm
1 lentille convexe K, f = 300 mm
1 lentille convexe K, f = 500 mm
1 lentille concave K, f = -100 mm
1 lentille concave K, f = -500 mm
1 diaphragme à une fente
1 diaphragme à 3 fentes
1 photo dans un cadre de diapositive
1 écran transparent
1 écran blanc
1 jeu de 4 filtres colorés
1 échelle graduée,15 mm
1 « 1 » perlé (objet dissymétrique)
1 diaphragme perforé d = 1 mm
1 diaphragme perforé d =6 mm

CD AVEC PROTOCOLES EXPÉRIMENTAUX !

OPTIQUE K, UN SYSTÈME AYANT SES ADEPTES

Depuis de nombreuses années sa grande fiabilité et sa précision, en ont fait un outil indispensable à la réalisation d'exercices et detravaux pratiques d'optique. Les expériences sont exécutées avec la lumière blanche d'une lampe à incandescence dont le filament est spiralé. Tous les composants optiques K sont montés sur des supports plans sans tige (assurant ainsi un parallélisme automatique des composants) et peuvent être déplacés facilement sur le banc par le biais de cavaliers supports.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE :

• Chambre noire à sténopé
• Image formée par une lentille convexe
• Anomalies de la vision
• Image produite par l'œil (modèle d'œil)
• Correction de l'amétropie
• Loupe
• Microscope
• Lunette astronomique
• Lunette terrestre
• Projecteur de diapositives

Equipement nécessaire pour « Optique géométrique » :
1009932 Kit de base « Optique K » (230 V, 50/60 Hz)
ou
1009931 Kit de base « Optique K » (115 V, 50/60 Hz)

POLARISATION :

- Polarisation d'ondes transversales
- Polariseur et analyseur
- Observation de la lumière polarisée dans l'eau trouble
- Réfraction double
- Rotation du plan de polarisation dans une solution sucrée

Equipement « Polarisation » :

1009932 Kit de base « Optique K » (230 V, 50/60 Hz)

ou

1009931 Kit de base « Optique K » (115 V, 50/60 Hz)

1009701 Equipement complémentaire « Polarisation »

EQUIPEMENT COMPLÉMENTAIRE « POLARISATION »

Equipement complémentaire au kit de base « Optique K » (1009932 ou 1009931) permettant la réalisation d'expériences par les élèves sur le thème de la polarisation d'ondes lumineuses.

L'ensemble comprend :

1 paire de filtres de polarisation K

1 diaphragme d'ouverture 10 mm

1 cuvette rectangulaire

1009701

INTERFÉRENCE :

- Miroir de Fresnel
- Diffraction sur de petites ouvertures et disques
- Diffraction par une fente simple
- Diffraction sur un fil métallique
- Diffraction sur fentes multiples
- Diffraction sur réseau
- Résolution optique
- Détermination de la longueur d'onde de la lumière

Equipo de aparatos – Interferencia:

1009932 Kit de base « Optique K » (230 V, 50/60 Hz)

ou

1009931 Kit de base « Optique K » (115 V, 50/60 Hz)

1009700 Equipement complémentaire « Interférence »

EQUIPEMENT COMPLÉMENTAIRE « INTERFÉRENCE »

Equipement complémentaire au kit de base « Optique K » (1009932 ou 1009931) permettant la réalisation d'expériences par les élèves sur le thème de l'interférence d'ondes lumineuses .

L'ensemble comprend :

