

SESSION DE 1994**concours externe
de recrutement de professeurs agrégés****section : sciences physiques**

option : physique

épreuve C
problème de physique**Durée : 6 heures**

L'usage de calculatrices électroniques de poche – y compris calculatrices programmables et alphanumériques – à fonctionnement autonome, non imprimantes, est autorisé conformément à la circulaire n° 86-228 du 28 juillet 1986.

Tout document interdit.

Les deux problèmes, qui traitent de différents aspects des instabilités mécaniques, sont largement indépendants. Cependant, la résolution des questions nécessite la lecture de l'ensemble de l'énoncé qui les précède.

Si, au cours de l'épreuve, un candidat repère ce qui lui semble être une erreur d'énoncé, il le signale sur sa copie et poursuit sa composition en expliquant les raisons des initiatives qu'il est amené à prendre.

Tournez la page S.V.P.

PROBLÈME A

On rappelle que l'équation de Lagrange d'un système mécanique, relative à la coordonnée généralisée ξ , s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\xi}} = \frac{\partial L}{\partial \xi} - \frac{\partial F}{\partial \xi},$$

où L est la fonction de Lagrange du système, différence entre son énergie cinétique et son énergie potentielle, et F sa fonction de dissipation.

UN EXEMPLE DE TRANSITION MÉCANIQUE

On considère une bille sphérique de rayon r , creuse, constituée d'une feuille rigide homogène de masse m et d'épaisseur ε petite. Elle est soumise au champ de pesanteur terrestre.

1. Elle roule sans glisser ni dissiper d'énergie, sur un plan incliné d'un angle α par rapport au plan horizontal.
 - a. Calculer son moment d'inertie par rapport à un axe passant par son centre.
 - b. Calculer le lagrangien de la bille lorsqu'elle descend librement le plan incliné.
 - c. En déduire la loi de son mouvement.
2. La bille roule maintenant sur un rail rectiligne incliné d'un angle α par rapport au plan horizontal (fig. A1). Il guide la bille par sa géométrie en forme de dièdre droit, orienté symétriquement par rapport à la verticale, l'arête vers le bas (fig. A2). Déterminer à nouveau la loi du mouvement de la bille.
3. Le rail précédent est courbé en forme de cercle dans son plan de symétrie vertical, de sorte que le centre de la bille décrit une trajectoire circulaire de rayon R . De plus, ce rail en anneau est monté sur un axe vertical passant par son centre et tourne à vitesse angulaire ω uniforme (fig. A3).
 - a. Calculer l'énergie cinétique de la bille par rapport au référentiel terrestre.
 - b. Montrer que l'équation différentielle qui régit la position angulaire θ de la bille sur le rail en fonction du temps s'écrit :

$$\alpha \ddot{\theta} = \left(\omega^2 \cos \theta - \frac{g}{R} \right) \sin \theta,$$

α désignant une constante numérique que l'on précisera.

- c. Discuter les positions d'équilibre possibles de la bille en fonction de la vitesse angulaire de rotation du rail autour de l'axe vertical. Montrer qu'au-dessus d'une vitesse de rotation seuil, ω_0 , la position angulaire $\theta = 0$ devient instable.
 - d. Montrer que la transition mécanique qui apparaît à la pulsation $\omega = \omega_0$ correspond à une bifurcation dans l'espace des états stables du système et que, de plus, elle est caractérisée par une réduction de symétrie dudit système.
4. On étudie la dynamique du mouvement de la bille après qu'elle a été un peu écartée de sa position d'équilibre.
 - a. Montrer qu'aux petites amplitudes ce mouvement est oscillatoire sinusoïdal. Déterminer, par un calcul au premier ordre, le carré de sa pulsation, Ω^2 , en fonction de l'écart au seuil $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, lorsque $\Delta\omega < 0$, c'est-à-dire avant la transition.

- b. Même question, après la transition ($\Delta\omega > 0$).
 - c. Représenter graphiquement ces résultats, et les comparer.
5. Le rail sur lequel roule la bille est recouvert d'un film d'huile. Il en résulte une dissipation visqueuse lors du déplacement de la bille, que l'on peut exprimer par la fonction de dissipation :

$$F = \frac{1}{2} \eta v^2,$$

où η est une constante de viscosité, et v la vitesse du déplacement relatif du centre de la bille par rapport au rail.

