

Support de cours

Cours:

UNIL-123 Physique Expérimentale II

Vidéo:

Lesson11-UNIL-123 Physique expérimentale II

Concepts (extraits des sous-titres générés automatiquement) :

Bilan de l'énergie. Valeur des choses. Première leçon. Premier principe de la thermodynamique. Équation d'état. Fois cv-cp. Aller. Signe des choses. Pression constante. Énergie interne. Variation d'une fonction d'état. Fin du cours. Pv égale. Pouvoir. Volume constant.



[vers la recherche de séquences vidéo](#)
(dans UNIL-123 Physique Expérimentale II.)

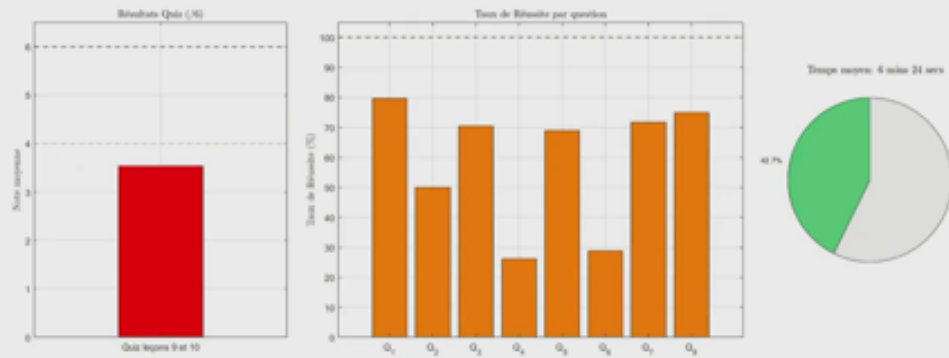


[vers la vidéo](#)

Center for Digital Education. Plus de matériel de soutien pédagogique ici :

<https://www.epfl.ch/education/educational-initiatives/cede/educational-technologies-gallery/boocs-en/>
page 1/73

Résultat du quizz



Fürbringer - Vittorangeli - Dubuisson

Feedback 10^{ème} semaine

6 mai 2025

2 / 9

...

notes

résumé

0m 0s



La question 2

Quelle est la relation entre la capacité thermique à volume constant et la capacité thermique à pression constante pour ? (indice: se baser sur les relations de Mayer et estimer le signe de L_V et L_P)

- ☐ a. $C_p > C_v$
- ☐ b. $C_p < C_v$
- ☐ c. $C_p = C_v$
- ☐ d. On ne peut pas répondre de manière générique.

$$\begin{cases} C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = C_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V + L_P \\ C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P + L_V \end{cases}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T < 0 \quad \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V > 0$$

$$C_V - C_P = \frac{\left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T}{\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V} < 0 \Rightarrow C_V < C_P$$

Ces sous-titres ont été générés automatiquement Comme d'habitude, un petit feedback de la semaine passée. Au niveau du quiz, je ne sais pas si je veux dire que c'est bien, la 3 et demi. Les questions commencent à ressembler à des vraies questions d'examen, donc soyez un petit peu attentifs. Il y en avait en tout cas une qui était méchante, la 2, c'était vraiment une question, je rigolais en la faisant, je savais très bien. Mais en de guillemets, 50% de réussite, je suis content. Enfin, je ne pensais pas que je l'ai fait dans l'histoire, que peut-être beaucoup ne tomberaient dans le piège. Il n'y avait pas un piège, mais elle était difficile, c'était une question difficile. Donc il y a quand même 50% des gens qui ont essayé le test, qui ont réussi cette question. J'espère que ce n'est pas au bol, 50% ça peut ressembler un peu au hasard, mais en fait c'était bien. Et puis les 2 autres questions, 4 et 6, on verra de quoi il s'agit.

notes

résumé

0m 1s



La question 2

Quelle est la relation entre la capacité thermique à volume constant et la capacité thermique à pression constante pour un gaz ? (indice: se baser sur les relations de Mayer et estimer le signe de L_V et L_P)

- ☒ a. $C_P > C_V$
- ☐ b. $C_P < C_V$
- ☐ c. $C_P = C_V$
- ☐ d. On ne peut pas répondre de manière générique.

$$\begin{cases} C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = C_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V + L_P \\ C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P + L_V \end{cases}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T < 0 \quad \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V > 0$$

$$C_V - C_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V < 0 \Rightarrow C_V < C_P$$

$$PV = nRT \\ T = \frac{PV}{nR}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V$$

Fürbringer - Vittorangi - Dubuisson

Feedback 10^{ème} semaine

6 mai 2025 3 / 9

Donc la question 2, pourquoi elle était un peu compliquée ? Parce que, en tout cas, j'ai vu les réponses que vous en donnez parfois aux assistants, eux ils connaissent la fin du cours. Donc après la question, elle est très simple sur la fin du cours, mais avec ce que vous aviez déjà, et en vous envoyant sur les relations de Maillard, c'était un petit peu complexe, donc j'avais vraiment conscience de faire ça. Mais c'est une question intéressante parce qu'elle vous obligeait à essayer d'aller regarder, non pas la valeur des choses, mais le signe des choses, est-ce que c'était positif ou négatif ? C'était dans ce sens-là où ça peut ressembler à certaines questions d'examens, en tout cas, parce que la fin du cours, vous avez une réponse beaucoup plus simple. Vous allez voir, à la fin du cours d'aujourd'hui, la réponse est beaucoup plus simple que la semaine passée. Donc on vous demandait si le C_P était plus grand ou plus petit que le C_V . Je vous rappelle que c'est la capacité thermique, le $C_P - C_V$, c'est la capacité thermique dans un des cas à pression constante, c'est dans un des cas à volume constant, C_P , pression constante, C_V , pression constante. Et puis on vous demandait si la qualité plus grande-clos, est-ce qu'ils étaient égaux et est-ce qu'on ne pouvait pas répondre. Donc on pouvait réellement répondre à la question avec ce que vous aviez. Donc j'ai reproduit là... Qu'est-ce que j'ai fait avec ma... Donc j'ai reproduit les relations de maillère que je vous proposais de prendre comme référence dans la question. Donc je vais m'occuper normalement... Est-ce que j'ai bien fait ces six ? Voilà, celle-ci. Donc là, ce qui était intéressant dans les relations de maillère, c'est que vous voyez qu'il y avait une

notes

résumé

0m 57s



La question 2

Quelle est la relation entre la capacité thermique à volume constant et la capacité thermique à pression constante pour un gaz ? (indice: se baser sur les relations de Mayer et estimer le signe de L_V et L_P)

- ☒ a. $C_P > C_V$
- ☐ b. $C_P < C_V$
- ☐ c. $C_P = C_V$
- ☐ d. On ne peut pas répondre de manière générique.

$$\begin{cases} C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = C_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V + L_P \\ C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P + L_V \end{cases}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T < 0 \quad \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V > 0$$

$$C_V - C_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V < 0 \Rightarrow C_V < C_P$$

$$PV = nRT \\ T = \frac{PV}{nR}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V$$

Navigation icons: back, forward, search, etc.

Fürbringer - Vittorangeli - Dubuisson

Feedback 10^{ème} semaine

6 mai 2025

3 / 9

fois CV-CP, une fois CP-CV. Donc si on allait regarder le signe de L_P , on pouvait en regardant aussi le signe de SATOX. Si on met en évidence, vous avez CV-CP, et t'égales à L_P sur cette dérivée de T par rapport à P. Alors au début, c'est dérivée, c'est une salade. Vous avez T-V-P, vous les voyez en haut, en bas, à côté, elles sont partout. Quand vous avez ça, tranquille, calmez-vous, allez boire un verre d'eau et revenez tranquillement sur le problème. Donc tant que vous avez ces dériveils entre PV et T, donc ça va vous ramener sur l'équation d'État. L'équation d'État, PV est à l'énerté, l'équation d'État dégage parfait, elle vous donne ces trois fonctions, donc vous pouvez connaître les dériveils des uns par rapport aux autres. Donc si vous mettez en évidence, donc vous passez celui-là, vous le passez ici, et puis ce coefficient, c'est le même que celui-là, vous l'amenez ici en dessous, il faudra vous retrouver avec L_P sur T, P, A, V constant. Et puis pour savoir quel est le signe de ces choses-là. Alors si vous voulez avoir, là, vous avez T, PV, donc c'est clair que vous êtes en plein dans l'équation d'État. Donc si vous allez regarder votre équation d'État, vous avez PV égale nRT, PV égale nRT, donc ça veut dire que vous avez T égale PV sur nR, et puis vous pouvez dériver T en fonction de P à V constant. Donc vous voyez que la dériveil, ça va donner V sur nR quand je vais dériver, et ça c'est positif. Donc celui-là est forcément positif. Et puis maintenant, le L_P c'est quoi ? Si vous remontez la définition du L_P , c'était le coefficient de compression, non, de l'amplification, le changement de volume de dilatation. C'est le

notes

résumé

La question 2

Quelle est la relation entre la capacité thermique à volume constant et la capacité thermique à pression constante pour un gaz ? (indice: se baser sur les relations de Mayer et estimer le signe de L_V et L_P)

- ☒ a. $C_p > C_v$
- ☐ b. $C_p < C_v$
- ☐ c. $C_p = C_v$
- ☐ d. On ne peut pas répondre de manière générique.

$$\begin{cases} C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = C_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V + L_P \\ C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P + L_V \end{cases}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T < 0 \quad \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V > 0$$

$$C_V - C_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V < 0 \Rightarrow C_V < C_P$$

$$PV = nRT \\ T = \frac{PV}{nR}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V$$

coefficient de dilatation à... Non, c'est le développement de compression, etc. Donc ça veut dire, dans un système, si vous regardez la chaleur et vous changez la pression, mais vous voulez, qu'est-ce qui se passe quand vous augmentez la pression ? C'est des dérivées, ça veut dire vous voulez regarder comment la chaleur, elle change lorsque vous changez la pression. Lorsque vous augmentez la pression, en général, vous pouvez faire ça dans une pompe, ça va chauffer si vous augmentez la pression. Mais seulement vous voulez être isotherme. Donc ça veut dire, est-ce que vous allez faire rentrer de la chaleur ou sortir de la chaleur du système pour rester isotherme ? Donc comme ça va chauffer, vous devez laisser sortir de la chaleur du système. Quand vous laissez sortir de la chaleur du système, ça veut dire que le Q est négatif, vous vous souvenez, le travail est la chaleur, c'est comme un compton-ban, quand vous rentre dans le système, c'est positif, quand il sort du système, c'est négatif, parce que vous voulez faire le bilan de l'énergie à l'intérieur. Donc forcément, que le L_P , il est négatif. Donc ça veut dire que $c_p - c_v$, qui est le rapport de L_P sur la dérivée, la température par rapport à la pression, est plus petit que 0. Donc ça veut dire que c_v est plus grand que c_p . Donc je reconnais, c'est une question difficile. Ceux qui ont répondu, je ne sais pas si ils ont répondu, on vous a une réflexion qui ressemblait à ça, ou parce que l'assistant vous a aidé, ou parce qu'il y avait d'autres moyens, c'est vous qui voyez les moyens que vous avez trouvé. L'intérêt de cet exercice, c'est d'aller voir les signes. C'est le seul intérêt de cet exercice-là, c'est d'aller voir les signes

notes

résumé

La question 2

Quelle est la relation entre la capacité thermique à volume constant et la capacité thermique à pression constante pour un gaz ? (indice: se baser sur les relations de Mayer et estimer le signe de L_V et L_P)

- ☒ a. $C_p > C_v$
- ☐ b. $C_p < C_v$
- ☐ c. $C_p = C_v$
- ☐ d. On ne peut pas répondre de manière générique.

$$\begin{cases} C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = C_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V + L_P \\ C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P + L_V \end{cases}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T < 0 \quad \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V > 0$$

$$C_V - C_P = \frac{\left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T}{\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V} < 0 \Rightarrow C_V < C_P$$

$$PV = nRT \\ T = \frac{PV}{nR}$$

$$L_P = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V$$

Navigation icons: back, forward, search, etc.

Fürbringer - Vittorangeli - Dubuisson

Feedback 10^{ème} semaine

6 mai 2025 3 / 9

des choses, et des fois des fractions, des dérivées qui se sont allées être compliquées. Si vous les regardez, vous arrivez à comprendre si c'est plutôt positif et plutôt négatif. C'était ça l'intérêt de cette question. Donc on a C_p , C_p est plus petit que C_v , donc la bonne réponse, c'était celle-là.

notes

résumé

La question 6

Comment varie la température lors d'une expansion adiabatique réversible d'un gaz ?

- ☐ a. La température diminue.
- ☐ b. La température reste constante.
- ☐ c. La température augmente.
- ☐ d. La température fluctue aléatoirement.

- Adiabatique \rightarrow pas d'échange de chaleur avec l'environnement : système fermé et isolé, $Q = 0$
- Expansion $\rightarrow \Delta V > 0$, donc $W < 0$,
- Comme $\Delta U = Q + W < 0 \Rightarrow \Delta T < 0$

Fürbringer - Vittorangeli - Dubuisson

Feedback 10^{ème} semaine

6 mai 2025 5 / 9

Ensuite, il y avait un système thermomécanique, qui est un système capable d'échanger de la chaleur et du travail avec son environnement. C'est vrai. J'étais surpris qu'il y a peu de gens qui ont répondu. Je ne sais pas exactement pourquoi. Peut-être que je ne sais pas quand même redire est-ce que c'était la forme de poser la question. J'ai essayé de réfléchir pourquoi une question qui, à mon avis, était très facile, a eu un très mauvais score, je crois, 30% ou même moins que 30%. Ouais, moins de 30%. Est-ce que quelqu'un se souvient qu'est-ce qu'il a fait penser que c'était faux ? Est-ce que c'est pas que vous avez pensé que c'était pas la seule chose qui soit ? Donc faites attention quand vous lisez ces questions. Le but n'est pas de vous piéger. Des fois, c'est notre propre compréhension qui nous piège. Mais c'est simplement, est-ce que la proposition est vraie ? Il n'y a rien qui dit que c'est la seule chose ou que ça peut pas être autrement. On a une proposition. Un système thermomécanique est un système capable d'échanger de la chaleur et du travail avec son environnement. Oui, c'est vrai. Donc s'il y a quelqu'un qui voudra me raconter pourquoi il a pensé que c'était faux, ça m'intéresserait parce que c'est peut-être... C'est marqué que c'est faux ? Ouais, c'est marqué faux. Effectivement, c'est faux parce que c'est faux. C'est faux aussi. Après, si, voire, on peut apprécier un système. Bon. Alors je comprends pourquoi vous avez... Merci. Moi, je trouve que cette phrase, elle est vraie. Donc j'ai changé d'opinion entre le moment où j'ai posé la question et le moment où je l'ai corrigé. Voilà. Première leçon pour moi, éviter les questions. Mais vraiment, répondez à la question. On n'imaginait

notes

résumé

7m 29s



La question 6

Comment varie la température lors d'une expansion adiabatique réversible d'un gaz ?

- ☐ a. La température diminue.
- ☐ b. La température reste constante.
- ☐ c. La température augmente.
- ☐ d. La température fluctue aléatoirement.

- ☐ a. La température diminue.
- ☐ b. La température reste constante.
- ☐ c. La température augmente.
- ☐ d. La température fluctue aléatoirement.