1 banc d'optique K, 500 mm

1 fente réglable K

1 diaphragme à 9 disques

1 diaphragme à 9 trous

1 diaphragme avec 3 fentes simples et 1 fente double

1 diaphragme avec 4 fentes multiples et réseau

1 diaphragme à 3 réseaux à traits

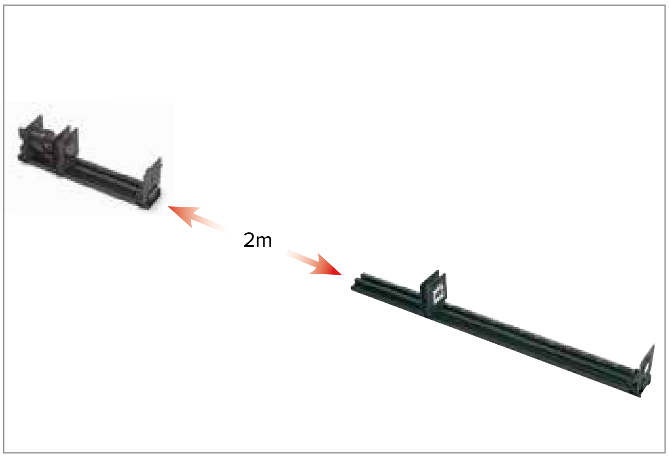
1 vis micrométrique K

1 miroir de Fresnel K

1009700

Observation de la lumière polarisée dans l'eau trouble

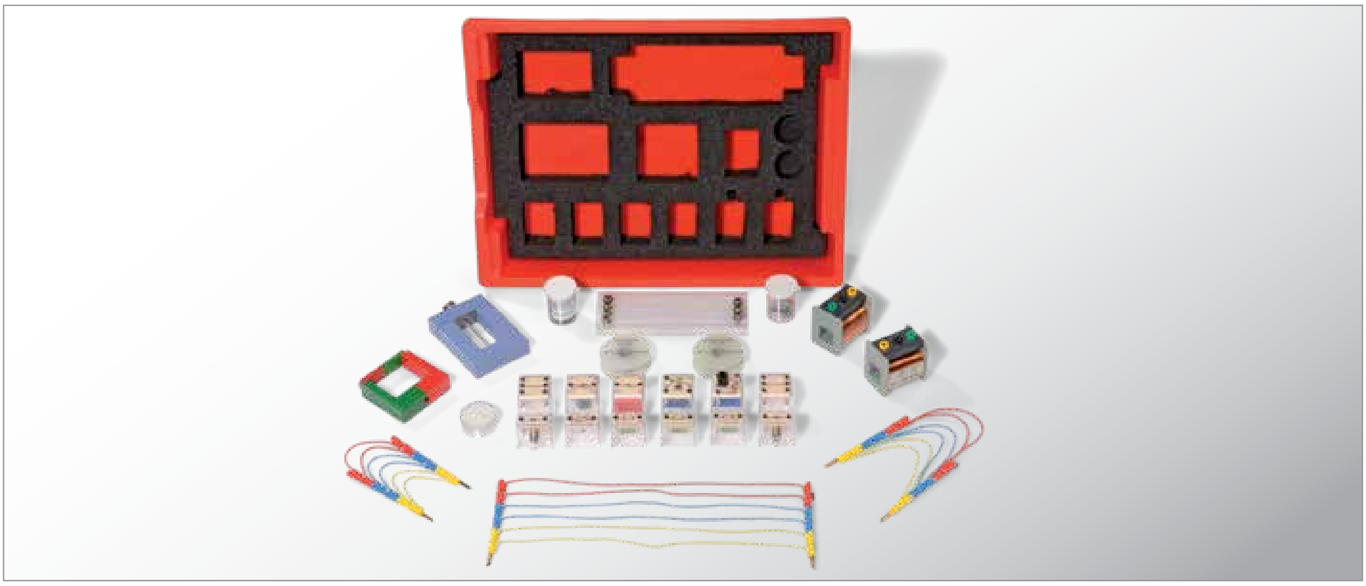
Projecteur de diapositives



Diffraction sur fente multiple

CONTACTEZ NOUS POUR BÉNÉFICIER DE PRIX DÉGRESSIFS À PARTIR DE 8 PIÈCES COMMANDÉES.

SYSTÈME POUR L'EXPÉRIMENTATION ELÈVES
ELECTRICITÉ ET MAGNÉTISME



L'ENSEMBLE COMPREND :

- 1 jeu de cordons de raccordements
- 1 barreau aimanté, d'environ 65x16x5 mm^3
- 1 aimant en fer à cheval, ALNICO, plat
- 1 tableau de fils résistants
- 1 noyau de transformateur, 20x20 mm^2
- 1 vis de serrage pour noyau
- 1 bobine 200/400/600 spires
- 1 bobine 400/400/800 spires
- 2 ramifications de courant (éléments enfichables)
- 1 potentiomètre de 100 Ω (élément enfichable)
- 1 interrupteur (élément enfichable)
- 1 condensateur de 4 700 µF (élément enfichable)
- 1 condensateur de 10 µF (élément enfichable)
- 1 résistance de 33 Ω (élément enfichable)
- 1 résistance de 47 Ω (élément enfichable)
- 1 résistance de 1 kΩ (élément enfichable)
- 1 résistance CTN de 100 Ω (élément enfichable)
- 2 douilles culot E10 (éléments enfichables)
- 2 ampoules E10, 7 volts
- 1 coffret de rangement contenant 1 jeu de fils avec joint torique ; 2 douilles taraudées ; 2 tiges filetées ; 2 trom-bones ; 2 électrodes aluminium ; fil de Constantan
- 50 g de poudre de fer
- 50 m de fil en nickel-chrome, 0,2 mm
- 50 m de fil de fer, 0,2 mm
- 1 bougie
- 1 CD contenant les expériences

Kit d'appareils multi usages pour élèves permettant la réalisation de 41 expériences sur le thème de l'électricité et du magnétisme. Présenté dans un coffret robuste en matière plastique ; habillage intérieur en mousse présentant des évidements pour y loger les dispositifs ; et couvercle transparent. Contient également un cédérom avec les protocoles expérimentaux.
Le montage et la réalisation des expériences s'effectuent sur la plaque de travail du système SEE (1000789).
1008532

Alimentation SEE
Alimentation CA/CC pour SEE Electricité et magnétisme (1008532).
- Limitation de tension à 25 V CA et 60 V CC
- Transformateur de sécurité selon la norme EN 61558-2-6
- L'isolation de sécurité entre l'alimentation électrique et les circuits de sortie

Tensions : 1,5/ 3,0/ 4,5/ 6,0 V CA/CC

Alimentation SEE (230 V, 50/60 Hz) 1021686
ou
Alimentation SEE (115 V, 50/60 Hz) 1021687

CD AVEC PROTOCOLES EXPÉRIMENTAUX !

