

ΜΑΘΗΜΑ - VI
ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ I (ΚΛΑΣΙΚΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗ)
ΑΣΚΗΣΗ Α3 - Θερμοχωρητικότητα αερίων
Προσδιορισμός του Αδιαβατικού συντελεστή γ

Σταύρος Κ. Φαράντος

Τμήμα Χημείας, Πανεπιστήμιο Κρήτης, και
Ινστιτούτο Ηλεκτρονικής Δομής και Λέιζερ, Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας, Ηράκλειο, Κρήτη
<http://tccc.iesl.forth.gr/education/local.html>

ΗΡΑΚΛΕΙΟ - ΚΡΗΤΗ 2018

Πειράματα μέτρησης θερμοχωρητικότητας αερίων

Σκοπός της άσκησης είναι η κατανόηση

- 1 Του Δεύτερου Νόμου της Θερμοδυναμικής.
- 2 Η θερμοχωρητικότητα είναι μια από τις παραμέτρους που διακρίνει τις ευσταθείς από τις ασταθείς καταστάσεις ισορροπίας και τις μεταβολές φάσεων.
- 3 Πως αποδεικνύεται ότι υπάρχουν μόρια;

Ο συντελεστής θερμοχωρητικότητας εισήχθη ως παράμετρος μέτρησης του ποσού θερμότητας που μπορεί να απορροφήσει ένα σώμα κατά τις μεταβολές της θερμοκρασίας, **όταν η θερμότης εθεωρείτο ως ρευστό.**

Ο υπολογισμός της θερμοχωρητικότητας από τις μοριακές καταστάσεις θεωρείται ένα από τα επιτεύγματα της Στατιστικής Μηχανικής. Επομένως, η κατανόηση των βασικών υποθέσεων και αρχών της Στατιστικής Μηχανικής είναι απαραίτητη (Δες Παράρτημα ΣΤ' στη σύνδεση (4)).

(1) http://en.wikipedia.org/wiki/Specific_heat_capacity#Extensive_and_intensive_quantities

(2) http://www.princeton.edu/~achaney/tmve/wiki100k/docs/Specific_heat_capacity.html

(3)

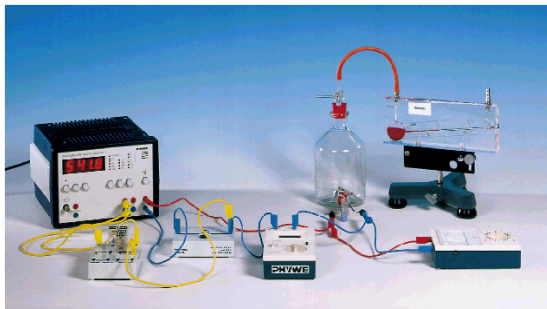
<http://www.chemistry.mcmaster.ca/~ayers/chem2PA3/labs/2PA35.pdf>

(4) [http:](http://tccc.iesl.forth.gr/education/local/Thermodynamics/book.pdf)

[//tccc.iesl.forth.gr/education/local/Thermodynamics/book.pdf](http://tccc.iesl.forth.gr/education/local/Thermodynamics/book.pdf)

Πειραματικές Διατάξεις - 1

Σχήμα: Πειραματική διάταξη για τον προσδιορισμό της μοριακής θερμοχωρητικότητας με σταθερό όγκο.



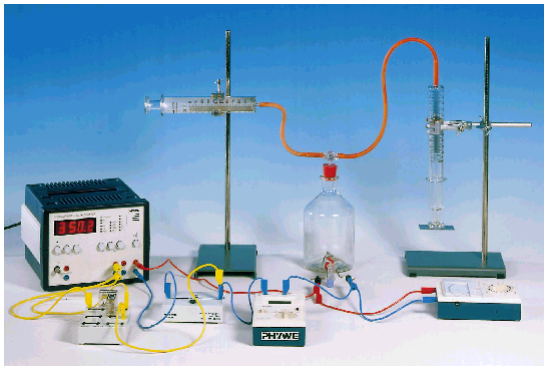
Η γραμμομοριακή θερμοχωρητικότητα με σταθερό όγκο υπολογίζεται από τον τύπο

$$C_{mv} \approx Q/(n\Delta T) = \frac{R(WI\Delta t - \alpha P\Delta P)}{(\alpha P + V)\Delta P},$$