- Adiabatique \rightarrow pas d'échange de chaleur avec l'environnement : système fermé et isolé, $Q = 0$
- Expansion $\rightarrow \Delta V > 0$, donc $W < 0$,
- Comme $\Delta U = Q + W < 0 \Rightarrow \Delta T < 0$

◀ ▶ ↺ ↻ 🔍 📄 📁 📂 📅 📆 📇 📈 📉 📊 📋 📌 📍 📎 📏 📐 📑 📒 📓 📔 📕 📖 📗 📘 📙 📚 📛 📜 📝 📞 📟 📠 📡 📢 📣 📤 📥 📦 📧 📨 📩 📪 📫 📬 📭 📮 📯 📰 📱 📲 📳 📴 📵 📶 📷 📸 📹 📺 📻 📼 📽 📾 📿 📠 📡 📢 📣 📤 📥 📦 📧 📨 📩 📪 📫 📬 📭 📮 📯 📰 📱 📲 📳 📴 📵 📶 📷 📸 📹 📺 📻 📼 📽 📾 📿

Furbringer - Vittorangi - Dubuisson Feedback 10^{ème} semaineFeedback 10^{ème} semaine

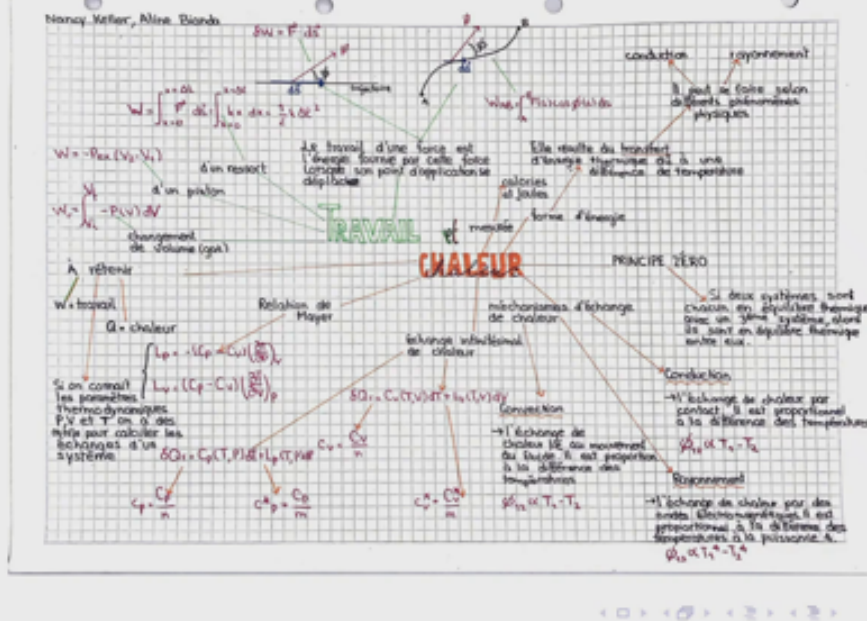
6 mai 2025 5 / 9

pas qu'il y a des choses qui ne sont pas dans la question. Vraiment, répondez à la question.

notes

résumé

Mind map



Fürbringer - Vittorangi - Dubuisson

Feedback 10^{ème} semaine

6 mai 2025 6 / 9

Et puis, comment varie la température lors d'une expansion adiabatique réversible du gaz ? Donc adiabatique, là, c'était du vocabulaire. Il faut commencer avec qu'il n'y a pas d'échange avec l'extérieur. Donc s'il n'y a pas d'échange avec l'environnement, on est un système fermé, isolé. Donc ça veut dire que la chaleur, l'échange de chaleur est zéro avec l'environnement. Et puis on est dans une expansion. Donc ça veut dire qu'il y a le volume qui change. Et si c'est expansion, désolé pour les autres langues. En tout cas, en français, expansion, ça veut vraiment dire positive. Delta V est positif. Donc ça veut dire qu'il y a du travail qui quitte, qui quitte le système, donc c'est le travail négatif. Donc comme l'énergie ne va pas changer dans le système puisqu'il est isolé à part pour le travail, donc ça veut dire que la température va diminuer. Sur les cartes mentales, il y a encore des gens qui me soutiennent, il y en a peu. J'avais demandé qu'il y a une carte mentale, c'était marqué chaleur et travail. C'était la seule chose, je voulais aussi vous la montrer. Mais je vous encourage, il y a beaucoup de concepts, il y a beaucoup de choses qui sont liées avec les autres. C'est vraiment probablement le chapitre dans lequel faire des cartes mentales est encore plus nécessaire que pour l'optique, qui est quand même un chapitre relativement linéaire. Donc je vous encourage vraiment d'utiliser tous les outils que vous avez

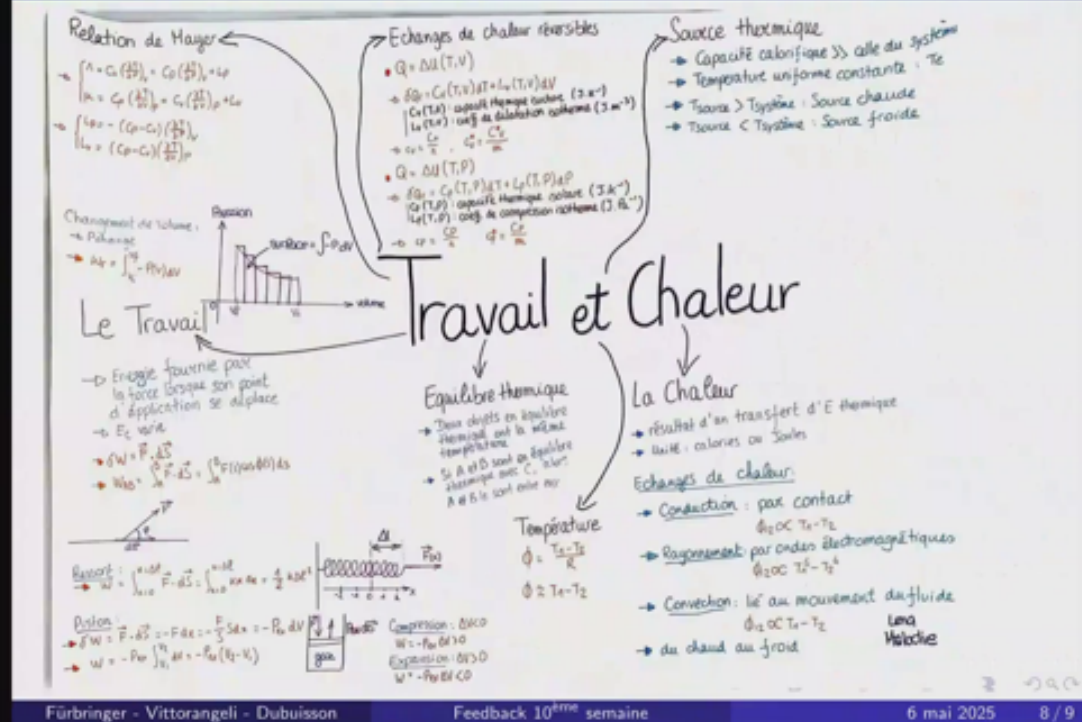
notes

résumé

9m 30s



Mind map



pour vraiment fixer vos idées, fixer les relations que vous avez les uns avec les autres. Voilà pour le feedback. Donc il y avait quelques cartes que je trouvais bien.

notes

résumé

11m 13s



3.4.16 A retenir de cette leçon

- Un système thermodynamique peut échanger avec son environnement du travail W et de la chaleur Q ,
- Leurs quantités infinitésimales ne sont pas des différentielles exactes, raison pour laquelle on utilise δQ et δW ,
- Le travail lors d'une transformation réversible correspond à $\delta W_r = -PdV$,
- Trois expressions (3.22 à 3.23) permettent de calculer les échanges de chaleur lors d'une transformation réversible,
- Parce qu'on a un système divariant, les coefficients calorimétriques L_V , L_P , Λ , μ , C_V et C_P sont reliés entre eux par les relations de Mayer,
- On a donc des outils pour calculer les échanges d'un système avec son environnement dans une transformation réversible si on connaît ses paramètres thermodynamiques P , V et T .

Il y avait quatre cartes intéressantes, puis il y avait une cinquième et finalement Madame Vito-Rangeli ne l'a pas mis, mais c'était juste écrit chaleur et travail. J'espère plus vous encourager que vous découragez. Mais bon, voilà, je fais ce que je peux.

notes

résumé

11m 22s



ale

3.5

Ph

copique de la capacité thermique

Z

que Générale II

May 6, 20252 / 46

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Phy

On a terminé la semaine dernière avec les relations de maillère, mais pour des systèmes généraux. Aujourd'hui, on va regarder un thématique très, très importante de la thermodynamique, je dirais même de la physique en général, c'est ce qu'on appelle le premier principe de la thermodynamique. Et puis on va ensuite regarder ce que deviennent les relations de maillère quand on a un gaz parfait. Parce que là, pour le moment, on avait une situation pour un système thermodynamique, thermomécanique, on n'avait pas encore utilisé dans les écritures des relations de maillère le fait que c'est un gaz parfait.

notes

résumé

11m 40s



3.4.1 Plan du chapitre

- ① Notions fondamentales
- ② Outils mathématiques
- ③ Perspective expérimentale
- ④ Travail et chaleur
- ⑤ **Premier principe**
- ⑥ **Interprétation microscopique de la capacité thermique**
- ⑦ Transformations des gaz
- ⑧ Machines thermiques
- ⑨ Fonction enthalpie
- ⑩ Deuxième principe

Donc aujourd'hui, au programme, premier principe,

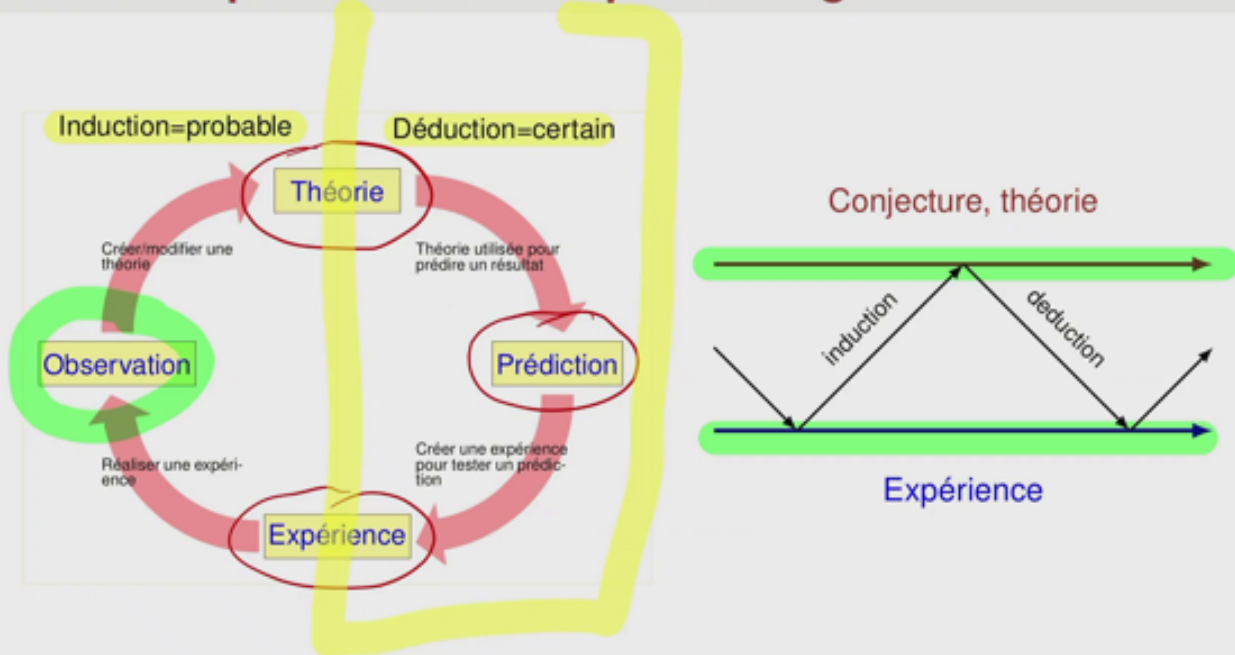
notes

résumé

12m 25s



3.5.1 Quelques éléments d'épistémologie



Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

May 6, 2025

4 / 46

Pour ça, ça me donne l'envie de vous reparler, de vous redire des choses que vous avez déjà entendues, au fond, comment ça fonctionne dans la science, parce que c'est au cœur du chapitre d'aujourd'hui. Donc en général, on fait des observations, quand on a fait des observations, on va se dire, « Ah, tiens, ça veut dire qu'il se passe quelque chose ». Donc on fait l'hypothèse, qu'on a des atomes et des molécules, on fait des hypothèses sur la manière dont elles interagissent, etc. Et puis quand on a un modèle, on peut faire des prédictions. Puis quand on peut faire des prédictions, on peut aller faire les expériences pour voir si ce qu'on a prédit, c'est bien passé. Ce qui est intéressant par rapport aux politiciens, en général en science, ça, on a plus de chance que ce qu'on a prédit se passe, puis on peut recommencer, etc. Donc ça veut dire que le travail de la science, c'est un travail qui va passer continuellement d'une dimension, la dimension intellectuelle, les conjectures, les modèles, les idées, comment éventuellement ça se passe, et puis un deuxième niveau qui est les expériences qu'on fait. Des fois, il y en a un qui est en avant sur l'autre, des fois pas. Je ne sais pas si vous avez suivi il y a quelques années, il y avait une particule qui avait été prédite, on a testé, on a réussi à la voir au CERN, que vraiment elle existait. Donc là, la théorie était en avance sur l'expérience. Puis des fois, c'est beaucoup ce qui s'est passé en thermodynamique, on avait compris les éléments d'influence, la pression, la température et du volume, on était capables de faire des expériences et de voir ce qui se passait, mais il a fallu plus

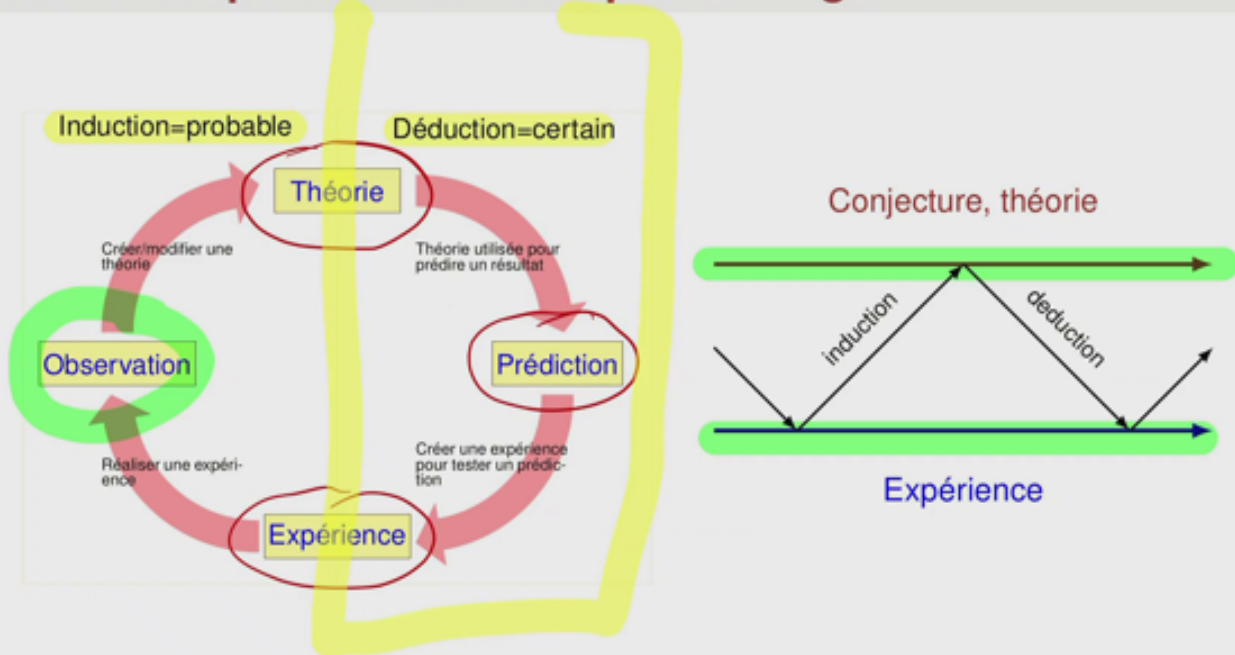
notes

résumé

13m 42s



3.5.1 Quelques éléments d'épistémologie



Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

May 6, 2025

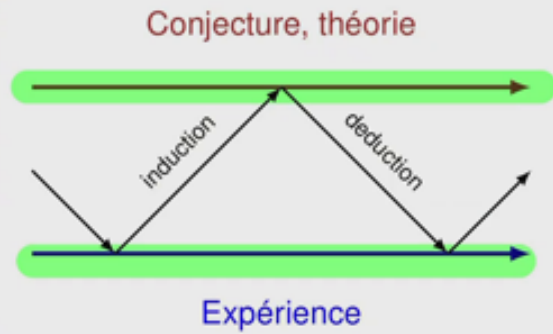
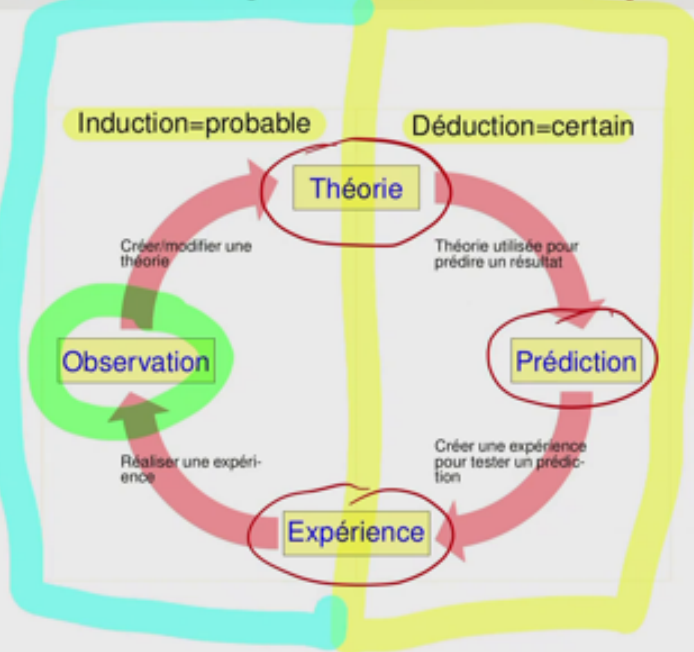
4 / 46

de temps pour pouvoir expliquer pourquoi c'était comme ça. Mais donc, le travail de la science, c'est toujours de passer de l'un à l'autre. Alors, dit comme ça, ça a l'air super, il n'y a qu'à avancer, c'est un long fleuve tranquille. Quelque chose que je ne sais pas si vous avez conscience, mais qui est quand même très important, c'est qu'il y a deux phénomènes intellectuels qui sont essentiels. C'est la déduction et l'induction. Donc la déduction, c'est que je vous donne des hypothèses et avec la logique, on va essayer d'arriver à des conclusions. Et avec ça, on va faire des syllogismes, on va regarder à quel groupe, à quel ensemble appartient, quelle proposition et puis on arrive comme ça. Et c'est en général ce qu'on vous demande dans un problème de physique, c'est typique. Quand vous dis voilà, vous avez un gaz, il y a telle température qui est composée de molécules de telle forme, de telle constitution et puis voilà, tac, tac, tac, par déduction, vous allez faire.