INCLUYE 41 GUÍAS DE EXPERIMENTACIÓN PARA ELECTRICIDAD Y MAGNETISMO:

- Circuit électrique fermé
- Conducteurs et isolants
- Circuit électrique série
- Circuit électrique parallèle
- Intensité de courant dans un circuit électrique série
- Intensité de courant dans un circuit électrique parallèle
- Force électromotrice de la source et tension aux bornes
- Tension dans un circuit électrique non ramifié
- Tension dans un circuit électrique parallèle
- Diviseur de tension
- Loi d'Ohm
- Dépendance de la résistance à la température
- Diagramme courant-tension d'une ampoule
- Diagramme courant-tension d'une thermistance
- Loi de la résistance
- Résistance dans un circuit électrique série
- Résistance dans un circuit électrique parallèle
- Résistance et tension dans un circuit électrique série
- Résistance et intensité de courant dans un circuit électrique parallèle
- Diviseur de tension chargé et à vide
- Diagramme temps-tension pour la charge et la décharge d'un condensateur
- Diagramme temps-intensité de courant pour la charge et la décharge d'un condensateur
- Relation existant entre la charge et la tension
- Condensateur dans un circuit continu et dans un circuit alternatif
- Corps échantillon dans un champ magnétique
- Pôles d'un aimant
- Champ magnétique d'un aimant en fer à cheval et d'un barreau aimanté
- Dipôles aimantés
- Bobine fonctionnant en tant qu'aimant
- Forces agissant dans le champ magnétique d'une bobine
- Induction provenant du mouvement relatif
- Induction provenant d'une modification du champ magnétique
- Loi d'induction (loi de Faraday)
- Résistance ohmique dans un circuit continu et dans un circuit alternatif
- Condensateur dans un circuit continu et dans un circuit alternatif (impédance)
- Bobine dans un circuit continu et dans un circuit alternatif
- Fonctionnement d'un transformateur
- Tension et nombre de spires pour le transformateur à vide
- Transformateur chargé
- Transformateur fortement chargé
- Électricité thermique

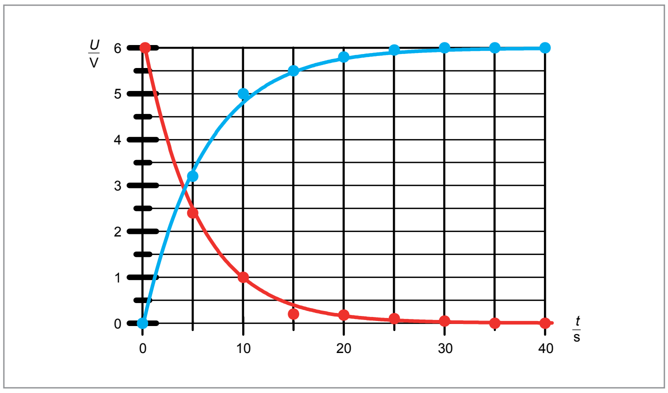
Equipement « Electricité et magnétisme » :
1008532 SEE Electricité et magnétisme
1000789 Plaque de travail pour SEE
1013526 Multimètre analogique ESCOLA 30
1021686 Alimentation SEE (230 V, 50/60 Hz) ou
1021687 Alimentation SEE (115 V, 50/60 Hz)

CONTACTEZ NOUS POUR BÉNÉFICIER DE PRIX DÉGRESSIFS À PARTIR DE 8 PIÈCES COMMANDÉES.

L'intensité de courant dans un circuit électrique linéaire

Loi de résistance

Charge et décharge d'un condensateur (tension)



Condensateur : Charge (bleu) et décharge (rouge)

SYSTÈME POUR L'EXPÉRIMENTATION ELÈVES
ELECTRONIQUE

L'ENSEMBLE COMPREND :

1 Jeu de 10 shunts
1 Résistance 100 Ω, 2W
1 Résistance 470 Ω, 2 W
1 Résistance 1 kΩ, 2 W
1 Résistance 4,7 kΩ, 2 W
1 Résistance 10 kΩ, 0,5 W
1 Résistance 47 kΩ, 0,5 W
1 Condensateur électrolytique 100 µF, 35 V
1 Condensateur électrolytique 470 µF, 16 V
1 Douille de lampe E10
1 Lot de 10 lampes E10, 12 V; 100 mA
1 Lot de 10 lampes E10, 4 V; 40 mA
1 Interrupteur à bascule, unipolaire
1 Interrupteur unipolaire, rupteur
1 Interrupteur unipolaire, vanne
4 Diodes Si 1N 4007
1 Diode Ge
1 Diode Zéner ZPD 6,2
1 LED vert
1 LED, rouge
1 Photorésistance LDR 05
1 NTC Thermistance 2,2 kΩ
1 PTC Thermistance 100 Ω
1 Potentiomètre 220 Ω, 3 W
1 NPN Transistor BD 137
1 PNP Transistor BD 138
1 Transistor à effet de champ BF 244
1 Thyristor TYN 1012
1 Commutateur, unipolaire
1 Oreillette, intra-auriculaire