όπου Q το ποσό θερμότητας που αποδίδεται στο αέριο, $\alpha = \Delta V/\Delta P$, W η διαφορά δυναμικού, R η σταθερά των αερίων, I η ένταση του ρεύματος, Δt ο χρόνος διέλευσης του ρεύματος, n ο αριθμός γραμμομορίων του αερίου, ΔV η μεταβολή του όγκου, ΔP η μεταβολή της πίεσης, και T η θερμοκρασία.

Πειραματικές Διατάξεις - 2

Σχήμα: Πειραματική διάταξη για τον προσδιορισμό της μοριακής θερμοχωρητικότητας με σταθερή πίεση.



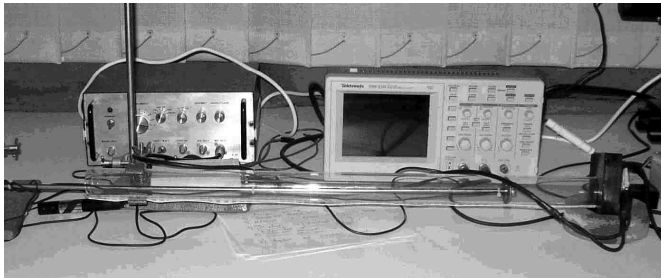
Η γραμμομοριακή θερμοχωρητικότητα με σταθερά πίεση υπολογίζεται από τον τύπο

$$C_{mp} \approx Q / (n\Delta T) = (W I \Delta t) / (n T \Delta V / V) = (W I V \Delta t) / (n T \Delta V),$$

όπου Q το ποσό θερμότητας που αποδίδεται στο αέριο, W η διαφορά δυναμικού, I η ένταση του ρεύματος, Δt ο χρόνος διέλευσης του ρεύματος, n ο αριθμός γραμμομορίων του αερίου, ΔV η μεταβολή του όγκου, και T η θερμοκρασία.

Πειραματικές Διατάξεις - 3

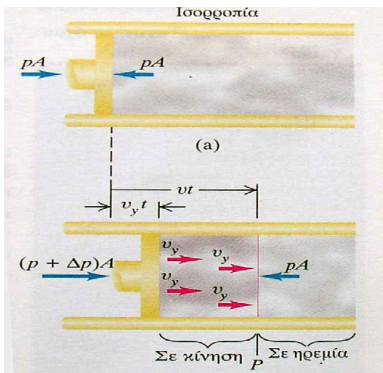
Σχήμα: Πειραματική διάταξη. Διακρίνεται ο σωλήνας Kundt (έμβολο-μικρόφωνο αριστερά σταθερό μεγάφωνο δεξιά) προενισχυτής σήματος παλμογεννήτρια, παλμογράφος.



Για αδιαβατικές μεταβολές ενός ιδανικού αερίου ισχύει $PV^\gamma = \text{σταθερά}$, όπου $\gamma = C_p/C_v$. Το γ μπορεί να υπολογισθεί από την ταχύτητα του ήχου (c) που παράγεται από το αέριο λόγω αδιαβατικών μεταβολών της πίεσης (P), $c = \sqrt{\gamma P/\rho} = \sqrt{\gamma RT/M}$. ρ είναι η πυκνότητα του αερίου και M το μοριακό του βάρος.

Πειραματικές Διατάξεις - 4

Σχήμα: Διάδοση ηχητικού κύματος μέσω αερίου. Η ταχύτητα του ήχου σχετίζεται με τη συχνότητα του f και το μήκος κύματος λ μέσω της σχέσης, $c = f\lambda$.