notes

résumé

3.5.1 Quelques éléments d'épistémologie



Donc toute cette partie-là, finalement, elle est logique. Enfin, elle est logique simple, ça veut dire que la voie, des fois on peut arriver à un même résultat avec deux voies, mais c'est bon, on doit arriver au résultat en déduisant. Le problème de l'autre côté,

notes

résumé

16m 28s



3.5.2 Énoncé du premier principe



- Un principe ne se démontre pas, contrairement à un théorème
- Il se vérifie par l'expérience dans toutes ses conséquences
- Sa base expérimentale fait qu'il ne peut pas être changé comme un postulat en mathématique (postulat des parallèles en un point de Euclide vs Riemann)

"Quand un système fermé décrit une transformation cyclique, la somme algébrique des énergies échangées par le système avec l'extérieur est nulle" [Foussar et al]

$$W + Q = 0 \quad \text{pour un cycle} \quad (3.26)$$

c'est que l'induction, c'est un processus totalement différent. Vous avez des... Donc si vous voyez, la déduction, c'est toujours quand on va de la théorie jusqu'à l'expérience ou ce qui devrait se passer dans l'expérience. L'induction, c'est quand on est de l'autre côté, ça veut dire qu'on a de l'expérience, on a des éléments d'expérience, il faut essayer de faire une théorie. Et là, la difficulté, c'est que vous avez trop d'informations. Vous ne savez pas ce qui est important. Quand vous commencez à faire des mesures thermodynamiques, est-ce que vous devez tenir compte si c'est le jour ou la nuit, est-ce que vous devez tenir compte le fait que votre bécane sur lequel vous travaillez, il est cylindrique, il est carré... Vous ne savez pas tous les éléments à tenir en compte. Quand vous avez une théorie, vous savez après, parce que vous avez vu les facteurs qui étaient les plus importants. Et c'est pour ça que l'induction est la chose très difficile. Et dans votre métier de criminologue, c'est assez important. Parce que dans plein de situations, c'est ça. Vous avez des éléments d'enquête. Je ne connais pas suffisamment vos thématiques. Vous donnez un exemple facile sans dire une grosse bêtise devant vous. Donc je vais me retenir. Mais en fait, vous avez des éléments qui ont été pris sur une scène de crime pour imaginer qu'on est dans une série policière, où j'en sais rien, vous avez des éléments. Et vous devez essayer de comprendre ce qui s'est passé. Donc vous faites de l'induction. Et ça, c'est très difficile. Parce que vous ne savez pas quels sont les éléments que vous avez devant vous qui sont les éléments essentiels, etc. Et donc, cette boucle de la science qui a l'air très simple, très facile, on

notes

résumé

16m 48s



3.5.2 Énoncé du premier principe



- Un principe ne se démontre pas, contrairement à un théorème
- Il se vérifie par l'expérience dans toutes ses conséquences
- Sa base expérimentale fait qu'il ne peut pas être changé comme un postulat en mathématique (postulat des parallèles en un point de Euclide vs Riemann)

"Quand un système fermé décrit une transformation cyclique, la somme algébrique des énergies échangées par le système avec l'extérieur est nulle" [Foussar et al]

$$W + Q = 0 \quad \text{pour un cycle} \quad (3.26)$$

tourne, ça marche, on continue. En fait, elle a une partie qui est relativement simple, les aspects mathématiques et les aspects probabilistes qui peuvent être un petit peu complexes. Mais en fait, la vraie difficulté, c'est dans l'induction. Et c'est pour ça qu'il nous a fallu que je dis, nous, nous mettes tous ensemble de l'humanité, notre fantastique humanité qui est en train de se griller sa planète, mais enfin, qui est quand même absolument fantastique. Bah, c'est difficile parce qu'en petit à petit, on ne savait pas. On a dû trier, on a dû faire des modèles. Le modèle des grecs sur ce que étaient les gaz, ce qu'était le feu, etc. est très loin des modèles qu'on a aujourd'hui. Et ça ne veut pas dire qu'ils étaient complètement stupides. Mais il a fallu des années et des années pour éliminer les éléments qui n'étaient pas essentiels à la compréhension et arriver, sur le sénément, à la compréhension. Voilà. Donc, tout ça pour vous dire qu'arriver à quelque chose qui est un principe. Alors je vous ai déjà parlé un petit peu du principe. Zéro, mais en fait, les choses ont commencé avec le premier principe. C'est quoi un principe ? Pourquoi ? C'est pas un théorème. Pourquoi ? C'est un principe. Bah, un principe en physique, c'est quelque chose qu'on n'a jamais réussi à démontrer que c'est faux. Chaque fois qu'on essaye, finalement, c'est vrai, mais on n'arrive pas à le démontrer. Autrement, si on pouvait le démontrer, ça deviendrait un théorème. En mathématiques, il y a un truc qui ressemble, appelle ça les conjectures. Et puis il faut des fois, des années, pour arriver à transformer une conjecture en théorème. En physique, on appelle ça des principes. Et on a principalement trois en thermodynamique. On a le

notes

résumé

3.5.2 Énoncé du premier principe



- Un principe ne se démontre pas, contrairement à un théorème
- Il se vérifie par l'expérience dans toutes ses conséquences
- Sa base expérimentale fait qu'il ne peut pas être changé comme un postulat en mathématique (postulat des parallèles en un point de Euclide vs Riemann)

"Quand un système fermé décrit une transformation cyclique, la somme algébrique des énergies échangées par le système avec l'extérieur est nulle" [Foussar et al]

$$W + Q = 0 \quad \text{pour un cycle} \quad (3.26)$$

principe... Quatre, on va dire. Il y a le principe zéro, qui était l'équilibre thermique qu'on a vu la dernière fois. C'est que vous avez trois corps. Si chaque corps est en équilibre, les deux autres sont aussi en équilibre entre eux. Et puis on a le premier principe qui va poser le fait que l'énergie se conserve. Et puis on aura le deuxième principe. On verra jusqu'à quel point dans ce cours on arrivera, je vais le présenter ou pas. Mais j'aimerais bien réussir à vous parler du deuxième principe. C'est lui qui introduit l'entropie, un concept quand même de physique assez important. On verra bien. Et puis il y a un troisième principe de thermodynamique qui dit que l'entropie, vous voyez ce que c'est, quand on est à la température absolue zéro, elle vaut zéro. C'est le troisième principe de la thermodynamique. En tout cas, on ne le verra pas pendant ce cours. Alors, ça, c'était pour expliquer ce qu'on fait avec un principe. Et puis, quel est le premier principe de la thermodynamique ? Il y a plusieurs manières de l'énoncer. Il y a plusieurs personnes qui a des moments différents, l'ont énoncé de manière différente. Puis à un moment donné, on fait un colloque, les spécialistes d'un domaine se mettent ensemble et décident, OK, d'orain avant, on va dire que le principe, il s'exprime de cette manière. Donc, une manière très, très classique de présenter le premier principe de la thermodynamique, c'est de dire, quand un système fermé, c'est-à-dire pas d'échange de matière avec l'extérieur, décrit une transformation cyclique, la somme algébrique des énergies échangées par le système avec l'extérieur est nulle. Ça veut dire, c'est toujours mon exemple, vous partez de chez moi à Champlain, vous faites un tour, vous passez par N'importe où, par

notes

résumé

3.5.2 Énoncé du premier principe



- Un principe ne se démontre pas, contrairement à un théorème
- Il se vérifie par l'expérience dans toutes ses conséquences
- Sa base expérimentale fait qu'il ne peut pas être changé comme un postulat en mathématique (postulat des parallèles en un point de Euclide vs Riemann)

"Quand un système fermé décrit une transformation cyclique, la somme algébrique des énergies échangées par le système avec l'extérieur est nulle" [Foussar et al]

$$W + Q = 0 \quad \text{pour un cycle} \quad (3.26)$$

Grand Montana, Parc-Ion, etc., quand vous revenez au point de départ, les changements d'altitude, l'énergie potentielle que vous avez échangé, c'est zéro. Et alors, si on voulait exprimer ça dans une équation, vous savez l'amour que les physiciens ont pour les équations, donc on dit, pour un cycle,

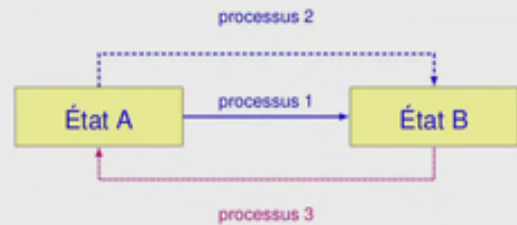
notes

résumé

3.5.3 Premier principe et transformation ouverte

Comme la (première) définition fait appel à un cycle, on regarde maintenant comment comprendre le 1^{er} principe dans un processus qui n'est pas un cycle

- Soit un système fermé (pas d'échange de matière)
- On considère deux états A et B ,
- Et deux transformations pour aller de A à B (processus 1 et 2),
- On peut alors écrire :



$$(W_1 + Q_1) + (W_3 + Q_3) = (W_2 + Q_2) + (W_3 + Q_3) = 0 \Rightarrow (W_1 + Q_1) = (W_2 + Q_2)$$

le travail échangé pendant le cycle, plus la chaleur échangée dans le cycle, chacun peut être à un moment donné positif, à un autre moment donné négatif, mais la somme de tout ça, c'est zéro. Parce que W et Q ne sont pas des variables d'état, mais l'énergie, elle, est une variable d'état.

notes

résumé

22m 25s



pe

on ouverte

le, on regarde maintenant

essus qui n'est pas un cycle

processus 2

État A

processus 1

État B

processus 3

⇒

$(W_1 + Q_1) = (W_2 + Q_2)$

May 6, 2025

6 / 46

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

Premier prin

3.5.4 Conséquence du premier princip

Pour tout **système fermé**, la somme de W et Q co

fonction d'état du système appelé **énergie totale**

$\Delta E = W + Q$

Pour un système fermé isolé, W et Q sont nuls : il

destruction de l'énergie ⇔ principe de conserva

"Pour tout système, il existe une fonction d'état

énergie. Si le système est isolé, alors l'énergie e

$dE = \delta W + \delta Q$

Mais maintenant, c'est pas intéressant d'avoir ça exprimé seulement dans un cycle, parce que tout n'est pas des cycles. Des fois, on fait une transformation, on n'a pas le temps forcément de revenir au point de départ. Donc maintenant, regardons comment on exprime ça dans une transformation ouverte. Donc imaginez que vous avez deux états. Vous avez un système, vous avez deux états. L'état A, l'état B. Et puis vous avez différentes manières, j'appelle ça des processus, vous avez différents chemins pour aller de A à B, et puis vous en avez un, on n'aurait plus plus jamais, on va considérer un pour aller de B à A. On a donc le processus 1 ou le processus 2 pour aller de A à B, et j'ai le processus 3 qui permet de revenir à fait. Donc quand on a 1 et 3 ou 2 et 3, j'ai fait un cycle. Donc si j'ai fait 1 et 3, je peux exprimer que le travail lors du processus 1 plus la chaleur lors du processus 1 plus le travail échangé lors du processus 3 plus la chaleur échangé, c'est égal à 0. Et c'est aussi la même chose si je passe par 2, je passe par le processus 2, puis ensuite par 3, c'est aussi égal à 0. Donc maintenant, on va pouvoir supprimer les choses qui sont les mêmes des deux côtés de l'équation. Et donc on arrive au fait que quand je vais d'un état A à un état B, quel que soit le chemin, le processus que j'ai fait, la somme du travail et de l'échange de chaleur est égal quel que soit le chemin que j'ai pris, que j'ai passé par 1 ou que j'ai passé par 2, j'ai le même résultat. Et je vais vous le montrer

notes

résumé

22m 51s

page 24/73 - Lesson11-UNIL-123 Physique expérimentale II

pe

on ouverte

le, on regarde maintenant

essus qui n'est pas un cycle

processus 2

État A

processus 1

État B

processus 3

⇒

$(W_1 + Q_1) = (W_2 + Q_2)$

3.5.4 Conséquence du premier principe

Pour tout **système fermé**, la somme de W et Q co

fonction d'état du système appelé **énergie totale**

$\Delta E = W + Q$

Pour un système fermé isolé, W et Q sont nuls : il

destruction de l'énergie ⇔ principe de conserva

"Pour tout système, il existe une fonction d'état

énergie. Si le système est isolé, alors l'énergie e

$dE = \delta W + \delta Q$

May 6, 2025

6 / 46

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

dans quelque chose qui ressemble à ce que vous avez fait au premier semestre. Vous savez l'amour que j'ai pour votre premier semestre. Riller s'il vous plaît, jaune peut-être, mais riller. Donc là, vous avez des courbes. C'est la balade depuis Champlain. Donc vous pouvez descendre par la route tranquillement ou vous pouvez descendre par les vignes, etc. Et l'idée, c'est de vous convaincre que quel que soit le chemin, Alors, quand on fait ça, ils ne sont pas tous arrivés en même temps. Les deux processus sont différents. Mais comment est-ce que je pourrais vous convaincre que, au niveau énergie, c'est la même chose ? Comment est-ce que vous êtes convaincu ou pas ? Car à la fin, ils ont tous la même vitesse. Pour vous convaincre de ça, on va juste changer un petit peu l'expérience. On va se retrouver ici, où on a deux des trajectoires. Ce n'est pas exactement les mêmes trajectoires, mais vous voyez que vous avez une trajectoire un petit peu lente et une trajectoire qui a l'air d'aller plus rapide. Je vais lâcher deux boules avec le même poids. Alors, ils ne sont pas arrivés en même temps, mais vous pouvez voir qu'ils sont arrivés au même point. Premier principe de la thermodynamique. C'est aussi une manière de vous montrer que ce cours du deuxième semestre de thermodynamique, il englobe la réalité physique qu'on a dans les autres cours. Il y a une phrase au début de ce cours qui dit qu'au fond, la thermodynamique, c'est une théorie englobante et que quelque chose qui n'est pas vrai au niveau thermodynamique a une très grande chance d'être complètement faux. C'est une illustration du premier principe de la thermodynamique. Je suis parti avec une énergie potentielle. J'ai deux systèmes que j'avais émergi au potentiel en

notes

résumé

page 25/73 - Lesson11-UNIL-123 Physique expérimentale II

pe

on ouverte

le, on regarde maintenant

essus qui n'est pas un cycle

processus 2

État A

processus 1

État B

processus 3

⇒

$(W_1 + Q_1) = (W_2 + Q_2)$

May 6, 2025

6 / 46

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

Premier prin

3.5.4 Conséquence du premier principe

Pour tout **système fermé**, la somme de W et Q co

fonction d'état du système appelé **énergie totale**

$\Delta E = W + Q$

Pour un système fermé isolé, W et Q sont nuls : il

destruction de l'énergie ⇔ principe de conserva

"Pour tout système, il existe une fonction d'état

énergie. Si le système est isolé, alors l'énergie e

$dE = \delta W + \delta Q$

haut. Quand je suis en bail, il y aurait arrivé plusieurs choses. Je n'aurais même pu mettre un looping, etc. Si il y avait des frottements, ce n'était pas le cas. Il ne faut pas avoir de frottements parce que les frottements, c'est des énergies non conservées. Mais si il n'y a pas de frottements, si on peut négliger les frottements, l'énergie, en fin de cours, si ils sont partis avec la même énergie au départ, l'énergie, elle est la même. Et puis, elle s'exprime par une énergie potentielle et une énergie cinétique dans ce cas-là.

notes

résumé

page 26/73 - Lesson11-UNIL-123 Physique expérimentale II

3.5.5 La notion d'énergie interne d'un système

Globalement, un système identifié à son CM peut changer d'altitude ou se déplacer:

$$E_{tot} = E_{cin} + E_{pot} + U$$

Chaque terme est une fonction d'état

U est l'énergie interne dont l'origine est dans l'agitation des particules (atomes, molécules) et l'énergie des électrons.