Kit d'appareils pour élèves permettant la réalisation de 11 expériences fondamentales sur le thème de l'électronique. Présenté dans une boîte en plastique robuste avec insert en mousse de la forme des appareils et couvercle transparent. Les circuits sont montés, avec des modules électriques, sur une plaque enfichable dans le boîtier de prise. L'alimentation s'effectue via une alimentation externe. Livré avec un CD contenant des instructions détaillées.
1021672

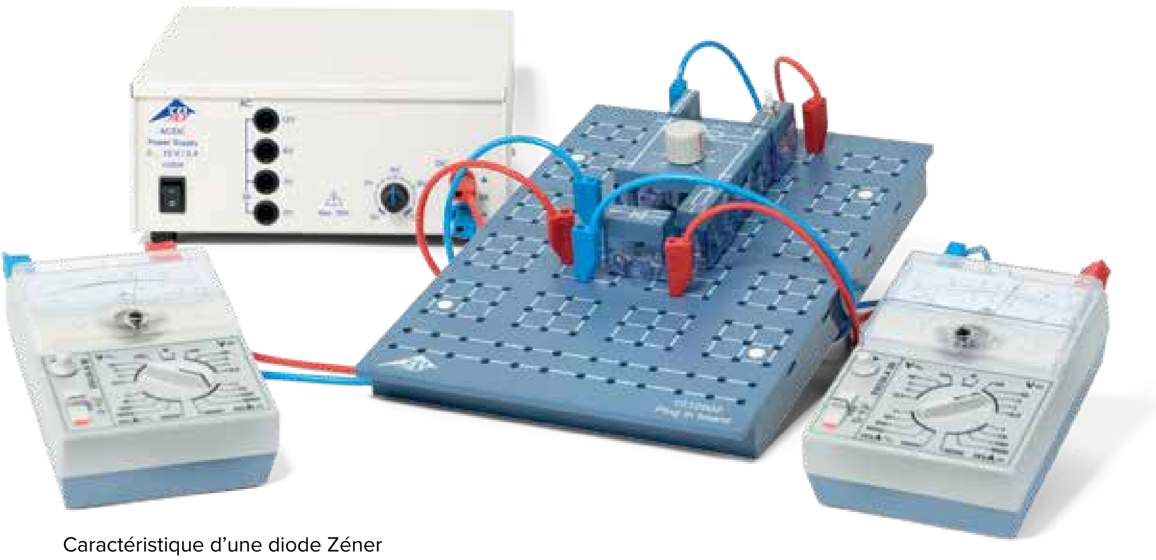
COMPRENANT 11 INSTRUCTIONS POUR LA RÉALISATION D'EXPÉRIENCES EN ÉLECTRONIQUE :

- Caractéristiques d'une diode à semi-conducteur
- Caractéristique d'une LED
- Caractéristique d'une diode Zéner
- Vérification de l'intensité du courant électrique dans un transistor
- Caractéristiques d'un transistor
- Photorésistance LDR
- Thyristor dans un circuit à courant continu
- Comportement de la température d'une résistance CTN et CTP
- Commutations temporisées
- Caractéristiques d'un transistor à effet de champ
- Contrôle de bourdonnement

EQUIPEMENT « ELECTRICITÉ » :

1021672 SEE Electronique
1012902 Plaque pour composants
1021091 Alimentation CA/CC 0 - P-12 V, 3 A (230 V; 50/60 Hz)
ou
1021092 Alimentation CA/CC 0 - P-12 V, 3 A (115 V; 50/60 Hz)
1013526 Multimètre analogique ESCOLA 30 (2x)
1002840 Jeu de 15 cordons, 75 cm

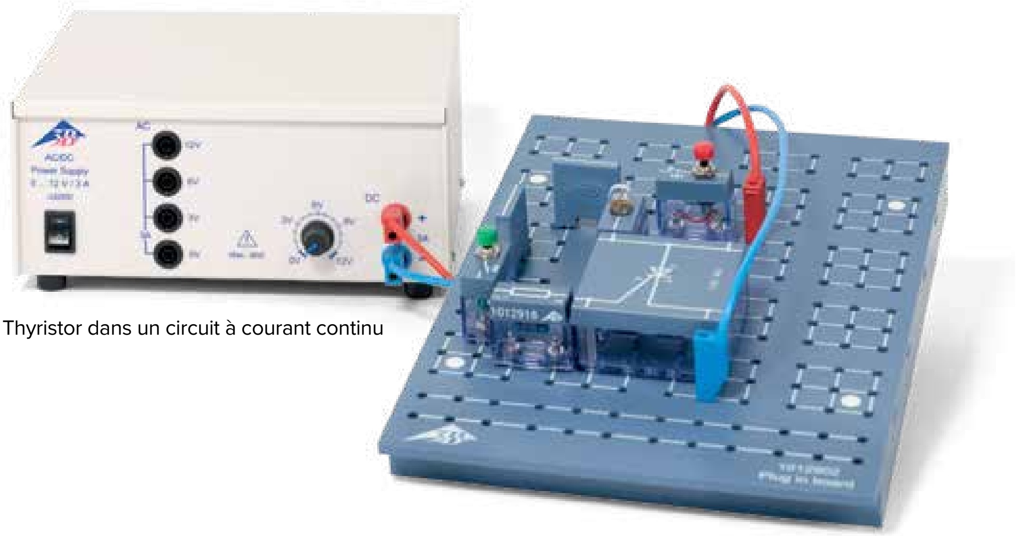
CD AVEC PROTOCOLES EXPÉRIMENTAUX !