- a. Établir la nouvelle équation différentielle qui détermine le mouvement de la bille sur le rail. Discuter les conditions dans lesquelles le terme inertiel de cette équation est négligeable. On suppose par la suite que ces conditions sont réalisées.
- b. Discuter rapidement l'équilibre de la bille sur le rail en rotation en fonction de ω . Montrer que le mouvement de retour à l'équilibre, après que la bille en a été légèrement écartée, est purement amorti et caractérisé par un temps de relaxation τ .
- c. Déterminer, par un calcul au premier ordre, l'inverse du temps de relaxation précédent, $\frac{1}{\tau}$, en fonction de l'écart au seuil $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, de part et d'autre de la transition.
- d. Représenter graphiquement ces résultats, ainsi que la limitation imposée par la condition 5.a., et les comparer.

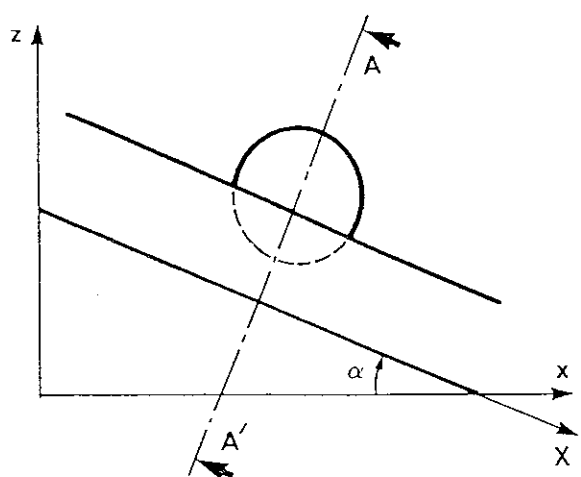


Fig. A1

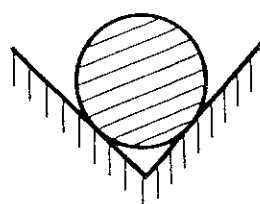


Fig. A2

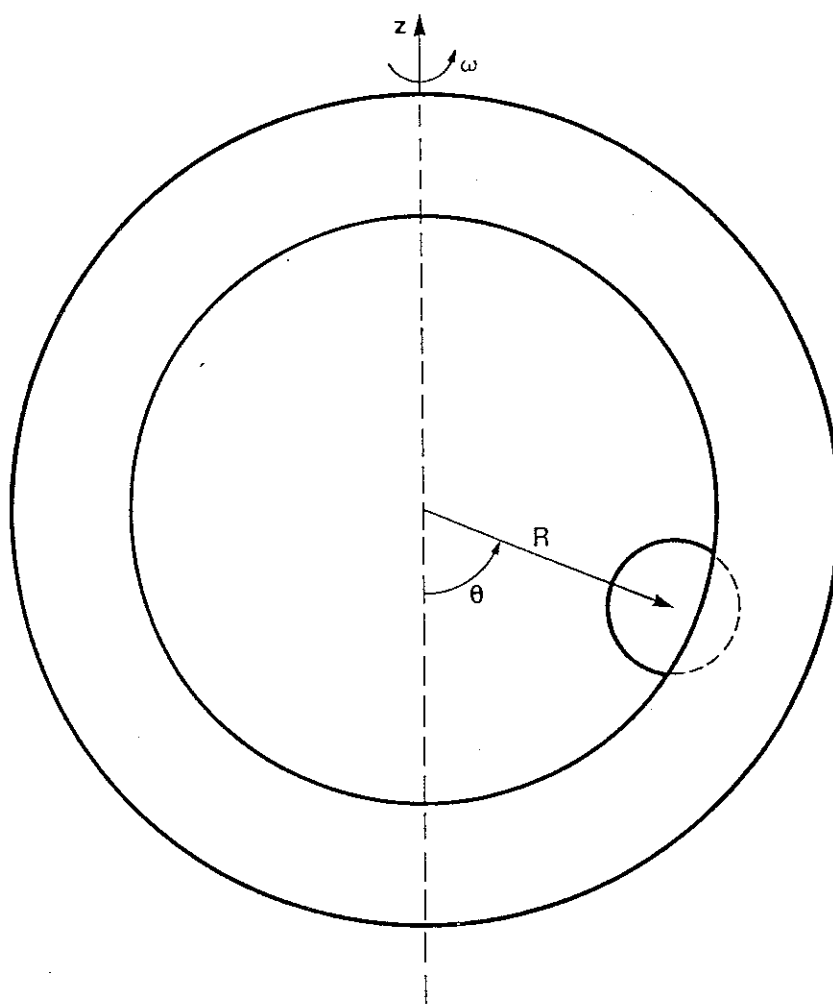


Fig. A3

PROBLÈME B

Tournez la page S.V.P.

On rappelle qu'une fonction $f(x)$ définie et intégrable sur l'intervalle I de longueur L peut se décomposer en série de Fourier sous la forme :

$$f(x) = \sum_q f_q e^{jqx}$$

où $j^2 = -1$, $q = \frac{2n\pi}{L}$, n étant entier relatif, et :

$$f_q = \frac{1}{L} \int_1 f(x) e^{-jqx} dx.$$

De plus, $f(x)$ et f_q vérifient l'égalité de Bessel-Parseval :

$$\frac{1}{L} \int_1 |f(x)|^2 dx = \sum_q |f_q|^2.$$

QUELQUES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES SYSTÈMES FEUILLETÉS

Le système que nous considérons dans ce problème est constitué de couches parallèles superposées sans défauts d'empilement, en contact les unes avec les autres. Les couches sont transparentes à la lumière, de tenseur diélectrique $\epsilon_{\alpha\beta}$ aux fréquences optiques. Un bon exemple d'un tel système, et qui est