Pour tout système fermé

$$\Delta[E_{cin} + E_{pot} + U] = W + Q = W_{pot} + W_U + Q$$

L'énergie interne est une grandeur extensive.

May 6, 2025 7 / 46

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

Donc, une conséquence du premier principe, c'est que pour tout système fermé, la somme du travail et de la chaleur, donc la chaleur échangée, souvenez-vous, travail et chaleur, ce n'est pas des variables d'état, ce sont des variables d'échange, c'est des choses qui s'échangent entre deux systèmes. Ça n'a pas de sens dans un système, c'est juste du sens entre deux systèmes. Un système et son environnement correspond à la même manière que l'environnement. Correspond à la variation d'une fonction d'état du système et cette fonction d'état s'appelle l'énergie. Les deux participent et ça peut être un peu plus de l'un ou un peu plus de l'autre, un négatif, l'autre positif, etc., mais ça veut dire que c'est la somme des deux qui est importante. Une toute seule, on ne peut pas dire grand-chose quand on a la somme des deux, on peut comprendre si mon système a gagné ou s'il a perdu de l'énergie. Où est-ce que j'ai mis mon... Donc pour un système isolé, le travail et l'échange de travail et l'échange de chaleur sont nuls. Dans le mot isolé, il y a isolé, isolé, enfin isolé, où je ne peux même pas exporter du travail. Des fois, on dit isolé, juste un piston, on dit qu'il est isolé. Donc pour juste faire attention avec le mot isolé dans ce cas-là, il ne peut avoir ni création ni destruction d'énergie, un principe de conservation de l'énergie. Donc si vous aviez la Terre toute seule, sans rayonnement solaire, sans rayonnement du tout, elle garderait tout le temps son énergie, elle ne changerait pas de température, on ne peut pas changer de travail avec les autres, on ne pourrait pas changer d'énergie avec les autres. Pour tout système, il existe une fonction d'état scalaire et extensive et appelée énergie. Si

notes

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

résumé

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

28m 21s



3.5.5 La notion d'énergie interne d'un système

Globalement, un système identifié à son CM peut changer d'altitude ou se déplacer:

$$E_{tot} = E_{cin} + E_{pot} + U$$

Chaque terme est une fonction d'état

U est l'énergie interne dont l'origine est dans l'agitation des particules (atomes, molécules) et l'énergie des électrons.

Pour tout système fermé

$$\Delta[E_{cin} + E_{pot} + U] = W + Q = W_{pot} + W_U + Q$$

L'énergie interne est une grandeur extensive.

May 6, 2025 7 / 46

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

le système est isolé, alors l'énergie est conservée. Et donc la variation d'énergie, c'est la somme du travail et des échanges de chaleur. Et vous voyez que la différentielle de E est l'écrit avec un D droit, et la différentielle, enfin l'élément infinitésimal du travail, et l'élément infinitésimal de la chaleur est écrit avec un D rond, vous l'appellez comme vous voulez, un delta. Ça c'est pour exprimer que E est une fonction d'état, alors que W et Q ne sont pas des fonctions d'état. J'ai répété beaucoup, tout le monde le répète, ça va vous faire friser les oreilles, mais c'est vraiment un élément très important parce que dans certaines situations, on pourrait faire l'erreur et les utiliser comme fonction d'état et on se tromperait. Probablement si on a décidé de noter les choses différemment, c'est bien que l'erreur est commune, parce que ces vieux messieurs Abarme qui nous ont appris toutes ces choses là, on n'aurait pas pris la peine de changer la graphie pour écouter si eux-mêmes n'avaient pas fait l'erreur au moins 100 fois. Donc l'erreur d'oublier que Q et W sont des fonctions d'état, enfin penser que ce sont des fonctions d'état c'est une erreur commune, donc c'est pour ça qu'on écrit les choses particulièrement pour chaque fois se souvenir que ce n'est pas le cas.

notes

résumé

3.5.5 La notion d'énergie interne d'un système

Globalement, un système identifié à son CM peut changer d'altitude, être au repos ou se déplacer:

$$E_{tot} = E_{cin} + E_{pot} + U \quad (3.29)$$

Chaque terme est une fonction d'état

U est l'énergie interne dont l'origine est dans l'agitation des particules (atomes, molécules) et l'énergie des électrons.

Pour tout système fermé

$$\Delta[E_{cin} + E_{pot} + U] = W + Q = W_{pot} + W_U + Q \quad (3.30)$$

L'énergie interne est une grandeur extensive.

Alors maintenant, l'énergie de quoi est-elle fondée ? Donc de votre premier semestre, je le dis sans sourire, vous avez appris que l'énergie mécanique était constante dans les systèmes mécaniques que vous avez regardés, à moins d'avoir des frottements, des échauffements, mais ça c'est la porte ouverte à la thermodynamique. Donc on peut considérer que l'énergie totale d'un système, c'est une partie son énergie cinétique, une partie son énergie potentielle, on parle vraiment du système, donc ça veut dire est-ce que le système en lui-même est en train de se déplacer, le centre de masse du système est en train de se déplacer, est-ce qu'il a une énergie cinétique, est-ce qu'il a une énergie potentielle ? Et vous savez quand même, vous rappelez sûrement que ces quantités sont relatives à un point de référence. L'énergie cinétique, ça va dépendre de votre point, il n'y a pas de vitesse absolue, donc ça va dépendre avec quoi vous le comparez, et puis l'énergie potentielle aussi, ça dépend à quelle hauteur vous considérez. Et puis on a besoin encore maintenant pour avoir les systèmes thermomécaniques d'avoir un autre type d'énergie, et on appelle l'énergie interne, et on aime bien lui donner la lettre U pour les différencier de l'énergie A qui serait l'énergie totale. Ce n'est pas une erreur de mettre A pour U, ce n'est pas grave, il faut juste qu'on sache de quoi on parle, est-ce qu'on parle d'énergie totale d'un système, ou est-ce qu'on parle juste de son énergie interne ? Et chaque an de ces termes est une fonction d'état. Donc ça veut dire, chaque an de ces systèmes, vous arrivez au même résultat, quel que soit le chemin. Alors, la petite expérience que je vous ai faite, elle était plutôt en train de travailler là-dessus. On n'a pas vraiment

notes

résumé

31m 44s



3.5.5 La notion d'énergie interne d'un système

Globalement, un système identifié à son CM peut changer d'altitude, être au repos ou se déplacer:

$$E_{tot} = E_{cin} + E_{pot} + U \quad (3.29)$$

Chaque terme est une fonction d'état

U est l'énergie interne dont l'origine est dans l'agitation des particules (atomes, molécules) et l'énergie des électrons.

Pour tout système fermé

$$\Delta[E_{cin} + E_{pot} + U] = W + Q = W_{pot} + W_U + Q \quad (3.30)$$

L'énergie interne est une grandeur extensive.

parlé d'énergie interne, des balles que j'ai lancées, et puis dans le cours de thermodynamique, on se concentre plutôt sur ce terme-là.

notes

résumé

3.5.6 Application: calcul d'une varia

Faites le calcul (3 minutes)...

notes

résumé



3.5.7 L'énergie interne, fonction d'état

- La variation de l'énergie totale, de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle d'un système fermé ne dépendant pas du chemin suivi, **la variation d'énergie interne ne dépend pas du chemin suivi**
- Donc l'énergie interne U est une fonction d'état dont la différentielle peut s'exprimer en fonction des variables indépendantes retenues pour décrire le système
 - (T, V) ou (T, P) ou (P, V) pour un système thermomécanique physique (divariant)
 - $(T, V, \dots n_j \dots)$ ou $(T, P, \dots n_j \dots)$ ou $(P, V, \dots n_j \dots)$ pour un système thermomécanique physicochimique
- Par exemple pour un système immobile :

$$U = U(T, V) \Rightarrow dU = \delta Q + \delta W = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad (3.31)$$

d'une source thermique.

notes

résumé

3.5.8 Revenons sur les coefficients calorimétriques

Toujours avec l'hypothèse que l'on travaille avec un système thermomécanique fermé et homogène, la relation 3.22 conduit à

$$dU = \delta Q + \delta W = (nc_V dT + L_V dV) + (-P dV) = nc_V dT + (L_V - P) dV \quad (3.32)$$

Par identification avec l'équation (3.31), on peut écrire

$$c_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad \text{et} \quad L_V = P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \quad (3.33)$$

Alors maintenant si l'énergie interne est une fonction d'état, ça veut dire qu'on peut faire avancer notre machinerie mathématique, les différentes équations qu'on a eues depuis le début. Donc comme l'énergie interne est une fonction d'état, la variation de l'énergie totale ne va pas dépendre du chemin. Donc il faudra en tenir compte quand on va écrire nos équations. Donc on peut de nouveau dans un système thermomécanique, on va pouvoir faire la même opération qu'on fait. Donc c'est un système bivariant. Donc ça veut dire qu'on peut travailler avec deux variables seulement parce qu'on est dans un système à 2° de liberté. Et on a toujours l'équation d'état qui va nous permettre si on a deux des variables de calcul des la troisième. De nouveau là on est dans des systèmes dans lesquels on ne change pas le nombre de composants. Si on changeait le nombre de composants, ça changerait les choses. C'est ce qu'on appelle des systèmes ouverts. C'est un chapitre pas beaucoup plus compliqué, mais c'est un chapitre un petit peu plus loin dans le programme. Nous on n'abordera pas. Donc ça veut dire que nos systèmes peuvent soit décrire en fonction de T et de V, soit de T et de P, soit de P et de V. C'est le mot divariant qui permet de représenter ça. Et de le décrire d'une manière ou d'une autre, on va arriver à la même chose. C'est juste une autre manière de lire. Ce n'est pas des chemins, ce n'est pas des chemins de transformation. C'est des manières de mesurer les choses. C'est un autre repère pour mesurer le déplacement dans l'espace PVET. Si on avait des systèmes qu'on appelle thermomécanique physicochimique, c'est ce que vous faites avec votre prof de chimie, il faudrait rajouter les composants qu'on utilise,

notes

résumé

38m 12s



3.5.8 Revenons sur les coefficients calorimétriques

Toujours avec l'hypothèse que l'on travaille avec un système thermomécanique fermé et homogène, la relation 3.22 conduit à

$$dU = \delta Q + \delta W = (nc_V dT + L_V dV) + (-P dV) = nc_V dT + (L_V - P) dV \quad (3.32)$$

Par identification avec l'équation (3.31), on peut écrire

$$c_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad \text{et} \quad L_V = P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \quad (3.33)$$

le nombre de maux de chacun des composants qu'on utilise. Donc ça veut dire que si je dis que l'énergie interne est une fonction d'état, ça veut dire que je peux écrire U est égal à une fonction de d'autres, ces variables d'état qui m'intéressent avec lesquelles je peux décrire mon système. Donc par exemple, U de T et de V, ou U de P et de V, ou U de T et de P, c'est égal. Mais là je vais prendre U de T et de V, et puis je peux écrire ça aussi d'une autre manière. C'est que là, le premier principe, il me permet d'écrire que... Les questions suivantes, c'est vraiment l'interprétation du premier principe, c'est que la variation d'énergie, elle a deux origines possibles, soit un transfert de chaleur, soit un transfert de travail. Donc là de nouveau, la première partie, c'est des maths, essayer d'expliquer les choses avec des maths. La deuxième partie, c'est de la physique. Je vous dis, là il y a le premier principe, et le premier principe vous dit que la variation d'énergie, c'est forcément avec un apport de chaleur et un apport de travail, un apport ou un export, c'est égal, mais c'est forcément le travail qui vient. Et puis donc je peux essayer d'écrire les choses en maths. Vous voyez le passage de l'écrire en physique, je vais pas dire à l'extérieur, je vais vous dire, écrire les choses en physique, on l'écrit toujours en maths. La manière d'expliquer les choses avec les principes de physique est une manière d'écrire les choses avec les fonctions liées en maths. Donc ça veut dire que la même chose de mon élément infinitésimale d'énergie, je peux le représenter comme la dérivée de l'énergie par rapport à la température à volume constant x

notes

résumé

3.5.8 Revenons sur les coefficients calorimétriques

Toujours avec l'hypothèse que l'on travaille avec un système thermomécanique fermé et homogène, la relation 3.22 conduit à

$$dU = \delta Q + \delta W = (nc_V dT + L_V dV) + (-P dV) = nc_V dT + (L_V - P) dV \quad (3.32)$$

Par identification avec l'équation (3.31), on peut écrire

$$c_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad \text{et} \quad L_V = P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \quad (3.33)$$

d'été, plus la dériveille de l'énergie interne par rapport au volume à température constant x d'été. C'est la même opération que j'avais fait avec Q, si vous vous souvenez dans la leçon précédente, j'avais analysé juste le transfert de chaleur, j'avais fait la même chose, puis j'avais deux variables, forcément je pouvais prendre le développement limité, c'est ça qu'on fait. Si vous souvenez des développements limités, les séries de Taylor, etc., j'ai une fonction, je peux essayer de l'exprimer en fonction la variation infinitésimale de la fonction et dans une combinaison linéaire des variations infinitésimales des variables. Donc là, j'ai tout dit rien dit, j'ai simplement dit, j'ai une manière très physique d'écrire les choses, puis j'ai une manière mathématique d'écrire les choses.

notes

résumé

3.5.8 Revenons sur les coefficients calorimétriques

Toujours avec l'hypothèse que l'on travaille avec un système thermomécanique fermé et homogène, la relation 3.22 conduit à

$$dU = \delta Q + \delta W = (nc_V dT + L_V dV) + (-P dV) = nc_V dT + (L_V - P) dV \quad (3.32)$$

Par identification avec l'équation (3.31), on peut écrire

$$c_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad \text{et} \quad L_V = P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \quad (3.33)$$

Donc, ce qui est intéressant, c'est qu'il y a des choses qu'on sait écrire. Donc ça veut dire que le delta u, je finis juste ce slide et puis je vous laisse aller en pause. Donc delta u égale delta q sur le delta v, j'ai déjà, dans les slides précédents, exprimer comment on peut écrire le delta q et le delta w. On a vu en fonction de mes deux variables qui sont, dans ce cas-là, t et v. Donc ça veut dire que je peux écrire $nc_V dt$ plus $L_V dv$, ça c'était le delta q, et puis, moins $p dv$, ça c'était le travail. C'était la leçon passée, c'est ce qui vient de la leçon passée. Et donc maintenant, je peux écrire les coefficients thermodynamiques d'une manière plus générale. Donc ça veut dire que le c_V , c'est n sur n, parce que c'est par mol, je veux avoir le résultat par mol, c'est pour ça que c'est n sur n, autrement, c'est la variation d'énergie interne par rapport à la température. Alors que je l'avais définie au départ seulement par rapport à l'échange de chaleur, c'est comme ça que je l'avais définie. En fait, là, je peux dire que c'est par rapport à l'énergie interne, parce qu'il y a un rapport entre la chaleur et l'énergie interne. Ce qui est intéressant, c'est que la chaleur n'était pas une variable d'état, là maintenant, je peux l'écrire en fonction de la variation d'une variable d'état. C'est plus robuste, c'est plus intéressant. Et puis le L_V , lui, c'est p, moins la variation d'énergie par rapport au volume à température constante.

notes

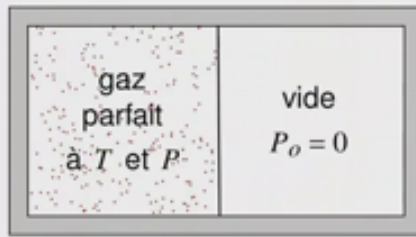
résumé

43m 9s

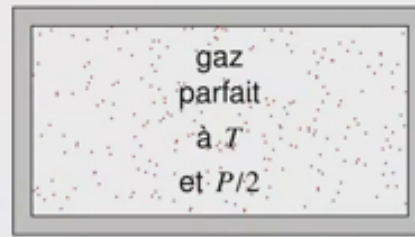


3.5.9 La Loi de Joule

État initial



État final



↖ isolation thermique

Que conclure de l'expérience de Joule ?

