

# Conducció de calor en una barra cilíndrica metàl·lica amb pèrdues newtonianes

Ismael Ràfols \*

Departament d'Estructura i Constituents de la Matèria. Universitat de Barcelona

## Introducció

El problema de conducció de calor en una barra cilíndrica sotmesa a una diferència de temperatura imposada externament a les puntes és un exemple habitual de l'evolució d'un sistema termodinàmic cap a un estat estacionari fora de l'equilibri (de Groot et al., 1984), (Yourgrau et al., 1982). En el cas més senzill, la barra es considera totalment isolada de l'ambient (excepte als extrems) i l'estat estacionari és donat per una distribució lineal de temperatura al llarg de la barra. Lurié i Wagensberg (Lurié et al., 1980) han emprat aquest cas simple per fer una simulació de l'evolució de la temperatura a la barra tot utilitzant un mètode d'elements finits, i per mostrar que la producció d'entropia del sistema evoluciona cap a un valor mínim, tal com prediu el teorema de la mínima producció d'entropia de Prigogine (Prigogine, 1947).

Si intentem muntar aquest experiment en un laboratori universitari, ens trobem que la condició d'isolament perfecte de la barra és impossible d'aconseguir a la pràctica. Aquí presentem un problema alternatiu de transport de calor en una barra cilíndrica metàl·lica que permet pèrdues newtonianes de la barra cap a l'ambient, el qual actua de bany tèrmic. Es tracta d'una situació una mica més general que inclou la barra perfectament isolada com un cas particular singular i que remarca la importància que tenen les condicions de contorn en la resolució d'equacions diferencials parcials. El treball té un doble objectiu. Per una banda, presentar un muntatge experimental del problema en un laboratori universitari amb adquisició automàtica de dades, i per l'altra, utilitzar els resultats experimentals per il·lustrar alguns conceptes fonamentals de la conducció de calor, tals com la influència de les condicions inicials i de contorn en la configuració de l'estat estacionari, i l'evolució temporal dels diversos termes que determinen el balanç d'entropia del sistema.

\*Ismael Ràfols (Esparreguera, 1970) és estudiant de quart curs de la llicenciatura de Física, especialitat de Física Fonamental, i col·labora amb el grup de Transicions de Fase del Departament d'E.C.M.

## Equació de transport de calor

Estudiem la conducció de calor al llarg d'una barra cilíndrica de secció constant sotmesa a una diferència fixa de temperatura i que intercanvia calor amb un bany tèrmic. La punta esquerra de la barra està a una temperatura constant  $T_L$ , mentre que la punta dreta i el bany tèrmic romanen a temperatura constant  $T_R$ , més baixa que  $T_L$ .

El balanç local d'entropia ens dóna:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{J}_q \quad (1)$$

on  $\rho$  és la densitat,  $c$  la capacitat calorífica per unitat de massa i  $J_q$  el flux de calor. La conducció de calor a la barra compleix la llei de Fourier:

$$\vec{J}_q = -\lambda \cdot \vec{\nabla} T \quad (2)$$

amb  $\lambda$  com a conductivitat tèrmica del sistema, de manera que l'equació (1) es converteix en

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) \quad (3)$$

Aquesta equació diferencial, que governa l'evolució de la distribució de temperatura, ha de ser completada amb la distribució de temperatura inicial (condició inicial) i amb les condicions de contorn. Introduïm aquestes últimes mitjançant la llei de refredament de Newton:

$$\lambda \vec{\rho}_0 \cdot \vec{\nabla} T + H(T - T_R) = 0 \quad (4)$$

la qual imposa que el flux de calor normal a través de la superfície sigui proporcional a la diferència de temperatures entre la superfície i el bany extern.  $\vec{\rho}_0$  és el vector unitari en la direcció radial i  $H$  és la conductància superficial, la qual depèn de les característiques tèrmiques i geomètriques dels dos medis. Quan la longitud de la barra és molt més gran que les seves dimensions radials, el sistema es pot considerar unidimensional. Diaz-Guilera (Díaz-Guilera, 1990), mitjançant una integració adient sobre les dimensions radials, ha donat recentment un procediment per traslladar l'equació (3) i la corresponent condició de contorn (4) a la seva forma unidimensional:

$$\rho c \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} - \frac{2H}{r} [T(z, t) - T_R] \quad (5)$$

on  $r$  és el radi de la barra.