Θερμοχωρητικότητες

ΘΕΡΜΟΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑ ΥΠΟ ΣΤΑΘΕΡΟ ΟΓΚΟ:

$$dq = TdS = C_V dT. \quad (1)$$

Επειδή $dU = dq$, η θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο ορίζεται και ως

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V,N} \quad (2)$$

ΘΕΡΜΟΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑ ΥΠΟ ΣΤΑΘΕΡΑ ΠΙΕΣΗ:

$$dq = TdS = C_P dT \quad (3)$$

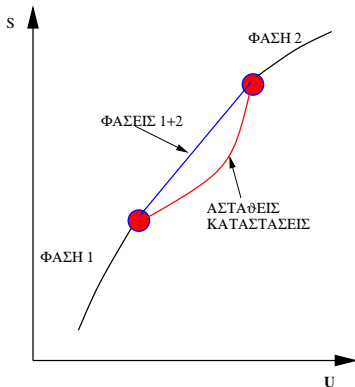
Επειδή $dH = dq$, η θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση ορίζεται και ως

$$C_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_{P,N} \quad (4)$$

Θερμοχωρητικότητα ως η δεύτερη παράγωγος της εντροπίας με την εσωτερική ενέργεια

Κατανόηση του 2ου Νόμου της Θερμοδυναμικής

Σχήμα: Κατά την αλλαγή φάσεως η Θερμοχωρητικότητα **απειρίζεται** μια και το σύστημα απορροφά θερμότητα χωρίς να αλλάζει η θερμοκρασία. Η εντροπία ως συνάρτηση της εσωτερικής ενέργειας αλλάζει την καμπυλότητά της από κοίλη σε κυρτή.



Θερμοχωρητικότητα ως η δεύτερη παράγωγος της εντροπίας με την εσωτερική ενέργεια

Ευστάθεια Καταστάσεων Ισορροπίας

Η θερμοκρασία ορίζεται ως

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial s}{\partial U} \right)_V \quad (5)$$

Το ολικό διαφορικό αυτής της συνάρτησης είναι

$$\begin{aligned} d \left(\frac{1}{T} \right) &= d \left[\left(\frac{\partial s}{\partial U} \right)_V \right] \\ &= \left[\left(\frac{\partial^2 s}{\partial U^2} \right)_V \right] dU \end{aligned} \quad (6)$$

Επίσης ισχύει

$$d \left(\frac{1}{T} \right) = - \frac{dT}{T^2} \quad (7)$$

Διαιρώντας τις δύο παραπάνω εξισώσεις παίρνουμε

$$\begin{aligned} C_V &= \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = - \frac{1}{T^2} / \left(\frac{\partial^2 s}{\partial U^2} \right)_V \\ &= - \left[\left(\frac{\partial s}{\partial U} \right)_V \right]^2 / \left(\frac{\partial^2 s}{\partial U^2} \right)_V \end{aligned} \quad (8)$$

Θερμοχωρητικότητα ως η δεύτερη παράγωγος της εντροπίας με την εσωτερική ενέργεια

Ευστάθεια Καταστάσεων Ισορροπίας - 1

Συμπεραίνουμε ότι η θερμοχωρητικότητα συνδέεται με τη δεύτερη παράγωγο της εντροπίας ως προς την ενέργεια, και ότι

$$c_V > 0) \iff \left(\frac{\partial^2 s}{\partial u^2} \right)_V < 0$$

$$c_V < 0) \iff \left(\frac{\partial^2 s}{\partial u^2} \right)_V > 0$$

Θερμοχωρητικότητα ως η δεύτερη παράγωγος της εντροπίας με την εσωτερική ενέργεια

Ευστάθεια Καταστάσεων Ισορροπίας - 2

Επίσης ισχύουν

Ανεξάρτητες μεταβλητές (T, V, N) . **Ελεύθερη Ενέργεια Helmholtz**

$$dA = -SdT - PdV + \mu dN, \quad (9)$$

$$C_V = T \left(\frac{\partial S(T, V, N)}{\partial T} \right)_{V, N} = - \left(\frac{\partial^2 A(T, V, N)}{\partial T^2} \right)_{V, N} \quad (10)$$