Caractéristique d’une diode Zéner

CONTACTEZ NOUS POUR BÉNÉFICIER
DE PRIX DÉGRESSIFS À PARTIR DE 8 PIÈCES
COMMANDÉES.

Vérification de l’intensité du courant électrique dans un transistor



Thyristor dans un circuit à courant continu

SYSTÈME POUR L'EXPÉRIMENTATION ELÈVES
ÉNERGIE SOLAIRE

› L'ENSEMBLE COMPREND :

1 Radiador halógeno
2 Módulos solares
2 Multímetros digitales
1 Luxómetro
1 Termómetro digital
1 Panel de conexión con cascadade resistencias
1 Regulador de potencia
1 Clavija puente
1 Juego de cables de experimentación
1 Travesaño
1 Arco de instalación
1 Juego de coberturas para módulo
1 Maleta

› CD AVEC PROTOCOLES EXPÉRIMENTAUX !

Jeu complet d'appareils permettant de réaliser 16 expériences sur l'énergie solaire. Les propriétés et paramètres fondamentaux des modules solaires et des facteurs d'influence sur leur rendement énergétique peuvent être démontrés par l'expérience. Dans une mallette robuste en métal avec des inserts en mousse épousant la forme des appareils. Le système permet un montage simple et compact de toutes les expériences dans ou sur le couvercle de la mallette. Contient également un CD avec les protocoles expérimentaux.

SEE Énergie solaire (230 V, 50/60 Hz) 1017732
SEE Énergie solaire (115 V, 50/60 Hz) 1017731

COMPRENANT 16 INSTRUCTIONS POUR LA RÉALISATION D'EXPÉRIENCES EN ÉNERGIE SOLAIRE :

- Éclairement lumineux de différentes sources lumineuses
- Grandeurs d'influence sur la puissance d'un module solaire
- Ombrage de modules solaires montés en série
- Influence de l'ombrage sur la tension aux bornes d'un module solaire
- Influence de l'éclairement lumineux sur la tension à vide et le courant de court-circuit d'un module solaire
- Influence de l'angle de rayonnement sur la tension à vide et le courant de court-circuit d'un module solaire
- Tension à vide et courant de court-circuit de modules solaires en circuit série et parallèle
- Caractéristique courant-tension d'un module solaire
- Caractéristique courant-tension en circuit série
- Caractéristique courant-tension en circuit parallèle
- Résistance de charge idéale en cas d'angle de rayonnement modifié
- Rapport entre la température et la tension à vide et le courant de court-circuit d'un module solaire
- Rapport entre la température et la puissance des modules solaires
- Caractéristique courant-tension du module solaire éclairé et ombragé
- Montage d'une installation de réseau autonome **
- Transformation de l'énergie ***

EQUIPEMENT « ÉNERGIE SOLAIRE » :

1017732 SEE Énergie solaire (230 V, 50/60 Hz)
ou
1017731 SEE Énergie solaire (115 V, 50/60 Hz)

1003312 Alimentation CC 0-20 V (230 V, 50/60 Hz)
ou
1003311 Alimentation CC 0-20 V (115 V, 50/60 Hz)
(pour expériences marquées d'un *)

1017734 Motoréducteur avec poulie
1002811 Chronomètre numérique
(pour expériences marquées de deux **)

1017735 Getriebemotor mit Seilrolle
1018597 Jeu de masses de 1 g à 500 g, à fente avec suspension
1007112 Cordon d'expérimentation
1002811 Chronomètre numérique
(pour expériences marquées de trois ***)

COMPTEUR DE CHARGE AVEC ACCUMULATEUR

Compteur de charges pour mesurer le flux électrique, avec accumulateur d'énergie. La charge ou la consommation s'affiche au moyen d'un voltmètre. Selon le calibre, 1 V représente 0,1, 1 ou 10 As sur le voltmètre.