étudié plus précisément ici, est donné par la phase smectique A des cristaux liquides. Dans cette phase, les molécules en forme de bâtonnets de diamètre moyen $\Phi = 0,5$ nm, pour une longueur $e_0 = 3$ nm environ, sont réparties en couches successives, perpendiculairement à celles-ci, c'est-à-dire parallèlement au vecteur unitaire $\vec{n}[n_x, n_y, n_z]$ normal aux couches smectiques. L'épaisseur des couches smectiques au repos correspond à la longueur des molécules e_0 (fig. B1). Les molécules sont arrangées à l'intérieur des couches selon un réseau localement hexagonal compact (fig. B2).

Le système liquide cristallin est étudié dans un repère cartésien de coordonnées x, y, z .

I. Densité d'énergie élastique d'un smectique

1. Nous considérons tout d'abord que les couches smectiques sont planes, perpendiculaires à l'axe \vec{z} . Elles donnent lieu à une pression de rappel élastique, lorsqu'elles sont soumises à une compression (ou une dilatation) uniaxiale appliquée selon l'axe \vec{z} , que l'on peut écrire :

$$p = -B(e - e_0)/e_0 \tag{1}$$

où B est une constante.

- a. Donner des arguments pour justifier l'expression (1). Préciser le signe de la constante B . Donner les limites de validité de cette expression.
- b. Exprimer l'énergie élastique alors emmagasinée par unité de volume par le système smectique.
- c. On appelle $u(z)$ le déplacement vertical (selon l'axe \vec{z}) des couches smectiques par rapport à leur position de repos. Écrire la densité d'énergie élastique de compression f_b en fonction de $\frac{\partial u}{\partial z}$.
- d. En admettant qu'une dilatation de 100 % déstabilise la phase smectique, et que son énergie de cohésion par molécule est de l'ordre de $k_B T$, où $T = 300$ K est la température ambiante et k_B est la constante de Boltzmann, donner une estimation littérale, puis numérique, de la constante élastique B .