Ανεξάρτητες μεταβλητές (T, P, N) . **Ελεύθερη Ενέργεια Gibbs**

$$dG = -SdT + VdP + \mu dN \quad (11)$$

$$C_P = T \left(\frac{\partial S(T, P, N)}{\partial T} \right)_{P, N} = - \left(\frac{\partial^2 G(T, P, N)}{\partial T^2} \right)_{P, N} \quad (12)$$

$$k_T = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V(T, P, N)}{\partial P} \right)_{T, N} = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial^2 G(T, P, N)}{\partial P^2} \right)_{T, N} \quad (13)$$

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V(T, P, N)}{\partial T} \right)_{P, N} = \frac{1}{V} \frac{\partial^2 G(T, P, N)}{\partial P \partial T} \quad (14)$$

Στατιστικές Συλλογές

Οι καταστάσεις ισορροπίας των μακροσκοπικών συστημάτων περιγράφονται από ένα σχετικά μικρό αριθμό μεταβλητών, π.χ. για ένα μονωμένο σύστημα από την εσωτερική ενέργεια, τον όγκο και τον αριθμό των μορίων, ενώ για ένα ανοικτό σύστημα από τη θερμοκρασία, την πίεση και τον αριθμό των μορίων, κ.τ.λ. Ο αριθμός όμως των μικροκαταστάσεων που αντιστοιχούν σε μια κατάσταση ισορροπίας είναι τεράστιος. Στη Στατιστική Θερμοδυναμική μια παρατηρήσιμη ποσότητα, \mathcal{O} , υπολογίζεται ως η μέση τιμή των τιμών της ποσότητας αυτής που λαμβάνει στις συγκεκριμένες μικροκαταστάσεις, το σύνολο των οποίων αποτελούν μια στατιστική **ΣΥΛΛΟΓΗ**. Στη Στατιστική Θερμοδυναμική οι πιο συχνά χρησιμοποιούμενες Συλλογές μικροκαταστάσεων είναι:

- 1 Μικροκανονική Συλλογή: (U, V, N) (Μονωμένα Συστήματα)
- 2 Κανονική Συλλογή: (T, V, N) (Κλειστά Συστήματα)
- 3 Μεγαλοκανονική Συλλογή: (T, V, μ) (Ανοικτά Συστήματα)
- 4 Ισόθερμη-Ισοβαρής Συλλογή (T, P, N)

Μέση Τιμή και Τυπική Απόκλιση

Εάν p_ν είναι η πιθανότητα εμφάνισης της μικροκατάστασης ν για μια συγκεκριμένη Συλλογή, η μέση τιμή μιας παρατηρήσιμης ποσότητας O ορίζεται

$$O \equiv \langle O \rangle = \sum_{\nu=1}^n p_\nu O_\nu, \quad (15)$$

όπου n ο αριθμός των μικροκαταστάσεων, και οι πιθανότητες p_ν ικανοποιούν τη συνθήκη κανονικοποίησης

$$\sum_{\nu=1}^n p_\nu = 1. \quad (16)$$

Η τυπική απόκλιση από τη μέση τιμή δίδεται από τη σχέση

$$(\Delta O)^2 \equiv \langle (\Delta O)^2 \rangle = \langle (O - \langle O \rangle)^2 \rangle \quad (17)$$

$$= \langle O^2 \rangle - (\langle O \rangle)^2. \quad (18)$$

Κατανομές Πιθανοτήτων

Η Εντροπία ορίζεται ως συνάρτηση των p_ν (Josiah Willard Gibbs)

$$S = -k_B \sum_{\nu} p_{\nu} \ln p_{\nu}. \quad (19)$$

Σύμφωνα με το Δεύτερο Θερμοδυναμικό νόμο στις καταστάσεις ισορροπίας ενός μονωμένου συστήματος η εντροπία παίρνει τη μέγιστη τιμή της. Για μονωμένα συστήματα μπορούμε να υπολογίσουμε τις πιθανότητες p_ν από τη συνθήκη μεγίστου της συνάρτησης της εντροπίας με τη μέθοδο των πολλαπλασιαστών Lagrange. Τα ακρότατα της συνάρτησης

$$F = S(p_1, \dots, p_\nu, \dots, p_n) - \lambda \left(\sum_{\nu=1}^n p_\nu - 1 \right), \quad (20)$$