Calibre :	1/10/100 As (charge max. mesurable ± 499 As)
Alimentation électrique :	accumulateur 9 V via douille creuse CC
Courant de charge :	max. 500 mA
Courant de charge de l'accu :	max. 50 mA
Source de tension externe :	panneau solaire ou alimentation CC (max. 12 V CC) avec limitation de courant de 50 mA sans charge sur le compteur de charge
Connexions :	douilles de sécurité 4 mm
Dimensions :	env. 105x75x45 mm^3
Masse :	env. 200 g, y compris accumulateur et boîtier

1017734

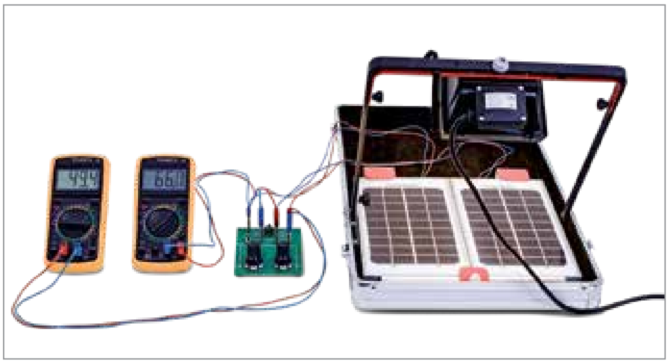
MOTORÉDUCTEUR À POULIE

Combiné au système d'appareils d'expérimentation consacré à l'énergie solaire, le motoréducteur à poulie sert de consommateur pour démontrer la transformation de l'énergie. Le moteur est monté sur une plaque de base et doté d'une poulie. Le branchement électrique s'effectue avec des douilles de sécurité de 4 mm. Le système permet de soulever des masses allant jusqu'à 1 kg.

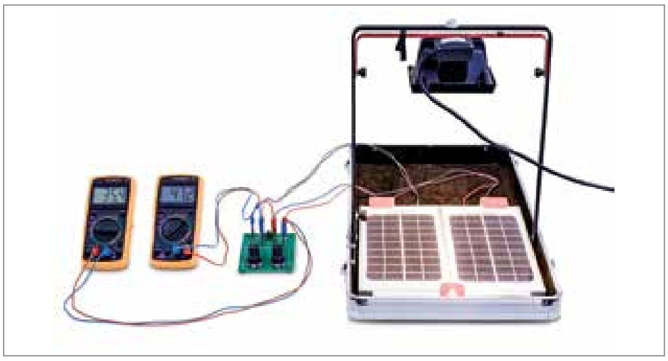
Alimentation électrique :	max. 12 V CC
Courant de charge :	max. 50 mA
Couple :	0,41 Nm
Régime :	à vide 76,1 t/min
Connexions :	douilles de sécurité 4 mm
Dimensions :	env. 105x75x45 mm^3
Masse :	env. 220 g

1017735

CONTACTEZ NOUS POUR BÉNÉFICIER DE PRIX DÉGRESSIFS À PARTIR DE 8 PIÈCES COMMANDÉES.



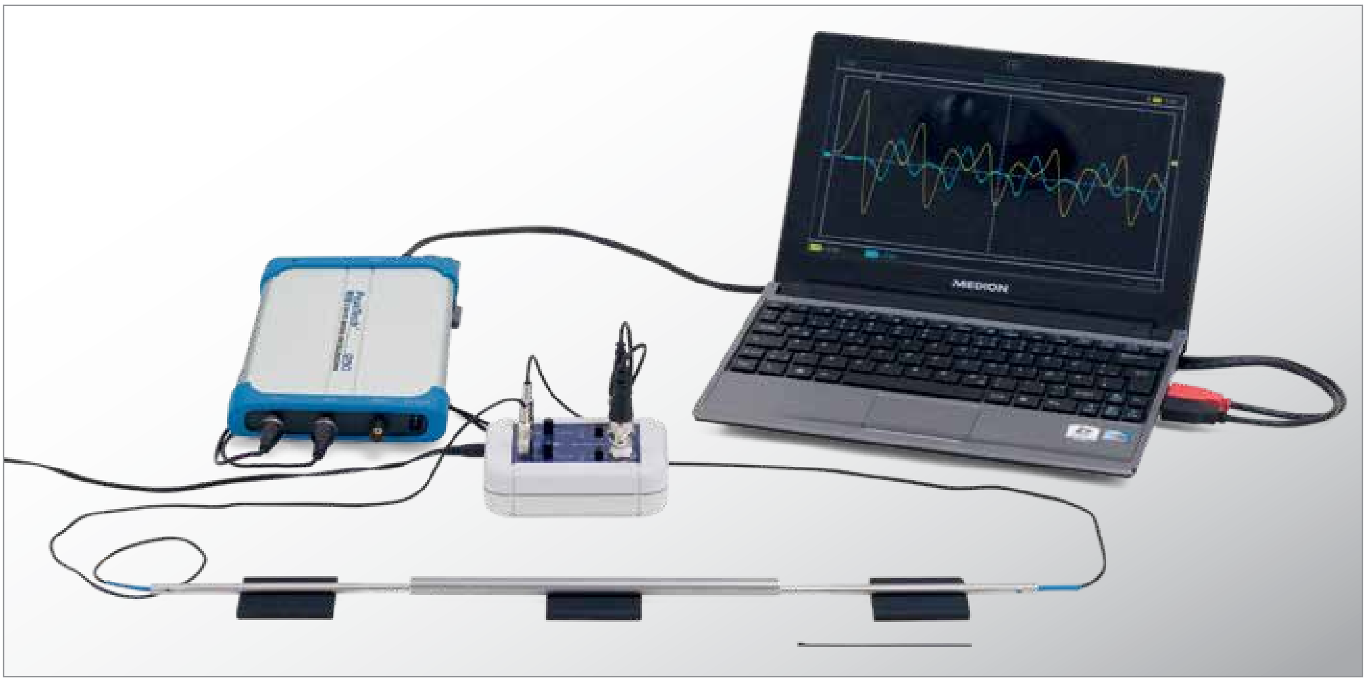
Résistance de charge idéale en cas d'angle de rayonnement modifié