- $T = \text{const}$
- $Q =$
- $W =$
- $\Delta U =$
- $U = f(T)$

Voilà, je vous laisse aller en pause, je vous retrouve à 4h15. Donc je vous ai présenté le premier principe de la thermodynamique essentielle en corne stone, en point la pierre d'angle de la thermodynamique. La manière facile, c'est dire, voilà, l'énergie dans un système qui est fermé et se conserve. L'énergie ne disparaît pas. Et puis ensuite, je vous ai montré comment ça, je vais crocher les wagons par rapport à ce qu'on avait fait dans les premières leçons. On a commencé avec les fonctions, les fonctions d'état, etc.

notes

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

résumé

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

45m 1s



3.5.10 Conséquence du 1^{er} principe pour un gaz parfait

Un gaz parfait est un gaz qui obéit rigoureusement aux lois de Boyle et Mariotte, de Gay-Lussac, d'Avogadro et Ampère **et à la loi de Joule**.

- Boyle et Mariotte: $P_1 V_1 = P_2 V_2$ si $T = \text{const}$

En conséquence, pour un gaz parfait

- Gay-Lussac: $\frac{V}{T} = \text{const}$ si $P = \text{const}$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0 \quad (3.34)$$

Et donc

- Avogadro et Ampère: $\frac{V_1}{n_1} = \frac{V_2}{n_2}$ si $P_1 = P_2$ et $T_1 = T_2$

$$\Delta U = \int_{T_i}^{T_f} C_V dT = \int_{T_i}^{T_f} n c_V dT \quad (3.35)$$

- Joule : $U = f(T)$ donc $dU = C_V dT$

$$c_P - c_V = R \quad (3.36)$$

La dernière fois, je vous ai fait, ça se plaçait dans cette position-là, une expérience où j'avais deux réservoirs, en quête évide, j'avais ouvert la vanne et on voyait que, grosso modo, la température ne changeait pas, ça s'appelle la détente de joules. C'est ce qu'exprime ce slide. J'en ai besoin pour le slide suivant, où je vais conclure quelque chose sur ce qu'est un gaz parfait. Donc, ce que disait l'expérience de la semaine passée, si vous avez une enceinte qui est isolée, fermée, vous n'avez pas d'échange, ni de travail, ni de chaleur avec l'extérieur. Donc, ça veut dire qu'un système isolé, l'énergie doit rester constante. Et puis, vous avez tout le gaz dans une partie, puis vous avez l'autre partie qui est vide, totalement vide. Vous pouvez jamais faire ça dans la réalité, elle va être un petit peu plus vide. Mais, mettons, on peut faire une expérience d'esprit dans lequel une partie est complètement vide. Il y a une paroi entre les deux. Je casse la paroi, je la fais disparaître. Ça ne représente pas un travail. Casser une paroi, c'est pas un travail. Tout d'un coup, la paroi va disparaître. Donc, le gaz va se répartir dans l'ensemble du système maintenant. Bon, il y avait deux sous-systèmes, puis, en même temps, il y a un seul système. Dans ce cas-là, la température va rester constante. Vous avez souvenir, la semaine passée, c'était la température moyenne qui était constante. Ce n'était pas tout à fait équilibré, mais dans l'idéal, en tout cas, comme on est dessiné là, si vous avez un grand espace entre les deux, une grande ouverture entre les deux sous-systèmes, la température va être la même. La quantité de chaleur que j'ai échangé entre le système et l'extérieur, qu'est-ce qu'elle vaut ? Elle

notes

résumé

45m 47s



3.5.10 Conséquence du 1^{er} principe pour un gaz parfait

Un gaz parfait est un gaz qui obéit rigoureusement aux lois de Boyle et Mariotte, de Gay-Lussac, d'Avogadro et Ampère **et à la loi de Joule**.

- Boyle et Mariotte: $P_1 V_1 = P_2 V_2$ si $T = \text{const}$

En conséquence, pour un gaz parfait

- Gay-Lussac: $\frac{V}{T} = \text{const}$ si $P = \text{const}$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0 \quad (3.34)$$

Et donc

- Avogadro et Ampère: $\frac{V_1}{n_1} = \frac{V_2}{n_2}$ si $P_1 = P_2$ et $T_1 = T_2$

$$\Delta U = \int_{T_i}^{T_f} C_V dT = \int_{T_i}^{T_f} n c_V dT \quad (3.35)$$

- Joule : $U = f(T)$ donc $dU = C_V dT$

$$c_P - c_V = R \quad (3.36)$$

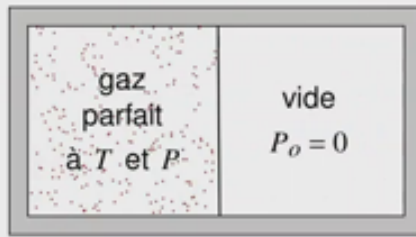
vaut 0. J'ai aucune énergie qui est échangée, aucune chaleur qui est échangée avec l'extérieur. Mon système est isolé. Je ne change pas de volume de mon système. Dans mon système, il y avait deux sous-systèmes qui sont maintenant qu'un seul système, mais je n'ai pas changé de volume. Donc le travail est 0. Donc en fonction du premier principe, la variation d'énergie vaut 0. Et si mon variation d'énergie vaut 0, je vois que ma variation de température est aussi 0. Et avec un petit peu en prenant quelques raccourcis, on arrive à la conclusion qu'entre l'énergie d'un système et la température, l'énergie d'un système est une fonction de la température. Alors ce n'est pas vrai exactement de tous les systèmes, c'est pour ça que ça représente les gaz parfaits.

notes

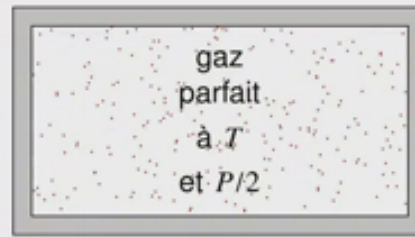
résumé

3.5.9 La Loi de Joule

État initial



État final



isolation thermique

Que conclure de l'expérience de Joule ?

- $T = \text{const}$
- $Q = 0$
- $W = 0$
- $\Delta U = 0$
- $U = f(T)$

Et donc on arrive à une nouvelle définition d'un gaz parfait. La première, elle disait, c'est fait avec des petites particules, qui se choquent de manière en conservant l'énergie, les chocs élastiques, etc. Il y avait différentes hypothèses. Maintenant on a une définition macroscopique du gaz parfait. C'est intéressant parce que je vous disais, la leçon d'aujourd'hui, on est toujours en train de passer du macro au micro. Et c'est intéressant d'avoir les définitions dans le monde microscopique et d'avoir une définition dans le monde macroscopique. Donc un gaz parfait est un gaz qui obéit rigoureusement aux lois de Boy, de Mariot, de Gellusac, d'avogadro et d'emperrés qui sont associés dans la loi de Cléperon, la loi des gaz parfaits. Donc je ne me souviens plus laquelle est laquelle, mais il y en a une qui dit que PV est égal à une constante, une température constante PV est égal à une constante, il y en a une qui dit que le rapport entre avogadro, c'est avec le nombre de molécules, c'est assez différent, vous pouvez regarder dans le slide. Et en fait, elle doit obéir aussi à la loi de Joule. Ça veut dire que si je les mets... Ah ben, elles sont là, je m'excuse, je les ai même réécrites dans le slide. Les différentes lois Boy, les Mariot, Gellusac, avogadro et la loi de Joule, la loi de Joule qui dit que l'énergie interne est une fonction de la température. Donc ça permet de dire que la variation de U est égal à CV fois DT . Donc en conséquence, pour un gaz parfait, on peut exprimer ceci, on peut exprimer que la dérivée de l'énergie par rapport au volume, à température constante est égal à 0. Souvenez-vous, c'est pas facile à conceptualiser, c'était un petit truc

notes

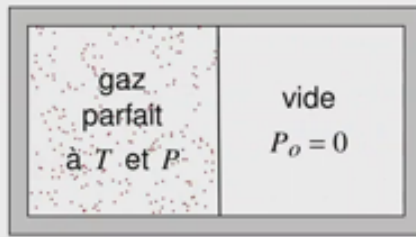
résumé

48m 49s

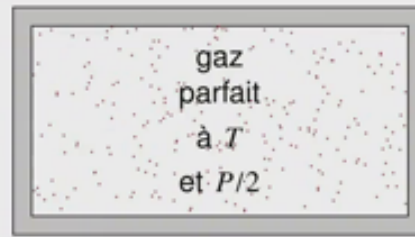


3.5.9 La Loi de Joule

État initial



État final



↖ isolation thermique

Que conclure de l'expérience de Joule ?

- $T = \text{const}$
- $Q = \textcircled{0}$
- $W = \textcircled{0}$
- $\Delta U = \textcircled{0}$
- $U = f(T)$

qui peut être utile dans un exercice, etc. La variation d'énergie, si vous changez le volume, mais que la température reste la même, c'est 0.

notes

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

résumé

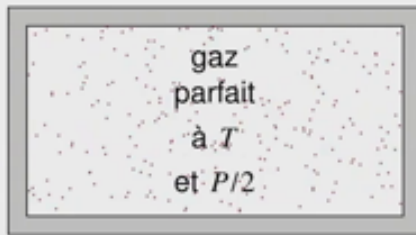
.....

.....

.....

.....

État final



- $T = \text{const}$
- $Q = \bigcirc$
- $W = \bigcirc$
- $\Delta U = \bigcirc$
- $U = f(T)$

3.5.10 Conséquence du 1

Un gaz parfait est un gaz qui obéit aux lois de Gay-Lussac, d'Avogadro et de Boyle et Mariotte.

- Boyle et Mariotte: $P_1 V_1 = P_2 V_2$ si $T = \text{const}$
- Gay-Lussac: $\frac{V}{T} = \text{const}$ si $P = \text{const}$
- Avogadro et Ampère: $\frac{V_1}{n_1} = \frac{V_2}{n_2}$ si $P = \text{const}$
- Joule: $U = f(T)$ donc $dU = C_V dT$

C'est vraiment ce qui se passe ici. J'ai changé, c'est des grandes quantités, mais ce pourrait être infinitésimale,

notes

résumé

51m 6s



3.5.11 Relation de Mayer pour un gaz parfait

On peut alors reprendre les relations de Mayer proposées au chapitre précédent et y intégrer les conséquences du 1^{er} principe:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Lambda = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = \frac{c_V V}{R} \\ \mu = C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = \frac{c_P P}{R} \\ L_P = -(C_P - C_V) \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = -V \\ L_V = (C_P - C_V) \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = P \end{array} \right. \quad (3.37)$$

là, le changement de volume à température constante, ça ne change pas l'énergie du système. Vous donnez plus d'espace, la pression va changer, mais le système va garder la même énergie. Et donc on peut écrire que la variation d'énergie, c'est égal à la variation, enfin l'intégrale du CV fois DT, et puis on peut réécrire ça au niveau du CV molaire. Et donc ça permet, en fonction de ces choses-là, d'arriver à la conclusion que la différence entre le CV et le CV, la capacité calorifique à pression constante, moins la capacité calorifique à volume constant, c'est égal à la constante R, et ça c'est important de son souvenir, dans les gaz parfaits.

notes

résumé

51m 19s



3.5.12 Application: Compression irréversible d'un gaz parfait

Un système constitué d'une mole de gaz parfait monoatomique, de capacité calorifique molaire c_V égale à $3/2 R$, est comprimé irréversiblement d'une pression initiale P_o de 1 bar à une pression finale P_1 de 10 bar sous l'effet d'une pression extérieure constante P_{ext} égale à 10 bar. Au cours de cette transformation, le volume du système passe de $0,030 \text{ m}^3$ à $0,010 \text{ m}^3$.

Calculer pour cette transformation, le travail échangé avec l'extérieur, la variation d'énergie interne du système et la chaleur échangée avec l'extérieur.

Ça permet donc de revisiter les relations de maillère, et ça veut dire qu'il y a des dériveils maintenant, puisqu'on a la loi des gaz parfaits, on est capable de calculer certaines des dériveils. Donc ça permet de comprendre que l'AMDA, c'est le CV, fois la dériveil de la température par rapport à la pression, c'est par le volume, on utilise la rédégare parfaite pour savoir ce que ça vaut. Donc si on fait ça, on arrive à voir que l'AMDA, c'est le CV, fois le volume divisé par R, de la même manière on peut réexprimer R, la même manière on peut exprimer le LP et puis le LV. Je ne passe pas plus de temps, mais c'est juste lire les équations, on avait les relations de maillère de manière générique, là vous les avez écrites pour les gaz parfaits. Donc ça permet aussi d'exprimer pourquoi, dans les tables, souvent vous n'allez pas trouver les valeurs de LV, de l'AMDA, c'est-à-dire des tables de thermodynamique, parce qu'au fond, c'est pas nécessaire. En ayant juste le CV et le CP, en fait, vous pouvez calculer toutes ces valeurs. Après il faut se souvenir qu'elles existent, et si il faut les retrouver, elles seront dans le formulaire. Ça me fait penser, quelqu'un a mis une question, vous trouvez les examens de l'année passée, des années précédentes, dans le Moudel, dans le dernier chapitre du Moudel, ce qui n'aurait pas encore vu. Et l'examen de cette année sera très similaire, parce que la matière n'a pas très peu changé, donc sera très similaire à celui de l'année passée. Bon, aux années avant, vous allez voir qu'il y a même des problèmes, on n'a pas vu la théorie, j'ai changé, il y a même encore le premier, il y a encore de l'électromagnétisme,

notes

résumé

52m 39s



3.5.12 Application: Compression irréversible d'un gaz parfait

Un système constitué d'une mole de gaz parfait monoatomique, de capacité calorifique molaire c_V égale à $3/2 R$, est comprimé irréversiblement d'une pression initiale P_o de 1 bar à une pression finale P_f de 10 bar sous l'effet d'une pression extérieure constante P_{ext} égale à 10 bar. Au cours de cette transformation, le volume du système passe de $0,030 \text{ m}^3$ à $0,010 \text{ m}^3$.

Calculer pour cette transformation, le travail échangé avec l'extérieur, la variation d'énergie interne du système et la chaleur échangée avec l'extérieur.

donc vous comprenez pourquoi je les ai simplement mis. Ok.

notes

résumé

Compression irréversible d'un gaz parfait

Le travail échangé est impossible puisque la transformation est irréversible. La fonction d'état énergie interne U est constante, le calcul du travail échangé donne :

$$W_P = -P_{ext}(V_1 - V_o) = 20'000 \text{ J}$$

La capacité thermique molaire isochore, c_V , constante, on a :

$$\Delta U = \frac{3}{2}(nRT_1 - nRT_o) = \frac{3}{2}(P_1 V_1 - P_o V_o) = 10'500 \text{ J}$$

On a :

$$\Rightarrow Q = \Delta U - W_P = 10'500 - 20'000 = -9'500 \text{ J}$$

On peut donc calculer indirectement Q dans une transformation

3.5.14 A retenir de ce chapitre

- La fonction d'état d'énergie interne U d'un système thermodynamique est une fonction de l'état.
- Les échanges possibles de travail et de chaleur sont liés par le premier principe.
- L'énergie étant conservée, le travail échangé est obligatoirement nul $\Delta U = 0$ pour une transformation adiabatique.
- Pour un gaz parfait, la température est une fonction de l'énergie interne : $U = f(T)$ et $T = f(U)$.
- On a donc des outils pour calculer les échanges de travail et de chaleur dans un environnement dans un état d'équilibre.

Là il y a en calcul une application, mais moi j'aimerais bien avancer,

notes

résumé

54m 49s



3.5.13 Application: Compression irréversible d'un gaz parfait

Le calcul direct de la chaleur échangée est impossible puisque la transformation est irréversible, d'où l'utilité de la fonction d'état énergie interne U .

La pression extérieure étant constante, le calcul du travail échangé donne :

$$W_P = -P_{ext}(V_1 - V_o) = 20'000 \text{ J}$$

Le gaz étant parfait et la capacité thermique molaire isochore, c_V , constante, on peut écrire:

$$\Delta U = nc_V \Delta T = \frac{3}{2}(nRT_1 - nRT_o) = \frac{3}{2}(P_1 V_1 - P_o V_o) = 10'500 \text{ J}$$

En appliquant le 1^{er} principe :

$$\Delta U = W_P + Q \Rightarrow Q = \Delta U - W_P = 10'500 - 20'000 = -9'500 \text{ J}$$

Voilà comment utiliser U pour calculer indirectement Q dans une transformation irréversible.

un petit moment, etc.

notes

résumé

55m 0s



Compression irréversible d'un gaz parfait

de gaz parfait monoatomique, de capacité calori-comprimé irréversiblement d'une pression initiale P_1 de 10 bar sous l'effet d'une pression extérieure constante. Au cours de cette transformation, le volume du système varie de V_1 à V_2 .