συμπίπτουν με αυτά της S . λ είναι μια σταθερά που μπορεί να προσδιορισθεί από τη συνθήκη κανονικοποίησης των πιθανοτήτων. Επομένως

$$\frac{\partial F}{\partial p_\nu} = 0, \quad (21)$$

$$-k_B(\ln p_\nu + 1) - \lambda = 0 \quad (22)$$

$$k_B \ln p_\nu = -(\lambda + k_B) \quad (23)$$

$$p_\nu = \exp[-(\lambda + k_B)/k_B] \quad (24)$$

$$\nu = 1, \dots, n.$$

Παρατηρούμε ότι όλες οι καταστάσεις έχουν την ίδια πιθανότητα.

Μικροκανονική Συλλογή

Από τη συνθήκη κανονικοποίησης της πιθανότητας υπολογίζουμε ότι

$$p_{\nu} = \frac{1}{\Omega(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{N})}, \quad (25)$$

όπου $\Omega(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{N})$ είναι ο αριθμός όλων των δυνατών μικροκαταστάσεων που αντιστοιχούν στην εσωτερική ενέργεια \mathbf{u} , στον όγκο \mathbf{v} και στον αριθμό μορίων \mathbf{N} .

Γνωρίζουμε ήδη ότι η εντροπία ορίσθηκε από τον [Ludwig Boltzmann](#) ως

$$S = k_B \ln(\Omega).$$

Αποδείξτε την ισοδυναμία των δύο ορισμών της εντροπίας, κατά [Gibbs](#) και κατά [Boltzmann](#)

Κανονική Συλλογή

Εάν επιλέξουμε μια κανονική Συλλογή για το σύστημα μας τότε αποδεικνυεται με ανάλογο τρόπο όπως και για τη Μικροκανονική Συλλογή ότι, η πιθανότητα το μόριο να βρίσκεται στη μικροκατάσταση ν δίνεται από το γνωστό τύπο του Boltzmann

$$p_\nu(E_\nu) = \exp \left[\frac{1}{k_B T} A(T, V, N) \right] \exp \left[-\frac{E_\nu}{k_B T} \right]. \quad (26)$$

$A(T, V, N)$ είναι το Θερμοδυναμικό Δυναμικό Helmholtz.

Ορίζουμε τη **ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΕΠΙΜΕΡΙΣΜΟΥ**

$$Z = \sum_\nu \exp \left[-\frac{E_\nu}{k_B T} \right], \quad (27)$$

και από τη συνθήκη κανονικοποίησης των πιθανοτήτων των μικροκαταστάσεων παίρνουμε

$$\sum_\nu p_\nu = \exp \left[\frac{1}{k_B T} A(T, V, N) \right] Z = 1. \quad (28)$$

Επίσης γράφεται και ως εξής

$$\sum_\nu p_\nu = \exp [\beta A(T, V, N)] Z = 1, \quad (29)$$

όπου $\beta = 1/k_B T$.

Η Θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο ως η τυπική απόκλιση της εσωτερικής ενέργειας από τη μέση τιμή της για μια Κανονική Συλλογή.