2. Les couches smectiques ne sont plus maintenant considérées comme planes, mais de forme localement cylindrique de courbure $c/c = \frac{1}{R}$, où R est le rayon de courbure de la directrice du cylindre de révolution localement tangent), leurs génératrices étant parallèles à l'axe y (fig. B3). Cette déformation implique, en plus d'une éventuelle densité d'énergie de compression (question précédente), une densité d'énergie élastique de courbure des couches smectiques :

$$f_c = \frac{1}{2} K c^2. \quad (2)$$

- Donner des arguments pour justifier l'expression (2). Préciser le signe de K . Donner les limites de validité de cette expression.
- Exprimer f_c en fonction des dérivées de $u(x, z)$.
- On appelle θ l'angle local de la normale aux couches smectiques \vec{n} avec l'axe \vec{z} . Moyennant une approximation que l'on précisera, exprimer f_c en fonction de la dérivée de θ . Quelle est la signification physique de cette expression ?
- Donner une expression équivalente de f_c écrite avec les composantes de \vec{n} . En déduire que la densité d'énergie élastique orientationnelle comporte en réalité un terme supplémentaire et peut s'écrire :

$$f_k = \frac{1}{2} K \left[\left(\frac{\partial n_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial n_x}{\partial z} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Quelle est l'hypothèse sous-jacente à cette expression ? Décrire, en s'aidant de schémas, les déformations correspondant à ces deux termes.

- On pose $\lambda = \sqrt{\frac{K}{B}}$. Montrer que λ a la dimension d'une longueur. Justifier que λ est de l'ordre de e_0 .

En déduire l'ordre de grandeur de K , si $\lambda = e_0$.

3. Les couches smectiques sont à nouveau supposées planes, mais leur normale \vec{n} est inclinée de l'angle θ par rapport à l'axe \vec{z} .

- Les couches étant libres de toute contrainte, calculer la dilatation apparente $\frac{\partial u}{\partial z}$ qui résulte de l'inclinaison θ .
- Donner l'expression de la dilatation réelle d'un échantillon comprimé ou dilaté, compte tenu de l'inclinaison θ , en fonction de $\frac{\partial u}{\partial z}$ et θ . En déduire une expression de la densité d'énergie élastique de compression f_b indépendante du choix du référentiel dans lequel elle est calculée.
- Montrer que la densité d'énergie élastique totale d'un échantillon smectique déformé de manière cylindrique parallèlement à l'axe y , et tel que l'inclinaison θ reste partout petite, peut s'écrire.

$$f = f_b + f_k = \frac{1}{2} B \left\{ \left[\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right]^2 + \lambda^2 \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} \right)^2 \right] \right\}. \quad (4)$$

- À quelle condition la correction de dilatation apparente devient-elle inutile ? On admettra qu'alors des déformations cylindriques d'axes différents parallèles au plan xy , superposées dans le système smectique, contribuent indépendamment à son énergie élastique. En déduire une expression de la densité d'énergie élastique de compression f_b , valable indépendamment du choix des axes dans lesquels elle est calculée.

II. Distance de pénétration d'une déformation des couches smectiques

Le cristal liquide smectique est déposé en une épaisseur qu'on pourra considérer comme infinie, sur un support solide de surface S présentant une rugosité aléatoire $u(x, y, z = 0)$ (fig. B4). Les couches smectiques sont disposées parallèlement au support, plan en première approximation, et d'équation $z = 0$. On étudie, dans cette partie, l'effet de la rugosité du substrat sur la déformation des couches smectiques dans la masse de l'échantillon.

1. Montrer que, sous certaines conditions qu'on précisera, l'étude des déformations du cristal liquide smectique, provoquées par la rugosité naturelle d'un substrat quelconque, peut se ramener à l'étude de l'effet d'une rugosité sinusoïdale :

$$u(x, y, z = 0) = u_0 \cos qx. \quad (5)$$

2. On suppose que cette condition est réalisée, et que la rugosité est décrite par l'équation (5) ci-dessus.

a. Écrire l'énergie élastique totale F de l'échantillon smectique.

b. Montrer que, dans les conditions de la question 1. précédente, le déplacement des couches smectiques $u(x, z)$ qui minimise l'énergie élastique totale de l'échantillon F est solution de l'équation aux dérivées partielles d'Euler-Lagrange du système :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \lambda^2 \left(\frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 u}{\partial x^2 \partial z^2} \right). \quad (6)$$