Calculer, le travail échangé avec l'extérieur, la variation d'énergie interne, la chaleur échangée avec l'extérieur.

3.5.13 Application: Compression

Le calcul direct de la chaleur échangée est irréversible, d'où l'utilité de la formule. La pression extérieure étant constante :

$$W_P = -P \Delta V$$

Le gaz étant parfait et la capacité calorifique molaire à volume constant c_V peut écrire :

$$\Delta U = n c_V \Delta T = \frac{3}{2} (n R T_2 - n R T_1)$$

En appliquant le 1^{er} principe :

$$\Delta U = W_P + Q \Rightarrow Q = \Delta U - W_P$$

Voilà comment utiliser U pour calculer la chaleur échangée lors d'une compression irréversible.

Moi je vous propose que vous regardiez ce problème-là, et que s'il y avait des questions, vous n'hésitez pas à me poser, on fait un petit calcul qui ressemble au précédent, mais avec un petit peu moins d'inconnues, on en a un petit peu plus profond dans la théorie,

notes

résumé

55m 3s



3.5.14 A retenir de ce chapitre

- La fonction d'état d'énergie interne U permet de faire le bilan d'énergie du système thermodynamique
- Les échanges possibles sont sous forme de chaleur, Q ou de travail, W
- L'énergie étant conservée, dans un système fermé, lors d'un cycle, le bilan est obligatoirement nul $\Delta U = Q + W = 0$
- Pour un gaz parfait, La fonction d'état d'énergie interne ne dépend que de la température: $U = f(T)$ et $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$ et donc $dU = C_V dT$
- On a donc des outils pour calculer les échanges d'un gaz parfait avec son environnement dans une transformation quelconque, si on connaît ses paramètres thermodynamiques P , V et T .

vous avez le problème qu'elle a, et vous avez la résolution qu'elle a. Parce que j'aimerais bien passer au chapitre suivant. Donc qu'est-ce qu'il faut absolument retenir de cette partie ? Donc c'est important que vous compreniez les termes, et les termes sont vraiment choisis. On a l'énergie interne qui est une fonction d'état. C'est vraiment très important. Moi je me souviens quand j'étais à votre place, probablement dans cette auditoire-là, peut-être cachée par là au fond, il y a quoi une trentaine d'années, je comprenais pas parce qu'on disait voilà ça, ça a défini la fonction d'état. Donc une partie de mon cours c'est de m'expliquer les choses que je n'ai pas compris quand j'étais à votre niveau, et j'ai essayé de faire un effort. Pourquoi ? Parce que je vous ai montré, comme on construit avec des variables de détails,

notes

résumé

55m 18s



3.6 Interprétation microscopique de la capacité thermique

j'ai essayé de vous montrer l'importance des variables de détails, ça permet d'avoir les choses indépendamment du chemin. Et ça c'est vraiment les choses qui sont importantes à comprendre. Que les échanges possibles d'un système thermomécanique, soit le travail, soit la chaleur. Après quand le système est ouvert, on pourra aussi s'échanger des molécules, des atomes et des choses comme ça. Mais dans les systèmes que nous on va utiliser, typiquement en physique, c'est des systèmes thermomécaniques, on considère qu'on ne change pas la matière, parce qu'on veut essayer de comprendre comment fonctionne un piston, on veut essayer de comprendre comment fonctionne un moteur thermique, et puis on n'a pas besoin d'échanger de la matière pour expliquer ces choses-là. Et on a dans toutes les situations qui nous intéressent le fait que si on a un cycle, souvenez-vous là, un cycle, ça veut dire que la somme du travail et de la chaleur est forcément zéro. Ça c'est un élément très très important. Ensuite, de se rendre compte que dans les systèmes qu'on utilise, l'énergie interne est une fonction de la température, parce qu'on a la loi de joule, et ça veut dire que lorsqu'on change juste le volume, en ayant la température constante, il n'y a pas de changement d'énergie du système. Donc la loi suivante est, finalement, elle dit exactement la même chose. Les deux lois, celles qui sont en bleu, celles qui sont en vert, elles disent la même chose, mais de manière différente. Une, elle le dit au niveau de la fonction de l'énergie interne, l'autre, elle le dit au niveau de sa dérivée en fonction du volume. Donc comme la dérivée de l'énergie interne par rapport au volume à température constant n'est égal à 0, ça implique que l'énergie est une fonction de la température.

notes

résumé

56m 13s



3.6 Interprétation microscopique de la capacité thermique

Donc on peut écrire « Δu est égal à un CV d'état » pour les systèmes thermomécaniques. On a donc des outils pour calculer les échanges d'un gaz parfait avec son environnement dans une transformation quelconque si on connaît ces paramètres thermodynamiques. Voilà ce chapitre, clos.

notes

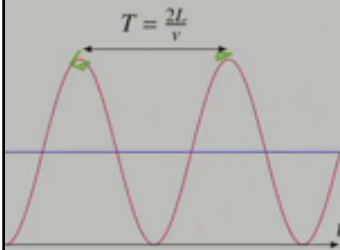
résumé

az

Modèle microscopique du gaz parfait :

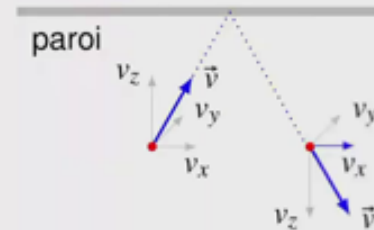
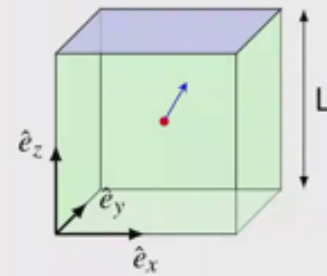
- Particules ponctuelles sans interaction en mouvement aléatoire
- Collisions seulement avec les parois idéalisées
- Pression faible

$$\frac{2mv^2}{T}$$



Physique Générale II

May 6, 2025 20 / 46

3.6.2 Cinétique des gaz : a

- Le
- par
- inté
- Ana
- cote
- Lon
- mo
- Le
- En

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Ph

Alors maintenant, plongeons, prenons nos scaphandres, essayons de plonger dans le microscopique. Donc ça, c'est un chapitre qui appartiendrait à ce qu'on appellerait la physique statistique. On va essayer de regarder ce qui se passe dans le micro et on va essayer de remonter ensuite à la surface pour voir ce qui se passe au niveau macro. Donc vous avez un système très particulier. Donc on a le modèle des gaz parfaits. Ça veut dire qu'on a des particules qui sont ponctuelles, qui n'ont pas d'interaction. Ça veut dire que ce n'est pas des électrons, des protons qui s'attirent, qui se repoussent. Et puis elles se déplacent dans un mouvement aléatoire. On ne s'occupe pas des collisions entre elles, c'est comme si elles ne existaient pas. Les collisions, elles sont seulement contrôlées paroi. Et puis on n'est pas dans des pressions terribles, on n'est pas dans des 100 bars, 1000 bars, etc. Quelques bars, on est dans des pressions relativement. Donc on est dans un premier système très particulier. Vous avez un cylindre en gris, vous avez un piston en bleu, vous avez une certaine pression qui s'exerce, qui est représentée par cette masse qui est sur le piston. C'est en fait l'air qui peut représenter ça, mais l'air, il est difficile à dessiner. Donc c'est pour ça que j'ai représenté une masse dessus. Et puis à l'intérieur, vous avez un seul atome qui doit tenir le plafond, qui doit tenir le piston à sa position. Donc ce qui fait, c'est que lui, il monte et il descend, puis il doit monter suffisamment de fois, il doit aller assez vite pour laisser de sa quantité de mouvement pour que le piston ne descende pas. Donc ça veut dire, on peut représenter la chose avec cette espèce de sinusoid, où vous

notes

résumé

58m 41s

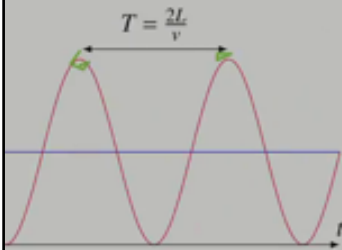


az

Modèle microscopique du gaz parfait :

- Particules ponctuelles sans interaction en mouvement aléatoire
- Collisions seulement avec les parois idéalisées
- Pression faible

$$\frac{2mv^2}{T}$$



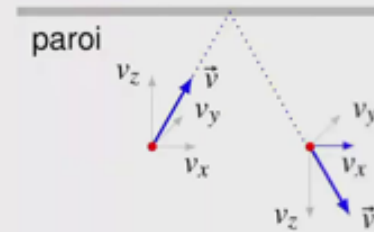
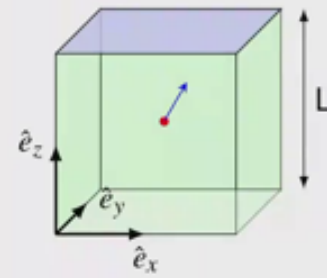
Physique Générale II

May 6, 2025

20 / 46

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Ph

3.6.2 Cinétique des gaz : a

- Le
- par
- inté
- Ana
- cote
- Lon
- mo
- Le
- En

avez la force qui va s'exercer sur le plafond, qui va venir de temps en temps. Comme il a une certaine vitesse, il lui faut un certain temps pour aller en bas du piston et puis remonter. C'est pour ça que le temps où vous avez chacun des chocs qui va permettre de tenir, donc il doit aller vite, parce que chaque fois le plafond risque de descendre, le temps entre deux de ces chocs, c'est deux fois la distance du piston, parce qu'il doit descendre et remonter, donc c'est deux fois la taille du piston, divisé par la vitesse à laquelle il va. La même manière que si vous roulez à 30 kmh, il vous faudra deux heures pour aller à Genève, qui est à 60 kmh d'ici.

notes

résumé

3.6.3 Cinétique des gaz : aspects statistiques

- Pour trouver la force sur la paroi, on somme sur toutes les particules:

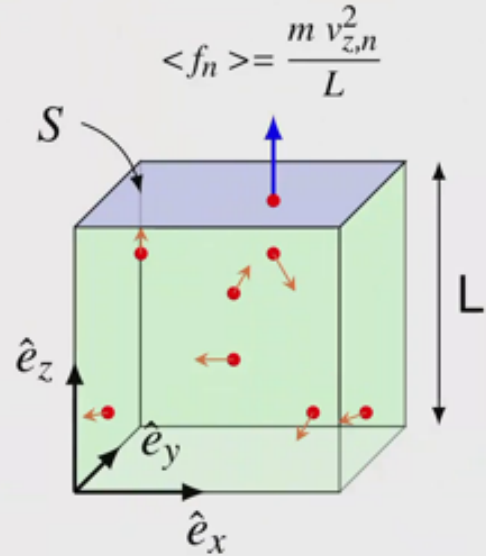
$$F = \sum_{n=1}^N \langle f_n \rangle = \sum_{n=1}^N \frac{m v_{nx}^2}{L}$$

$$= \frac{Nm}{L} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N v_{nx}^2 = \frac{Nm}{L} \langle v_x^2 \rangle$$

- En raison de l'isotropie, on peut écrire :

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle \Rightarrow \langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$$

- Donc $F = \frac{Nm}{L} \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$



Jusqu'à quelque chose, qu'est-ce qui se passe à la paroi ? Vous avez la particule qui vient, peut-être qu'elle n'est pas exactement une vitesse seulement perpendiculaire à la paroi, mais on ne s'intéresse que la composante qui est perpendiculaire. Désolé, de nouveau, deuxième fois, rappel du premier semel, si vous avez dû voir ça, on peut analyser notre problème dans les différentes dimensions, donc on peut ne s'occuper que de l'axe vertical. Et dans l'axe vertical, si vous avez un choc avec un plan horizontal, vous avez votre composante de la quantité de mouvement vertical qui va positif dans un sens négatif dans l'autre sens, vous avez l'une moins l'autre, donc vous avez une différence de fois. Le changement de quantité de mouvement de la particule, c'est deux fois sa quantité de mouvement, elle avait une quantité de mouvement dans un sens, elle a la même dans l'autre sens, donc c'est bien une différence de deux fois sa quantité de mouvement dans la direction X. Donc maintenant, en moyenne sur la paroi, c'est égal sur une période à Δt_x , la quantité qui est échangée chaque fois qu'il y a un choc, divisé par le temps pour aller, le temps c'est deux fois L. Quand vous faites le calcul, vous arrivez à un résultat qui vaut la masse de la particule fois sa vitesse au carré. La vitesse au carré, elle vient du fait que dans la quantité de mouvement, j'avais la vitesse MV_x et puis le deuxième au carré, il vient parce que j'avais le temps pour aller qui était la distance divisé par la vitesse. Donc quand je divise par le temps, c'est comme si c'est multiplié par l'inverse, donc c'est pour ça que j'ai un carré.

notes

résumé

61m 29s



3.6.3 Cinétique des gaz : aspects statistiques

- Pour trouver la force sur la paroi, on somme sur toutes les particules:

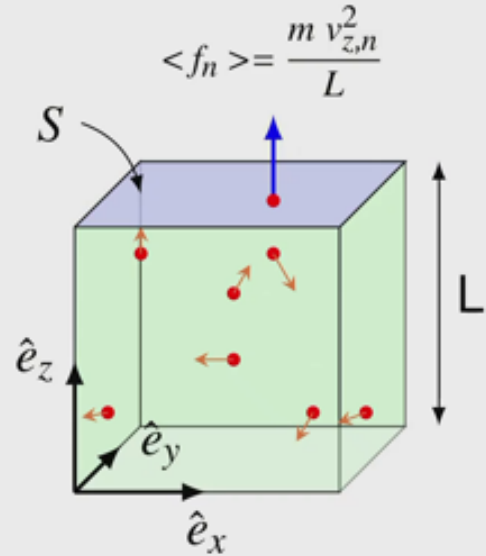
$$F = \sum_{n=1}^N \langle f_n \rangle = \sum_{n=1}^N \frac{m v_{nx}^2}{L}$$

$$= \frac{Nm}{L} \left[\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N v_{nx}^2 \right] = \frac{Nm}{L} \langle v_x^2 \rangle$$

- En raison de l'isotropie, on peut écrire :

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle \Rightarrow \langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$$

- Donc $F = \frac{Nm}{L} \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$



Maintenant, on s'intéresse à avoir plusieurs particules, c'est plus facile de se partager le travail. On a un petit indice qui représente le petit indice N qui représente les différentes particules. Donc la force sur, je m'intéresse pour le moment observé que le piston, le plafond de mon cube, donc la force, c'est la somme de la force, enfin c'est la moyenne des forces qui vont s'exercer sur le plafond. Donc je peux remplacer cette moyenne par son expression. Donc ça va être la somme M fois v^2 le N, il représente les différentes particules, le X, il représente la direction verticale dans laquelle je m'intéresse et puis le L, c'est la dimension de mon cube, du volume que j'analyse. Et puis je peux mettre en évidence les choses qui sont constantes. Alors qu'est-ce qui est constant ? Le M et le L sont constants, ne changent pas, c'est les mêmes pour toutes les particules. Les particules sont toutes les mêmes et puis la boîte est la même distance pour toutes les particules. Donc je mets N et L. Non, pardon. Je vais trop vite. M et L. Puis je fais un petit truc mathématique. Je sais que des fois vous détestez, mais c'est tellement pratique. Je multiplie en haut par N, je divise en bas par N. Donc ça, ça fait 1, donc je n'ai rien fait. Mais ce qui est intéressant, c'est que maintenant, j'ai une zone... J'ai une constante ici et puis de l'autre côté, j'ai quelque chose d'autre. Voilà. Donc j'ai un coefficient N fois M divisé par L, mais de l'autre côté, j'ai quelque chose qui est une moyenne. Désolé, j'ai utilisé le moyen avant, mais c'était le moyen dans le temps. Puis là, maintenant, j'ai la moyenne sur toutes les particules. 1 sur N,

notes

résumé

63m 26s



3.6.3 Cinétique des gaz : aspects statistiques

- Pour trouver la force sur la paroi, on somme sur toutes les particules:

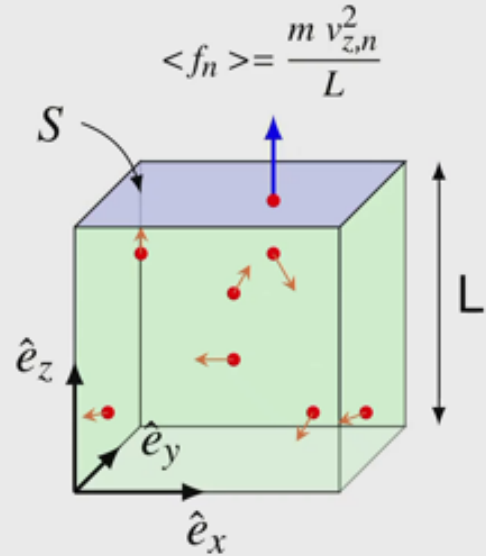
$$F = \sum_{n=1}^N \langle f_n \rangle = \sum_{n=1}^N \frac{m v_{nx}^2}{L}$$

$$= \frac{Nm}{L} \left[\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N v_{nx}^2 \right] = \frac{Nm}{L} \langle v_x^2 \rangle$$

- En raison de l'isotropie, on peut écrire :

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle \Rightarrow \langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$$

- Donc $F = \frac{Nm}{L} \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$



si N c'est le nombre de particules, fois la somme des v-carrés, de tous les v-carrés, ça, c'est ce qu'on appelle la moyenne quadratique. Donc je l'écris comme ça. Donc vous avez une fois le signe moyenne qui est ici, qui représente la moyenne dans le temps, le fait que ma molécule, elle doit aller jusqu'en bas et aller remonter, donc c'est la moyenne dans le temps. Et puis j'ai une fois un autre signe moyenne, mais là, c'est la moyenne sur toute la population des particules. Et puis, on a un principe de physique qui dit qu'il n'y a aucune raison, je ne tiens pas compte de la gravité, parce que les forces sont beaucoup trop petites pour qu'on tienne compte, comme les masses sont petites dans ce cas-là, pour qu'on tienne compte de la gravité. Donc il n'y a aucune raison qu'il y ait plus de mouvement des particules horizontalement que verticalement qu'en profondeur. Et puis ces dimensions, elles sont orthogonales. Donc ce qui fait que je peux dire qu'elles sont égales, et puis qu'en plus, le total, c'est leur somme. C'est un vecteur cartésien. Donc ça veut dire que au lieu de m'intéresser à la somme des vitesses dans la direction X, dans la direction Y, dans la direction Z, je m'intéresse à un tiers du carré des vitesses. C'est exactement la même chose, c'est un peu plus simple, et j'ai pas besoin de préoccuper des angles, des axes sur lesquels je travaille.