Γνωρίζοντας τη συνάρτηση Επιμερισμού μπορούμε να υπολογίσουμε

$$A = -k_B T \ln Z \quad (30)$$

$$= -\beta^{-1} \ln Z \quad (31)$$

$$U = \langle E_\nu \rangle = \sum_\nu E_\nu p_\nu \quad (32)$$

$$= \sum_\nu E_\nu e^{-\beta E_\nu} / Z \quad (33)$$

$$= -\partial(\ln Z) / \partial \beta \quad (34)$$

$$= \partial(\beta A) / \partial \beta \quad (35)$$

$$= k_B T^2 \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_{V,N} \quad (36)$$

$$\langle (E_\nu - U)^2 \rangle = \sum_\nu (E_\nu - U)^2 e^{\beta(A - E_\nu)} \quad (37)$$

$$= -\sum_\nu (E_\nu - U) \frac{\partial}{\partial \beta} e^{\beta(A - E_\nu)} \quad (38)$$

$$= -\frac{\partial}{\partial \beta} \sum_\nu (E_\nu - U) e^{\beta(A - E_\nu)} - \frac{\partial U}{\partial \beta} \quad (39)$$

$$= -\frac{\partial U}{\partial \beta} \quad (40)$$

$$= k_B T^2 C_V \quad (41)$$

Υπολογισμός της Εντροπίας, της Πίεσης και του Χημικού Δυναμικού

$$S = k_B \ln Z + k_B T \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_{V,N} \quad (42)$$

$$P = k_B T \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial V} \right)_{T,N} \quad (43)$$

$$\mu = -k_B T \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial N} \right)_{T,V} \quad (44)$$

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑ

Η Στατιστική Μηχανική καταστάσεων θερμοδυναμικής ισορροπίας υπολογίζει τη συνάρτηση κατανομής πιθανοτήτων για μια συγκεκριμένη συλλογή και παράγει από τις μικροκαταστάσεις των μορίων τη συνάρτηση Επιμερισμού (Κατανομή). Τότε, όλες οι μακροσκοπικές ιδιότητες μπορούν να υπολογισθούν από τη συνάρτηση Επιμερισμού.

Συνάρτηση Επιμερισμού για ένα ιδανικό αέριο

Η Κανονική Συνάρτηση Επιμερισμού στην Κλασική Μηχανική N —ατόμων (μορίων) γράφεται

$$Z = \frac{1}{h^{3N}} \int e^{-\beta E(x_i, y_i, z_i, p_{xi}, p_{yi}, p_{zi})} \prod_i^N dx_i dy_i dz_i dp_{xi} dp_{yi} dp_{zi} \quad (45)$$

h είναι η σταθερά του Planck, $E = K(p_{xi}, p_{yi}, p_{zi}) + V(x_i, y_i, z_i)$ η ολική ενέργεια του συστήματος (κινητική + δυναμική) ως συνάρτηση των θέσεων (x_i, y_i, z_i) και των ορμών (p_{xi}, p_{yi}, p_{zi}) των N —ατόμων (μορίων).

Για ένα άτομο (μόριο) με μόνο κινητική ενέργεια η συνάρτηση επιμερισμού γράφεται

$$Z'_{\text{μεταφορική}} = \frac{1}{h^3} \int \int \int dx dy dz \int \int \int dp_x dp_y dp_z e^{-\beta(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m}. \quad (46)$$

Άρα

$$Z'_{\text{μεταφορική}} = \frac{V}{h^3} [2\pi mk_B T]^{3/2}. \quad (47)$$

Για ένα σύστημα N ομοίων ατόμων (μορίων) έχουμε

$$Z_{\text{μεταφορική}} = \frac{V^N}{N! h^{3N}} [2\pi mk_B T]^{3N/2}. \quad (48)$$

Μακροσκοπικές καταστατικές συναρτήσεις για ένα ιδανικό αέριο

Μπορούμε τώρα να υπολογίσουμε την εσωτερική ενέργεια και την καταστατική εξίσωση των ιδανικών αερίων

$$U = \langle E \rangle = \left(\frac{\partial (\ln Z_{\text{μεταφορική}})}{\partial (-\beta)} \right)_V = \frac{3N}{2\beta} = \frac{3}{2} Nk_B T, \quad (49)$$

$$\beta P = \left(\frac{\partial (\ln Z_{\text{μεταφορική}})}{\partial V} \right)_\beta = \frac{N}{V}, \quad (50)$$