On envisagera pour cela un déplacement des couches $u'(x, z) = u(x, z) + \delta u(x, z)$, voisin du déplacement à l'équilibre $u(x, z)$, tel que $\delta u = 0$ aux frontières du système, et on écrira qu'il correspond à une variation d'énergie δF nulle au premier ordre.

c. Justifier que le déplacement des couches smectiques $u(x, z)$ est constant à l'infini.

d. On cherche une solution de la forme $u(x, z) = v(x) w(z)$. Montrer que l'équation d'Euler-Lagrange précédente devient alors une équation différentielle à variables séparées. La résoudre. Justifier que la solution trouvée est bien la solution du problème. Décrire la déformation des couches smectiques $u(x, z)$ correspondante. Montrer qu'elle possède une distance caractéristique, ou distance de pénétration de la déformation ℓ .

e. Préciser et discuter pratiquement dans quelles limites l'approximation linéaire faite à la question 1. est valable.

f. Calculer numériquement ℓ pour une rugosité sinusoïdale du substrat de période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$. On prendra $\lambda = e_0$ comme en I. 2. e. Calculer également l'amplitude maximale de cette rugosité pour que l'approximation de la question 1. soit valable.

3. Le système smectique est maintenant limité à l'abscisse $z = d$ par une paroi solide parfaitement lisse, en plus de la surface rugueuse à l'abscisse moyenne $z = 0$ des questions précédentes (fig. B5).

a. Préciser les conditions imposées aux limites pour la variable « déplacement des couches smectiques » $u(x, z)$.

b. Calculer la déformation de l'échantillon smectique lorsque son épaisseur d est égale à Ne_0 , où N est le nombre de ses couches.

c. Montrer qu'il existe deux géométries-limites différentes pour la déformation de l'échantillon, selon son épaisseur d , ou plus exactement selon que q est plus petit ou plus grand qu'un vecteur d'onde critique q_c que l'on précisera.

d. Calculer l'énergie élastique de distorsion par unité de surface de l'échantillon dans chacun de ces deux cas. Les comparer. Justifier le rapport trouvé entre les énergies élastiques des deux cas types précédents.

4. On envisage, dans cette question, différents types de systèmes en couches déposés sur le même substrat rugueux que précédemment, mais possédant maintenant des épaisseurs de couches e_0 , et donc des constantes λ différentes.
- Montrer que, dans la configuration semi-infinie de la question 2., la déformation due à la rugosité de surface présente deux régimes de variation de ℓ , en fonction de λ , différents.
 - Montrer que, dans la configuration confinée de la question 3., avec une paroi lisse à l'abscisse $z = d$, les deux régimes précédents sont caractérisés par des vecteurs d'onde critiques q_c présentant des variations différentes en fonction de λ . Quelles sont les propriétés physiques des systèmes correspondant à ces deux régimes ?
 - Donner, en fonction de B , K , q et u_0 , la densité d'énergie élastique de déformation par unité de surface de l'échantillon, pour ces deux régimes et pour les deux types de déformation envisagés à la question 3. Discuter ces résultats. Préciser la configuration des couches du système dans chacun des cas.

III. Tension superficielle d'un système smectique

- D'une manière générale, la surface d'un liquide isotrope et homogène, en contact avec l'air, possède une énergie A par unité de surface.
 - Expliquer l'origine physique de cette énergie superficielle. Justifier qu'elle est positive.
 - Calculer, pour une unité de surface du liquide, l'augmentation d'énergie qui résulte d'une ondulation de petite amplitude de sa surface libre $u(x, y, z = 0) = u_0 \cos qx$.
 - Qu'en est-il pour une déformation de petite amplitude, mais de forme quelconque, de la surface libre ?
- On considère maintenant le cas d'un échantillon de cristal liquide smectique de grande épaisseur, dont la première couche est parallèle à l'interface avec l'air. Cet interface possède une énergie A par unité de surface, lorsqu'il est plan.
 - Calculer l'énergie effective mise en œuvre par unité de surface lors d'une petite déformation sinusoïdale de la surface libre de ce système smectique. On fera les approximations nécessaires en supposant $\lambda q \ll 1$.
 - Calculer littéralement puis numériquement l'augmentation de tension superficielle δA qui résulte de la déformation des couches smectiques, pour $\lambda = e_0$ et $B = 1,3 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$.
 - Qu'en est-il lorsque la surface libre du cristal liquide smectique est déformée de manière quelconque, avec une petite amplitude ?