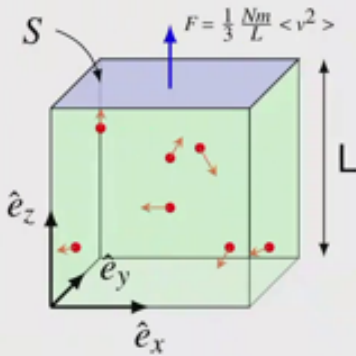
notes

résumé

3.6.4 Cinétique des gaz : aspects statistiques (suite)

La pression correspond au rapport de la force sur la surface:

$$p = \frac{F}{S} = N \frac{m}{LS} \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle = \frac{1}{3} \frac{Nm}{V} \langle v^2 \rangle \quad (3.38)$$



On peut ré-écrire la loi des gaz parfaits

$$pV = Nm \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle = NK_B T \underbrace{=}_{R = K_B N_a} nRT$$

- p : la pression (pa)
- V : le volume (m^3)
- v : la vitesse (ms^{-1})
- constante de Boltzmann $K_B = 1.38 \cdot 10^{-23} J K^{-1}$
- constante des gaz parfaits $R = 8.31 J mol^{-1} K^{-1}$
- N : nbr de particules
- n : nbr de moles
- N_a : nbr d'Avogadro

Donc ça veut dire que la moyenne de la vitesse, la moyenne des carré de la vitesse dans la direction X, c'est en fait un tiers du carré de la vitesse dans toutes les directions. Et donc je suis capable d'exprimer que la force qui s'exerce sur ma paroi, c'est le nombre de molécules N, la masse de chacune des molécules. Je tape ma paroi avec des balles de ping-pong, je maintiens ma paroi à sa position, et puis divisé par la longueur, un tiers, il y a un de ce que je viens de vous expliquer, le fait que j'ai une isotropie du mouvement, et puis j'ai la moyenne des carré.

notes

résumé

67m 37s



3.6.5 Énergie cinétique moyenne

- On a la relation $\frac{1}{3} N m \langle v^2 \rangle = N K_B T$
- D'autre part, par définition $E_{cin} = \frac{1}{2} m v^2$
- On peut donc ré-écrire cette équation comme $\langle E_{cin} \rangle = \frac{3}{2} K_B T$
- Ce résultat montre que **la température est proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne du gaz**. Un résultat à garder en mémoire !

$$\langle E_{cin} \rangle \propto T \quad (3.39)$$

- Comme dans les gaz mono-atomiques l'énergie est stockée sous forme d'énergie cinétique, cette relation nous ouvre la voie à l'**énergie interne** U :

$$U = N_{part} f \frac{1}{2} k_B T = N_{part} \frac{3}{2} k_B T \quad (3.40)$$

Et je peux aller une étape plus loin en remontant à des données qui sont macroscopiques. Donc la force, ce qui est intéressant pour la donnée macroscopique, c'est la pression. La pression, c'est juste la force divisé par la surface. Donc je peux réécrire mon expression de la force divisé par la surface. Mais maintenant vous avez ici LS, bah LS c'est le volume. Donc ça veut dire je peux réécrire ce que j'ai écrit avant, mais j'ai la pression au lieu d'avoir la force. C'est égal à un tiers du nombre de molécules multipliées par la masse de chaque molécules divisé par le volume. Ce v là c'est le volume, c'est pas la vitesse. Donc c'est un V majuscule fois la moyenne quadratique de la vitesse. Puis je peux multiplier les deux équations par V . Donc je vais avoir d'un côté pV et puis de l'autre côté j'ai $\frac{1}{3} N m \langle v^2 \rangle$ en tiers fois la moyenne quadratique. Mais pV , c'est une équation des gaz parfaits. pV est égal à nRT . Mais je peux aussi l'écrire d'une autre manière. Je peux utiliser une constante, je peux utiliser n qui est le nombre d'atomes, petit n c'est le nombre de moles. Donc je peux faire des groupes, je passe chez Aligro et puis je groupe les molécules en mole 6×10^{23} puissance, 26 ça fait des gros paquets. Je crois pas que chez Aligro ils vendent des grandes quantités comme ça. Donc c'est la même écriture. La différence est juste dans le k_B et le R qui sont le multiple par rapport au nombre d'avogadro. Donc ça veut dire maintenant j'ai deux manières d'exprimer ma loi des gaz parfaits. Une fois en ayant pV est égal à nRT ça c'est l'expression habituelle avec la température comme variable T . C'est une

notes

résumé

68m 33s



3.6.5 Énergie cinétique moyenne

- On a la relation $\frac{1}{3} N m \langle v^2 \rangle = N K_B T$
- D'autre part, par définition $E_{cin} = \frac{1}{2} m v^2$
- On peut donc ré-écrire cette équation comme $\langle E_{cin} \rangle = \frac{3}{2} K_B T$
- Ce résultat montre que **la température est proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne du gaz**. Un résultat à garder en mémoire !

$$\langle E_{cin} \rangle \propto T \quad (3.39)$$

- Comme dans les gaz mono-atomiques l'énergie est stockée sous forme d'énergie cinétique, cette relation nous ouvre la voie à l'**énergie interne** U :

$$U = N_{part} f \frac{1}{2} k_B T = N_{part} \frac{3}{2} k_B T \quad (3.40)$$

variable aussi mais on l'a dit qu'on la changeait pas on est dans des systèmes dont on ne changeait pas la quantité de matière qu'on avait dans nos problèmes. Et puis j'ai une autre manière de l'exprimer c'est en ayant 1 tiers de nm x la vitesse au carré. Donc ça vous permet de comprendre la relation entre le macroscopique et le microscopique. Macroscopiquement vous avez la température. C'est quoi la température ? La température c'est au fond une indication de l'agitation des molécules, des particules. Parce que la température est égale à quelque chose fois la moyenne quadratique des vitesses des particules. La température mesure l'agitation des molécules et c'est donc pour ça que le niveau d'énergie interne est lié par l'agitation des molécules parce que c'est l'acréscie de l'énergie interne. C'est les molécules en train de s'exciter les unes contre les autres et contre les parois. Et c'est ça qui représente l'énergie et c'est pour ça qu'il reste de l'énergie à l'intérieur du système parce que vous avez les molécules. Donc on passe du macro et du micro. L'équation avec v carré c'est du micro et puis nrt c'est la vision macro. On arrive à avoir... ..c'est-à-dire. Une petite illustration, donc il y a des vitesses à l'intérieur de la particule, elles ne sont pas toutes les mêmes ces vitesses. Elles vont suivre une distribution, il y a des molécules qui vont plus vite, des molécules qui vont aller plus lentement, etc. Elles vont suivre une distribution qui s'apparente à la distribution normale. Alors là vous avez un système qui permet de représenter la distribution des vitesses. Donc quand on fait de la physique statistique, on va utiliser ces distributions et on va faire des calculs, la vitesse au carré, quel rapport entre la moyenne de la vitesse

notes

résumé

3.6.5 Énergie cinétique moyenne

- On a la relation $\frac{1}{3} N m \langle v^2 \rangle = N K_B T$
- D'autre part, par définition $E_{cin} = \frac{1}{2} m v^2$
- On peut donc ré-écrire cette équation comme $\langle E_{cin} \rangle = \frac{3}{2} K_B T$
- Ce résultat montre que **la température est proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne du gaz**. Un résultat à garder en mémoire !

$$\langle E_{cin} \rangle \propto T \quad (3.39)$$

- Comme dans les gaz mono-atomiques l'énergie est stockée sous forme d'énergie cinétique, cette relation nous ouvre la voie à l'**énergie interne** U :

$$U = N_{part} f \frac{1}{2} k_B T = N_{part} \frac{3}{2} k_B T \quad (3.40)$$

au carré avec la moyenne des vitesses, etc. C'est ce que font les gens qui font de la vitesse statistique. Nous on ne va pas rentrer dans ce chapitre-là. Mais là vous avez juste une petite illustration de quelle pourraient être les vitesses. Donc comment est-ce qu'on a construit... Moi j'aurais préféré voir... Ah oui, il faut faire comme ça. Etc. Donc comment est-ce qu'on a fait ? On a créé... de la température. On a mis de la température, ça excite les particules. Et puis, temps en temps, on en prend une. Il y a un petit intervalle qui fait qu'on en prend une. J'arrête, j'aime pas crier. On peut, en excitant un peu plus le système, augmenter la température, etc. Et puis comme on échantillonne de temps en temps le système, si j'étais parti avec rien du tout, à la fin j'arrive à trouver la statistique de la vitesse, etc. Et donc les gens qui font de la physique statistique, c'est ce qu'ils font. Ils s'intéressent à quelle pourrait être la distribution dans cette situation-là, dans cette situation-là. Ils sont capables ensuite d'aller un peu plus loin que nous, on va, à servir de réemettre les lois et de décider, je sais pas par exemple quelle est la longueur standard d'une élastique, etc. Donc les chimistes et les physiciens font des calculs comme ça de physique statistique qui permettent d'arriver à des résultats.

notes

résumé

3.6.6 Équipartition de l'énergie thermique

- On identifie la température avec l'énergie cinétique moyenne par particule :

$$\langle E_{cin} \rangle = \frac{1}{2} m_a \langle \|\vec{v}\|^2 \rangle = \frac{3}{2} k_B T$$

- Gaz isotrope → pour chaque composante de la vitesse:

$$\frac{1}{2} m_a \langle v_i^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad i = x, y, z$$

- Équipartition de l'énergie thermique entre les différents degrés de liberté

A chaque degré de liberté correspond une énergie moyenne égale à $\frac{1}{2} k_B T$ par atome, soit $\frac{1}{2} RT$ par mole

- Pour n moles de gaz monoatomique, l'énergie interne due à l'agitation thermique vaut

$$U = n N_A \langle E_{cin} \rangle = \frac{3}{2} n R T$$

Intéressant et important. Donc quelque chose aussi qui est intéressant, c'est que le V^2 , c'est pas non plus n'importe quelle quantité. Le V^2 , c'est au fond l'énergie cinétique. Une demi- MV^2 représente l'énergie cinétique. Donc au fond, c'est l'énergie cinétique d'une particule dont on peut faire le lien en ce qu'on a trouvé et puis faire le lien. Donc maintenant on est capable d'être dire qu'en fonction de ce qu'on a calculé avant, la moyenne de l'énergie cinétique de mes particules, c'est égal à $3,5 k_B T$. Donc le 3,5, il vient d'une part du tiers et puis de l'autre côté d'une demi- MV^2 pour calculer l'énergie cinétique. C'est pour ça qu'on se retrouve avec 3,5. Donc ça, c'est un résultat très intéressant. Ça veut dire qu'on est capable maintenant, j'ai discuté avec quelqu'un à la pause, qu'est-ce que vaut ma fonction U ? Voilà, j'ai la possibilité pour certains modèles, si je sais que j'ai un gaz parfait, après je peux avoir des gaz de Vendervas, d'autres modèles pour faire des gaz, je suis capable de revenir à ce que vaut l'énergie. Vous voyez que dans ce cas-là, encore on a l'énergie, la moyenne de l'énergie cinétique est égale à la température. Et ça redonne une autre fois ce résultat, que la température est proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne, ce qu'on avait aussi écrit d'une autre manière, avec d'autres considérations, U égale $U/2T$. Donc là, on exprime la moyenne de l'énergie cinétique et proportionnelle à la température. Et donc, dans un gaz, alors là, pour le moment, on reste dans l'idée qu'on est dans une situation monoatomique, on va regarder dans un moment quand c'est pas le cas. Donc là, pour le moment, nos molécules, c'est juste des balles de ping-pong, il y a juste un atome par molécules. Eh bien, on

notes

résumé

74m 44s



3.6.6 Équipartition de l'énergie thermique

- On identifie la température avec l'énergie cinétique moyenne par particule :

$$\langle E_{cin} \rangle = \frac{1}{2} m_a \langle \|\vec{v}\|^2 \rangle = \frac{3}{2} k_B T$$

- Gaz isotrope → pour chaque composante de la vitesse:

$$\frac{1}{2} m_a \langle v_i^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad i = x, y, z$$

- Équipartition de l'énergie thermique entre les différents degrés de liberté

A chaque degré de liberté correspond une énergie moyenne égale à $\frac{1}{2} k_B T$ par atome, soit $\frac{1}{2} RT$ par mole

- Pour n moles de gaz monoatomique, l'énergie interne due à l'agitation thermique vaut

$$U = n N_A \langle E_{cin} \rangle = \frac{3}{2} n R T$$

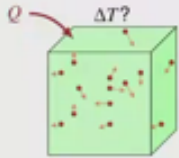
est capable de décrire ce que vaut l'énergie interne du système. On disant que l'énergie interne du système, c'est le nombre de parties fois l'énergie cinétique moyenne de mes différentes molécules. Alors, on s'était d'abord intéressés aux choses qui se passent dans une direction et puis, les choses peuvent se passer dans plusieurs directions. Donc, il y a un principe qui est ce qu'on appelle l'équipartition de l'énergie thermique. Le fait que si... Enfin, c'est tout mon titre, c'est un plus tel vent de sens, voilà. Si j'ai plusieurs possibilités, j'ai plusieurs degrés de liberté. Alors, pour le moment, les degrés de liberté, comme ces molécules monoatomiques, elles peuvent aller de gauche à droite, de devant en arrière et de haut en bas. Il a juste 3 degrés de liberté. Mais après, on va passer au molécules poliatomique et on aura plus de degrés de liberté. Donc, au fond, on peut se rendre compte que l'énergie cinétique moyenne, c'est une demi-fois la masse, fois la vitesse au carré, et on a écrit que c'était 3 demi-de-KBT. Donc, dans un gaz qui est isotropes, on peut dire que par 2 degrés de liberté, puisque là, j'ai 3 degrés de liberté, ça va aller 3 demi-de-KBT, donc ça veut dire, pour 1 degrés de liberté,

notes

résumé

3.6.7 Capacité thermique isochore d'un gaz monoatomique

C'est le facteur qui relie la **quantité d'énergie** que reçoit un gaz et son **changement de température**.