Caractéristique courant-tension en circuit série

Rapport entre la température et la puissance des modules solaires

SYSTÈME POUR L'EXPÉRIMENTATION ELÈVES
PROPAGATION DU SON DANS DES BARRES



› L'ENSEMBLE COMPREND :

- 6 barres 200 mm Ø 10 mm en verre, plexiglas, PVC, bois (hêtre), acier inox et aluminium
- 4 barres 100 mm Ø 10 mm en cuivre, laiton, acier inox et aluminium
- 1 éprouvette 400 mm en acier inox
- 2 martelets
- 2 sondes microphones
- 1 amplificateur pour microphones
- 1 bloc secteur 12 V CA
- 3 tapis en caoutchouc 50x40x5 mm^3

› MONTAGE COMPACT SUR LA TABLE DE LABORATOIRE

JEU D'APPAREILS « PROPAGATION DU SON DANS DES BARRES »

Jeu d'appareils permettant d'étudier la propagation du son et de déterminer la vitesse du son dans des barres de différents matériaux. Il est constitué de différentes barres, de deux sondes microphones et d'un amplificateur pour microphones pouvant être branché à un oscilloscope. Dans un coffret en plastique robuste avec un insert en mousse épousant la forme des appareils et un couvercle transparent.

Jeu d'appareils « Propagation du son dans des barres » (230 V, 50/60 Hz) 1018469
ou
Jeu d'appareils « Propagation du son dans des barres » (115 V, 50/60 Hz) 1018468

Articles complémentaires nécessaires :
Oscilloscope à 2 canaux par ex.
1020857 Oscilloscope pour PC 2x25 MHz

THÈMES DES EXPÉRIENCES :

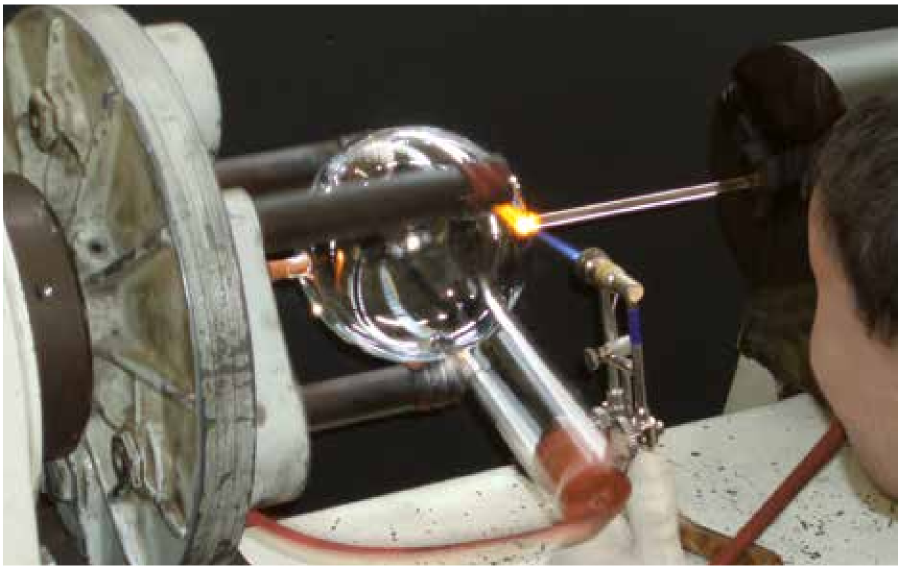
- Vitesse de propagation des impulsions acoustiques dans différentes tiges
- Comparaison de la propagation entre les ondes longitudinales et les ondes transversales
- Ondes acoustiques stationnaires dans des tiges courtes
- Polarité de la réflexion à l'extrémité d'une tige
- Réflexion multiple aux extrémités de tiges longues

MESURE DES ONDES ACOUSTIQUES SANS CONTACT ET AVEC PEU D'AFFAIBLISSEMENT

LA PRODUCTION 3B SCIENTIFIC PHYSIQUE
EN ALLEMAGNE (KLINGENTHAL)

FABRICATION D‘UN TUBE À ÉLECTRONS TELTRON® CHEZ 3B SCIENTIFIC

Il n‘existe au monde que quelques rares sites spécialisés dans la fabrication de tubes à électrons. Seuls des spécialistes hautement qualifiés, et bénéficiant de l’expérience nécessaire, maîtrisent la technicité adéquate à la construction des tubes à électrons TELTRON® en vous apportant une qualité toujours irréprochable.