IV. Flambement des couches

Le cristal liquide smectique est maintenant placé entre deux lames de verre, lisses, planes, parallèles au plan xy , et situées aux abscisses $z = 0$ et $z = d = Ne_0$, où N est entier positif. La dimension des lames de verre est grande par rapport à toutes les autres dimensions du problème. Dans la configuration initiale, les couches smectiques sont disposées parallèlement aux lames. Puis la lame d'abscisse $z = d$ est reculée de δ , de sorte qu'il en résulte une dilatation relative de l'échantillon de cristal liquide $X = \frac{\delta}{d}$, très inférieure à l'unité.

Tournez la page S.V.P.

- 1.a. Montrer que le déplacement des couches $u(x, y, z)$ peut alors s'écrire sous la forme d'un terme de dilatation uniforme des couches et d'un développement en série de Fourier :

$$u(x, y, z) = Xz + \sum_{n, \vec{q}} U_{n, \vec{q}} \sin(k_n z + \phi_n) \exp(j \vec{q} \cdot \vec{r}), \quad (7)$$

où $\vec{r} = [x, y]$ et $\vec{q} = [q_x, q_y]$. Déterminer les valeurs de ϕ_n et k_n .

- b. On limite le développement de Fourier à un seul terme sinusoïdal :

$$u(x, z) = Xz + u_1 \sin(k_1 z + \phi_1) \cos q_x x. \quad (8)$$

Justifier la validité de cette démarche.

- c. Calculer l'énergie élastique correspondante par unité de surface de l'échantillon. Montrer qu'elle peut se mettre sous la forme d'un développement limité à l'ordre 2 en u_1 , de la forme, pour une surface d'aire S de l'échantillon :

$$F = \frac{1}{2} B d S \left\{ X^2 + \frac{u_1^2}{4} [k_1^2 - X q^2 + \lambda^2 (q^4 + k_1^2 q^2)] \right\}.$$

- 2.a. Montrer qu'il existe une dilatation-seuil X_s au-dessus de laquelle le système smectique ondule effectivement. Discuter physiquement ce résultat.
- b. Justifier le terme de brisure de symétrie généralement utilisé pour qualifier cette transition mécanique de flambement des couches.
- c. Calculer le vecteur d'onde de l'ondulation des couches au seuil q_s , et le comparer au vecteur d'onde critique q_c introduit dans la partie II.
- d. Calculer la dilatation-seuil X_s et le recul δ_s de la lame de verre correspondant.
- e. Montrer qu'avec des dilatations plus importantes appliquées suffisamment rapidement, on peut exciter d'autres modes d'ondulation de la structure, qui ne se déduisent pas par simple continuité du mode précédent. Donner les valeurs du vecteur d'onde q_{s2} et du recul δ_{s2} , au seuil du second mode d'ondulation de l'échantillon.
- f. En reprenant les valeurs numériques utilisées dans la partie I., et pour une épaisseur d'échantillon $d = 300 \mu\text{m}$, calculer $\delta_s, q_s, \delta_{s2}$ et q_{s2} .
3. On considère maintenant des dilatations légèrement supérieures au seuil calculé à la question 2.d. précédente. On admet que l'ondulation produite reste sinusoïdale, et de vecteur d'onde égal au premier vecteur d'onde apparu.
- a. Justifier ces approximations.
- b. Montrer que la formule (4) est une expression suffisamment approchée de la densité d'énergie élastique des couches smectiques trouvée à la question 1.3.b., pour permettre le calcul de l'amplitude d'ondulation des couches u_1 , au premier ordre de l'écart relatif au seuil $\frac{\delta - \delta_s}{\delta_s}$.
- c. Calculer l'amplitude de l'ondulation des couches u_1 , qui apparaît lors d'une dilatation très légèrement supérieure au seuil.
- d. En déduire l'ordre de la transition de flambement des couches.
- e. Préciser les limites de validité du calcul précédent (3.b.) en termes de dilatation relative X .
- f. Calculer dans cette limite l'énergie élastique de compression de l'échantillon, ainsi que ses énergies élastiques orientationnelles et totales.
- g. Discuter la transition de flambement sur le plan énergétique.
- h. Peut-on dire comment est déterminée la phase de l'ondulation des couches smectiques apparue au-dessus du seuil de flambement ?