- Donc pour une variation ΔT , on a ΔU tel que $\Delta U = \frac{3}{2} nR \Delta T$
- Si le gaz reçoit une quantité de chaleur Q , et qu'il n'y a pas d'échange de travail ($W = 0$) alors $\Delta U = Q$
- Donc $Q = \frac{3}{2} n R \Delta T$: on identifie alors la capacité thermique isochore molaire d'un gaz monoatomique (à relier à 3.33):

$$c_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{3}{2} R \quad (3.41)$$

j'ai 1 demi-KBT d'énergie interne. C'est la quantité d'énergie que je peux considérer qui dépend quand j'ai 1 degrés de liberté. Donc, on a fait une règle de 3, on est en train de faire une règle de 3. On avait la situation de tout mon espace, des gaz monotomiques, et donc on avait 3 demi-degrés de liberté. Donc, par 2 degrés de liberté, j'ai 1 demi-degrés de liberté. J'ai divisé par 3, parce que j'ai la même chose dans chacune des directions. Donc, on a une hypothèse maintenant que notre degré de notre énergie interne pour une môle, ça va être égal au nombre de mûles que j'ai, fois le nombre d'avogadrûles, le nombre de particules que j'ai par mûles, fois l'énergie cinétique moyenne que j'ai par particules. Et donc, je peux écrire que c'est égal à 3 demi-degrés de liberté. Là, j'ai un peu tourné en rond, mais c'est normal, je vais vous expliquer comment on peut diviser ça

notes

résumé

78m 49s

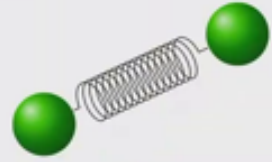


3.6.8 Que se passe-t-il pour un gaz diatomique?

Considérons un gaz di-atomique, N_2 par exemple.

Selon vous, par rapport à un gaz mono-atomique dans les mêmes conditions (P, V, T), la capacité thermique, C_v , du gaz di-atomique sera-t-elle :

- a) Égale
- b) Plus petite
- c) Plus grande
- d) Ça dépend de sa masse molaire



et comment on tient compte des degrés de liberté. Donc, ça nous permet de faire un petit détour pour voir ce que vous le cever. Donc, on a déjà vu que $c_p - c_v$, c'était égal à R . Donc, maintenant, on peut aller regarder ce que vous le cever pour un gaz monoatomique. Donc, comment on sait que le Δu , c'est 3 demi-degrés de N_{rt} , on peut calculer le c_v , puisqu'on sait aussi que c'est égal au c_v . Donc, si on résout cette équation-là, on arrivera à montrer que... Non, je vais pas faire ça un peu plus propre, je suis en train de m'exciter, c'est la fin du cours qui arrive, je vais me calmer, pardon. Donc, j'ai montré que Δu , c'est égal à 3 N_{rt} , ça, je l'ai montré avant. Si le gaz reçoit une quantité de chaleur Q , il n'y a pas d'échange de travail. Donc, on a, dans ce cas-là, sans travail, on a que la différence d'énergie, c'est juste la chaleur que le gaz a reçu. Donc, dans ce cas-là, on peut écrire que la différence d'énergie, donc la quantité de chaleur échangée, c'est 3 demi-degrés de N_{rt} . Mais, ce que je sais, c'est que cette quantité-là, cette quantité-là, c'est égal au CV . Donc, j'arrive à dire que... C'est bon, c'est des majuscules ou minuscules, donc je dois enlever le N pour qu'il soit minuscule. Donc, ça veut dire que j'ai 3 demi-de-air qui sont égales au CV . Donc, j'ai une valeur théorique de ce à quoi devrait être mon coefficient calorifique pour une situation où le volume est constant. C'est à dire son molère. Et ça, on avait... Donc, cette partie-là, on l'avait déjà déterminée avant. On avait dit que c'était ce à quoi était égal le CV . Et puis maintenant, j'ai calculé ça

notes

résumé

80m 10s

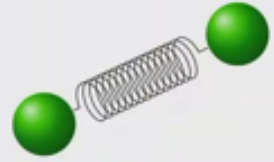


3.6.8 Que se passe-t-il pour un gaz diatomique?

Considérons un gaz di-atomique, N_2 par exemple.

Selon vous, par rapport à un gaz mono-atomique dans les mêmes conditions (P, V, T), la capacité thermique, C_V , du gaz di-atomique sera-t-elle :

- a) Égale
- b) Plus petite
- c) Plus grande
- d) Ça dépend de sa masse molaire



en ayant l'énergie interne, puisque je l'avais, et donc je suis capable de dire que mon C_V , c'est 3 demi-de-air. Donc, j'ai une valeur théorique. Si mon modèle est vrai, je dois aller dans la réalité, je prends un gaz monatomique et je vais voir si mon modèle est correct.

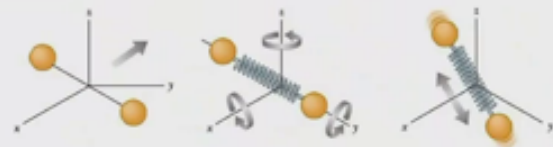
notes

résumé

3.6.9 Généralisation à des gaz ou liquides

Considérons un système constitué de molécules poly-atomiques telles que de l'azote N_2 ou du gaz carbonique CO_2 . L'énergie interne thermique se répartit alors parmi les **degrés de liberté** suivants :

- ❶ Translations du centre de masse
- ❷ Rotations autour des axes principaux
- ❸ Vibrations moléculaires internes



Alors, qu'est-ce qui se passe maintenant si j'ai des molécules qui sont polyatomiques ? Alors, on peut représenter les molécules diatomiques avec deux atomes et un ressort entre les deux. Je pense que vous me voyez venir. Dans un ressort, il y a de l'énergie. Alors, qu'est-ce qui peut se passer comme on peut être l'excitation d'une telle molécule ? Désolé, de nouveaux références. Je crois que vous n'avez pas fait les systèmes harmoniques au semestre passé. Vous auriez dû faire. Mais si vous l'aviez fait, en fait, dans un ressort, vous avez quand même vu les ressorts, vous avez quand même vu l'énergie des ressorts. Donc là, je peux mettre de l'énergie dans la translation. Donc comme quand j'ai un seul atome, si j'en ai plusieurs, je peux me déplacer. J'ai 3 degrés de liberté pour le déplacement. Mais je peux aussi avoir l'oscillation. Et puis, je peux avoir, comme j'ai un système qui n'est plus un seul point, mais qui a une distance entre les deux, je peux avoir des rotations. Et dans les rotations, là, j'ai 3 degrés de liberté. Il faudrait rentrer dans les mathématiques pour expliquer pourquoi les rotations, je peux les exprimer avec 3 degrés de liberté. Vous allez, aujourd'hui, je pense, accepter qu'il y a 3 degrés de liberté. Par contre, ce qui est un petit peu plus compliqué, peut-être à comprendre, c'est pourquoi dans l'oscillation, par oscillation, par ressort, j'ai 2 degrés de liberté. Parce qu'en fait, en ressort, ça fonctionne d'une manière un peu particulière. Il y a une part l'énergie cinétique, mais j'ai aussi de l'énergie potentielle. Et ça, ça devrait, vous suffirez aujourd'hui, pour expliquer pourquoi. En ressort, ça représente 2 degrés de liberté. Comme si je pouvais mettre de l'énergie dans l'aspect cinétique, et aussi, je peux le mettre

notes

résumé

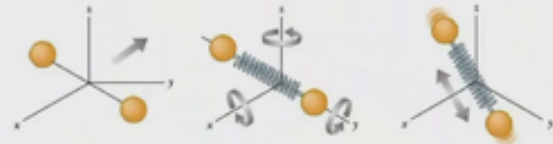
82m 59s



3.6.9 Généralisation à des gaz ou liquides

Considérons un système constitué de molécules poly-atomiques telles que de l'azote N_2 ou du gaz carbonique CO_2 . L'énergie interne thermique se répartit alors parmi les **degrés de liberté** suivants :

- 1 Translations du centre de masse
- 2 Rotations autour des axes principaux
- 3 Vibrations moléculaires internes



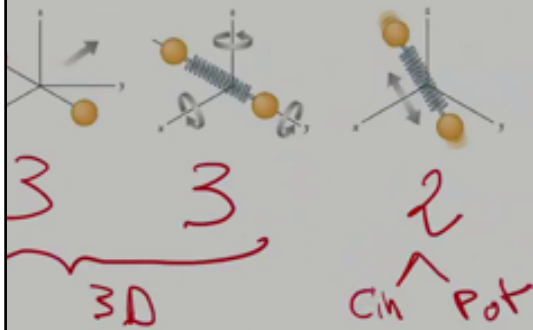
dans l'énergie potentielle du ressort. Donc, en fait, la capacité thermique d'un gaz, quand j'ai plusieurs atomes, elle va être plus grande. Je vais pouvoir mettre plus d'énergie. Je vais mettre de l'énergie qui va se traduire dans le mouvement de translation de la molécule. Une partie va se mettre dans l'oscillation de la molécule, et une partie va se mettre dans les rotations de la molécule. Et c'est important de comprendre le nombre de degrés de liberté, parce que c'est ça qui va faire combien de fois j'ai une demi-KBT par molécule. Et donc, 3 directions, 3 degrés de liberté pour les translations, 3 pour les rotations, et encore voir, suivant la forme de la géométrie, des fois, il n'y en aura que 2, mais je vais expliquer ça plus tard, mais a priori, il y en a 3, et puis 2 degrés de liberté par ressort. Souvenez-vous de ce 2, il faut s'en souvenir, à part le fait de vous expliquer qu'il y a l'énergie potentielle, l'énergie cinétique,

notes

résumé

fluides

s poly-atomiques telles que de
interne thermique se répartit alors



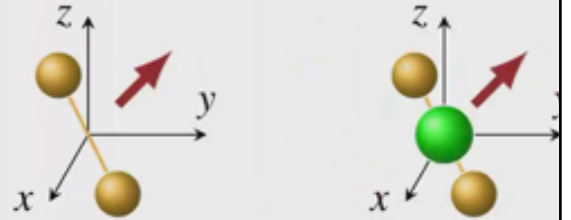
May 6, 2025 28 / 46

3.6.10 Énergie de translation

- Translations du centre de masse
L'énergie cinétique moyenne selon chaque direction

$$\frac{1}{2} m \langle v_i^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T$$

Comme dans la situation monoatomique



Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

je n'ai pas d'autres explications à vous donner. Donc, vous avez, pour les différents mouvements, aussi pour les différentes molécules, la possibilité d'avoir différents degrés de liberté, ici 3, ici j'en ai 2, et ici j'en ai 3. Parce que je suis dans un espace à 3 dimensions, donc ça, c'est parce que je suis dans un espace à 3 dimensions, enfin moi, j'y suis, je ne sais pas vous, mais moi, c'est le espace à lequel je suis, et ça, c'est à cause de l'aspect énergie cinétique énergie potentielle.

notes

résumé

86m 13s



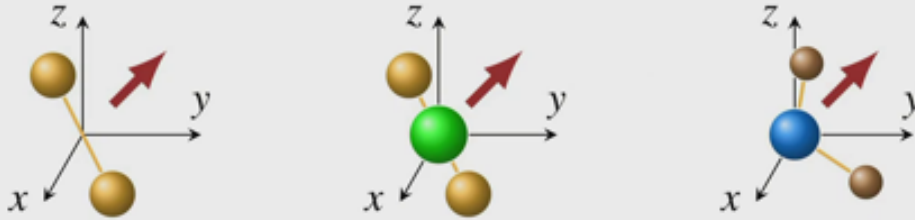
3.6.10 Énergie de translation

① Translations du centre de masse

L'énergie cinétique moyenne selon chaque direction correspond à $\frac{1}{2}k_B T$ par particule

$$\frac{1}{2} m \langle v_i^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad i = x, y, z$$

Comme dans la situation monoatomique



Donc, on peut analyser une molécule diatomique, et puis on a les différents degrés de liberté qui sont possibles. Alors, là, vous avez trois types de molécules, ça ne change rien, la forme de la molécule, ça ne change rien à son énergie de translation. Vous avez 3 atomes, 2 atomes, 1 atome, il y a 3 directions. Vous aurez, chaque fois, une demi-KBT par

notes

résumé

86m 55s

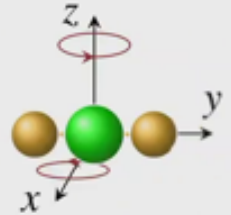
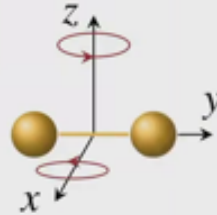
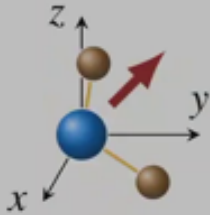


3.6.11 Énergie de rotation

- ② Rotations autour des axes principaux
l'énergie cinétique moyenne de rotation selon chaque
particule

$$\frac{1}{2} I_i \langle \omega_i^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad i = 1, 2, 3$$

Pour les molécules linéaires, un des moments d'inertie



May 6, 2025

29 / 46

Jean-Marie Fürbringer - EPFL

Physique Générale II

degrés de liberté, 3 degrés de liberté.

notes

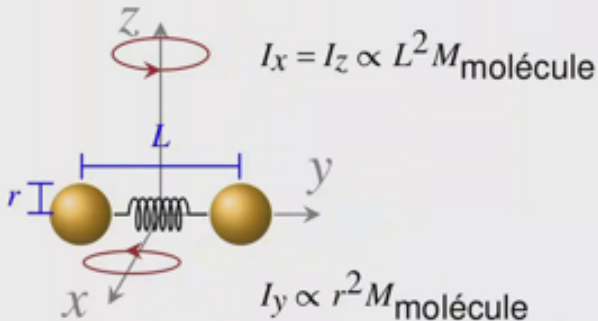
résumé

87m 37s



Note: Énergie de rotation et Capacité thermique

Pourquoi la rotation selon l'axe d'une molécule linéaire ne compte-t-elle pas dans la capacité thermique ?



- Pour les rotations: $\Delta E = \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{I}$
- Si I est très petit, alors ΔE est très grand
- Dans notre cas, $I_y \approx 10^{-10} I_x$
donc $\Delta E_y \approx 10^{10} \Delta E_x$
ce qui est trop grand pour être excité à température ambiante : $\Delta E_y \gg k_B T$

Quand on parle de l'énergie de rotation, alors, quand vous avez une molécule peu compliquée, la tourner dans les différents sens, on va avoir une énergie qui est assez similaire, et donc, vous allez avoir 3 degrés, là, vous avez 3 degrés de liberté. Mais, quand vous avez une molécule qui est linéaire, ce qui va se passer, si vous regardez mon stylo, je vais peut-être me mettre dans la caméra si jamais les gens regardent ça après, en fond, vous avez la rotation comme ça ou la rotation comme ça, elles sont du même ordre de grandeur, elles ont un peu la même inertie. Mais la rotation comme ça, elle n'a rien à voir, elle a une inertie beaucoup plus faible. Et puis, l'énergie qui faudra, les quantes d'énergie qui faudra pour la faire tourner, sont inversement proportionnelles à l'inertie. Plus l'inertie est petite, plus le quant à d'énergie va être grand. Vous le prenez comme ça, je ne vais pas rentrer dans la mécanique quantique, mais on peut l'expliquer comme ça. Donc, ce qui fait que pour les molécules qui sont linéaires, eh bien, on ne va pas compter la rotation qui est comme ça. J'aurais jamais assez d'énergie à température ambiante et même température comme ça, être chaude pour pouvoir tenir compte de cette agitation-là. Je n'arriverais pas à mettre les molécules réellement en rotation dans ces directions-là. Donc, c'est important de connaître la structure des molécules, parce que c'est ça qui va permettre d'avoir les degrés de l'hiver court. Et puis, donc, ces différents degrés de liberté vont me permettre de calculer quelle est la capacité thermique, parce que ça va dépendre du nombre de degrés de liberté. Voilà. Je vais m'arrêter là. Je reviendrai un peu. J'ai conscience que j'ai un peu accéléré à la

notes

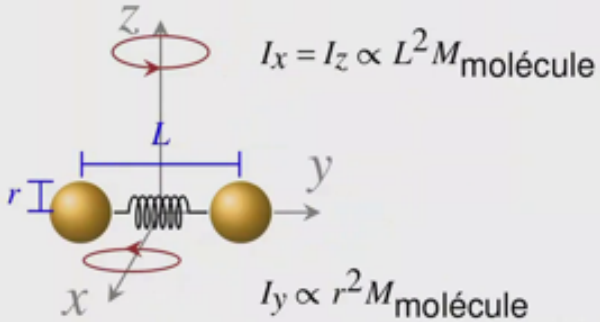
résumé

87m 42s



Note: Énergie de rotation et Capacité thermique

Pourquoi la rotation selon l'axe d'une molécule linéaire ne compte-t-elle pas dans la capacité thermique ?



- Pour les rotations: $\Delta E = \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{I}$
- Si I est très petit, alors ΔE est très grand
- Dans notre cas, $I_y \approx 10^{-10} I_x$
donc $\Delta E_y \approx 10^{10} \Delta E_x$
ce qui est trop grand pour être excité à température ambiante : $\Delta E_y \gg k_B T$

fin. Je vais vérifier si dans les problèmes que j'ai donnés je dois un peu changer les choses. Merci de votre attention. J'ai conscience que c'était un cours un peu... Mais vous avez plus d'énergie que les autres jours, donc je l'ai profité.

notes

résumé