FABRICATION DE COMPOSANTS AU CENTRE DE TRAITEMENT CNC KLINGENTHAL

Les célèbres instruments didactiques sont le mélange d‘une technique de fabrication ultramoderne et d‘une longue tradition artisanale. Le traitement CNC du site de Klingenthal permet une parfaite précision mécanique pour la réalisation en série d’appareils de qualité, à des prix très compétitifs.

POSTE DE TRAVAIL CAO/ FAO À KLINGENTHAL

La commande FAO (Fabrication Assistée par Ordinateur) de la fraiseuse plate est directement générée par le programme de CAO (Conception Assistée par Ordinateur). Ainsi même des projets sur mesure pour de petites séries sont économiquement viables. Ils peuvent être réalisés rapidement et avec la même précision.

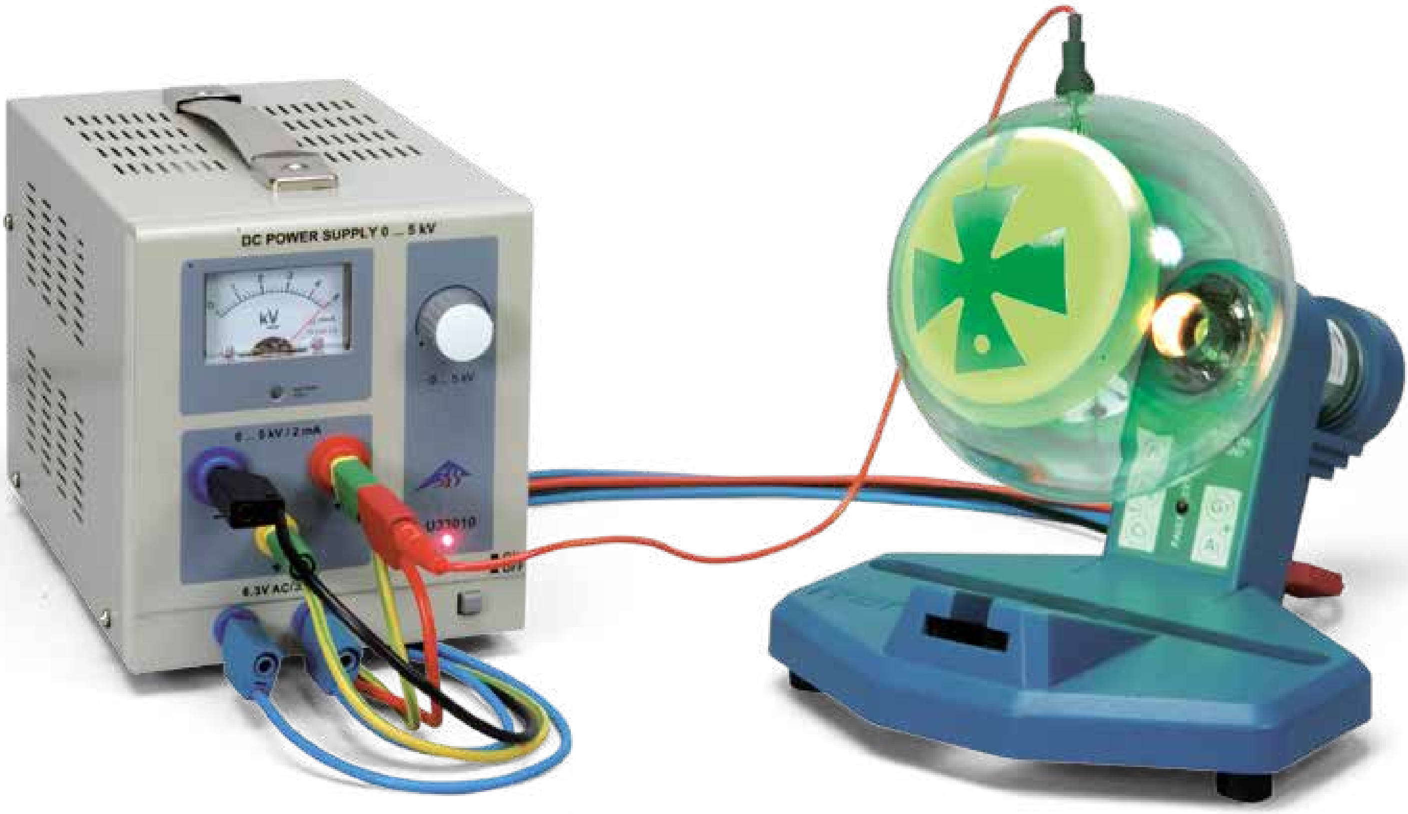
3B Scientific
A worldwide group of companies

France 3B Scientific S.A.R.L.
8, Rue Jean Monnet, Z.I. Parc 3
68870 Bartenheim • France
Tel. :03.89.70.75.20 (International : +33 3 89 70 75 20)
Fax : 03.89.70.75.21 (International : +33 3 89 70 75 21)
3bscientific.com • commande@3bscientific.com

TUBE A CROIX DE MALTE

Démonstration de la propagation linéaire d'électrons dans un espace exempt de champ

Plus à la page 170



9001177 FR 3BFR 03/2020