V. Dynamique de l'ondulation des couches smectiques

Le système smectique est dans la configuration décrite dans la partie IV précédente. Il est soumis à une dilatation relative X .

1. Le déplacement des couches smectiques étant écrit sous la forme du développement (7), montrer qu'au plus bas ordre des composantes de Fourier $U_{n,\bar{q}}$, l'énergie élastique F de l'échantillon est la somme d'un terme proportionnel à X^2 et d'une forme quadratique $\sum_{n,\bar{q}} \alpha_{n,\bar{q}}(d, X) |U_{n,\bar{q}}|^2$ où, comme la notation l'indique, $\alpha_{n,\bar{q}}(d, X)$ est une fonction de n, \bar{q}, d et X . En déduire que, dans ces conditions, une déformation quelconque des couches smectiques peut être considérée comme la superposition linéaire de modes de déformation indépendants.
2. On suppose que les conditions de découplage des modes sont remplies.
 - a. Rappeler la relation qui existe entre le déplacement des couches u et leur inclinaison θ : Exprimer l'amplitude de déplacement des couches $U_{n,\bar{q}}$ et l'énergie élastique $F_{n,\bar{q}}$ du mode de déformation (n, \bar{q}) , en fonction de son amplitude d'inclinaison $\Theta_{n,\bar{q}}$. Comparer $\Theta_{n,\bar{q}}$ à la composante de Fourier de l'inclinaison des couches de même vecteur d'onde.
 - b. Rappeler le théorème d'équipartition de l'énergie. L'utiliser pour en déduire l'amplitude quadratique moyenne d'inclinaison des modes de déformation des couches, excités par l'agitation thermique.
 - c. Étudier et représenter graphiquement les variations de cette amplitude (ou du carré de son inverse), en fonction de la dilatation relative X du système smectique. Que se passe-t-il s'il s'agit en réalité d'une compression ? Expliquer ces variations avec des arguments physiques.
 - d. Discuter la transition de flambement du point de vue de l'amplitude des modes de déformation des couches smectiques.
3. La dynamique du cristal liquide smectique est régie principalement par la viscosité de rotation et par l'élasticité étudiée ci-dessus, la contribution inertielle étant négligeable. Concrètement, la viscosité de rotation se manifeste par une densité de couple visqueux $\bar{\gamma}$, proportionnelle et opposée à la vitesse angulaire de rotation $\bar{\omega}$ de la normale aux courbes \bar{n} . Elle s'écrit :

$$\bar{\gamma} = -\eta \bar{\omega}, \quad (9)$$

où η est la constante de viscosité.

- a. Exprimer la densité de puissance dissipée dans l'échantillon en fonction de la dérivée de l'inclinaison des couches smectiques par rapport au temps.
- b. Calculer la puissance dissipée dans l'échantillon en fonction des composantes de Fourier de la vitesse angulaire de rotation des couches smectiques.
- c. Calculer, par unité de temps, la variation d'énergie élastique qui en résulte. En déduire l'équation différentielle que vérifie l'ensemble des composantes de Fourier de l'inclinaison des couches.
- d. En regroupant les termes de même vecteur d'onde \bar{q} , et en utilisant l'indépendance des composantes de Fourier entre elles, déduire l'équation différentielle que vérifie individuellement chaque terme $\Theta_{n,\bar{q}}$.
- e. Déterminer la loi de retour à l'équilibre d'un mode de déformation momentanément imposé au système smectique. Préciser le temps de relaxation τ qui caractérise cette loi.
- f. Étudier les variations de cette constante de temps τ en fonction de la dilatation relative X du système smectique. Utiliser une représentation graphique, et expliquer physiquement le résultat.
- g. Discuter brièvement la transition de flambement du point de vue de la constante de temps des modes de déformation des couches smectiques.
- h. Répondre plus précisément à la question IV.3.h. précédente.
- i. Peut-on prédire, par analogie avec le problème A, les variations du temps de relaxation du mode d'ondulation des couches smectiques ($n = 1, q = q_s$) en fonction de la dilatation relative X , au-dessus du seuil de flambement ?