ή

$$PV = Nk_B T. \quad (51)$$

Υπολογισμός Θερμοχωρητικότητας Ιδανικών Αερίων

Από την εξίσωση της εσωτερικής ενέργειας **ανά μόριο**

$$U' = \frac{3}{2} k_B T, \quad (52)$$

μπορούμε να υπολογίσουμε τη θερμοχωρητικότητα ανά μόριο

$$c_V = \left(\frac{\partial U'}{\partial T} \right)_{V,N} = \frac{3}{2} k_B \quad (53)$$

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑ

(1) Για κάθε μόριο οι τρεις μεταφορικοί βαθμοί ελευθερίας συνεισφέρουν $\frac{3}{2} k_B T$ στην εσωτερική ενέργεια και $\frac{3}{2} k_B$ στη θερμοχωρητικότητα.

(2) Η ενέργεια της περιστροφικής κίνησης των μορίων επίσης γράφεται ως άθροισμα τετραγωνικών όρων της στροφορμής, $E_r = \frac{1}{2} \left(\frac{L_x^2}{I_x} + \frac{L_y^2}{I_y} + \frac{L_z^2}{I_z} \right)$, και επομένως συμπεραίνουμε ότι, η συνάρτηση επιμερισμού θα δίνεται από ανάλογους τύπους όπως αυτών της μεταφορικής ενέργειας. Άρα, θα έχουμε συνεισφορά στην εσωτερική ενέργεια $\frac{3}{2} k_B T$ και στη θερμοχωρητικότητα $\frac{3}{2} k_B$ για μη γραμμικά μόρια και $k_B T$ και k_B για γραμμικά μόρια αντιστοίχως.

(3) Για τις δονήσεις των μορίων και εφ' όσον αυτές περιγράφονται ως αρμονικοί ταλαντωτές η ενέργεια είναι το άθροισμα της κινητικής και δυναμικής ενέργειας, $(E_v = \frac{1}{2} (p^2 + \omega^2 q^2))$, επίσης τετραγωνικοί όροι. Άρα, θα έχουμε για κάθε ταλαντωτή συνεισφορά στη θερμοχωρητικότητα k_B και στην εσωτερική ενέργεια $k_B T$. Συνολικά θα έχουμε για κάθε μόριο με n -άτομα, $3n - 6$ δονητικούς βαθμούς ελευθερίας (ή $3n - 5$ για γραμμικά μόρια) και επομένως, η συνεισφορά στην εσωτερική ενέργεια λόγω ταλαντώσεων είναι $(3n - 6) k_B T$ και στη θερμοχωρητικότητα $(3n - 6) k_B$ για μη-γραμμικά μόρια. Αντιστοίχως, για γραμμικά μόρια έχουμε $(3n - 5) k_B T$ και $(3n - 5) k_B$.

Ο Νόμος της Ισοκατανομής

ΣΥΝΟΛΙΚΟ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑ

Κάθε ανεξάρτητη μεταβλητή q_i ή/και p_{q_i} που εμφανίζεται στην ολική ενέργεια του συστήματος και μορφής, $E(q_i^2, p_{q_i}^2)$, συνεισφέρει στην εσωτερική ενέργεια $\frac{1}{2} k_B T$ και στη θερμοχωρητικότητα $\frac{1}{2} k_B$ ανά μόριο.

ΕΡΩΤΗΣΕΙΣ

- 1 Περιγράψτε τη συμπεριφορά της εντροπίας ως συνάρτηση του όγκου κατά την αλλαγή φάσης.
- 2 Περιγράψτε τη μεθοδολογία της Στατιστικής Μηχανικής
- 3 Αναπαράξτε την απόδειξη για την εύρεση της συνάρτησης κατανομής πιθανοτήτων για μια μικροκανονική συλλογή
- 4 Αποδείξτε τις Εξισώσεις 48, 49, 50, 51