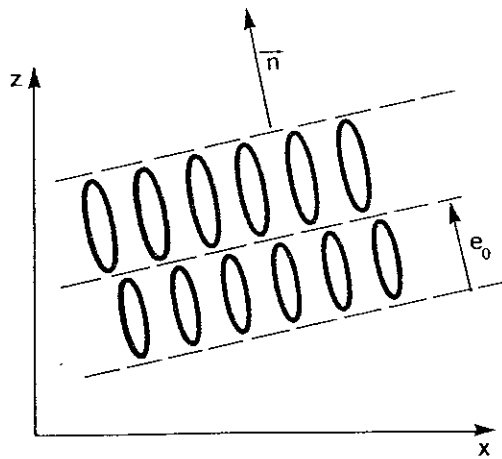


Fig. B1

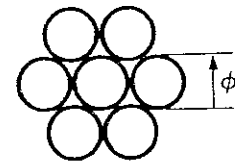


Fig. B2

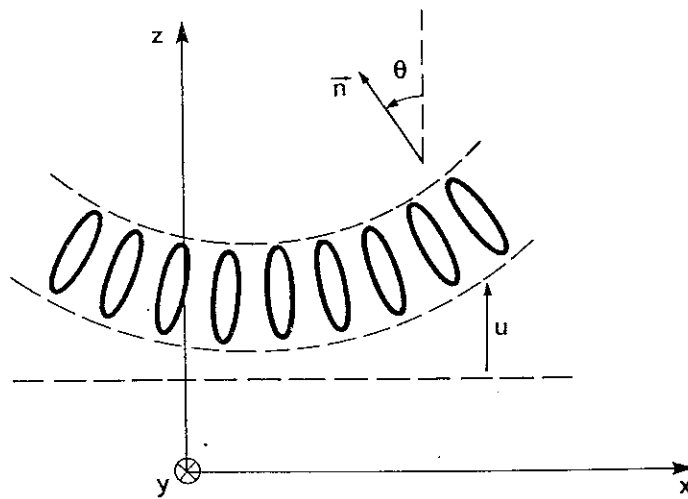


Fig. B3

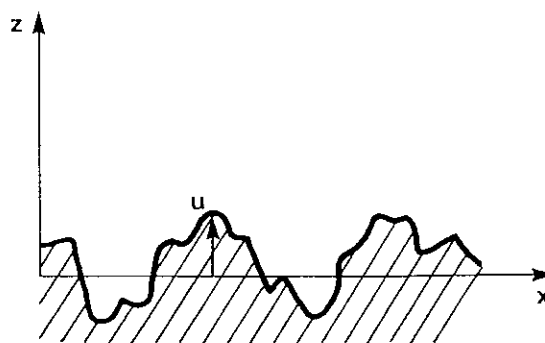


Fig. B4

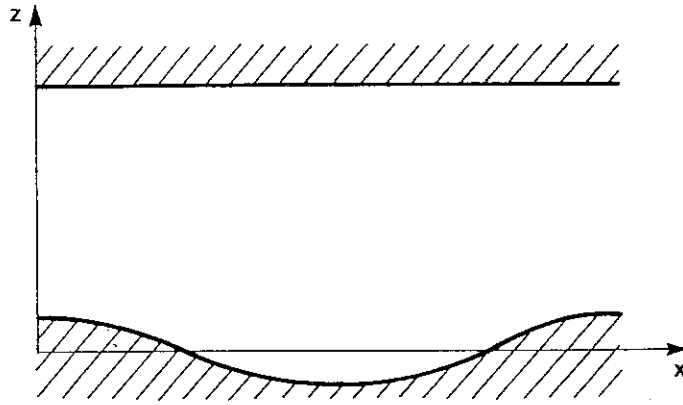


Fig. B5