### Solució de l'estat estacionari

Sota un gradient de temperatura que mantenim des de l'exterior, el sistema no pot anar a l'equilibri, sinó que tendeix cap a un estat estacionari final que es caracteritza per un transport d'energia no nul al llarg de la barra i per una distribució de temperatura no-uniforme. La solució de l'estat d'equilibri per l'equació (5) es troba imposant que la distribució de temperatura sigui independent del temps. Així:

$$0 = \lambda \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} - \frac{2H}{r} [T(z, t) - T_R] \quad (6)$$

Això és una equació diferencial lineal de segon ordre la qual si definim

$$\Theta(z, t) = T(z, t) - T_R \quad (7)$$

admet una solució general:

$$\Theta = Ae^{-\beta z} \quad (8)$$

on suposem que la barra és prou llarga com per associar al límit  $z \rightarrow \infty$  la temperatura  $T_R$  de la seva punta dreta. Si introduïm aquesta solució a l'equació diferencial i identifiquem termes, obtindrem la funció exponencial decreixent que descriu la distribució de temperatura de l'estat estacionari:

$$[T(z, \infty) - T_R] = [T_L - T_R]e^{-\beta z} \quad (9)$$

amb el coeficient

$$\beta = \left[ \frac{2H}{\lambda r} \right]^{1/2} \quad (10)$$

Tot i que generalment no coneixem  $H$ , és destacable que el coeficient  $\beta$  d'un sistema donat (el qual també depèn de les propietats tèrmiques i geomètriques del sistema i de l'entorn) pugui ser determinat experimentalment a partir de la distribució de temperatura de l'estat estacionari.

### Equació de balanç d'entropia

A la termodinàmica clàssica, l'entropia es defineix només per a estats d'equilibri termodinàmic. Per generalitzar el concepte d'entropia a situacions fora de l'equilibri, cal adoptar la *hipòtesi d'equilibri local*: el sistema està subdividit en un gran nombre d'elements de volum de manera que l'equilibri termodinàmic es compleix localment en cadascun dels elements. Perquè aquesta hipòtesi sigui raonable cada element de volum ha de ser microscòpicament prou gran perquè les variables intensives com la pressió i la temperatura puguin ser definides, però macroscòpicament prou petit perquè aquestes quantitats no variïn de manera apreciable dins de l'element de volum. Aquesta hipòtesi d'equilibri local

implica que la relació fonamental de Gibbs (combinació de la primera i de la segona lleis de la termodinàmica) és aplicable a cada element de volum del sistema (de Groot et al., 1984), (Yourgrau et al., 1982). Si menyspreem els canvis de volum, la relació de Gibbs ens dóna:

$$ds = \frac{1}{T} du \quad (11)$$

on  $s$  i  $u$  són l'entropia i l'energia interna per unitat de massa de l'element de volum. Si en fem la derivada temporal trobem:

$$\rho \frac{ds}{dt} = \rho \frac{1}{T} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{T} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_q \quad (12)$$

La darrera igualtat s'obté a partir del balanç d'energia vist a l'equació (1). La identitat

$$\vec{\nabla} \cdot (f\vec{v}) = (\vec{\nabla}f) \cdot \vec{v} + f \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (13)$$

ens porta a l'equació de balanç d'entropia:

$$\rho \frac{ds}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s = \sigma \quad (14)$$

En aquesta equació,

$$\vec{J}_s = \frac{\vec{J}_q}{T} \quad (15)$$

representa un flux de densitat d'entropia a través de les fronteres de l'element de volum, i

$$\sigma = \vec{J}_q \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{T} \quad (16)$$

representa una producció d'entropia per unitat de volum i per unitat de temps en el mateix element. A partir de la segona llei de la termodinàmica és directe veure que  $\sigma$  serà positiu.

### Flux d'entropia i producció d'entropia en una barra conductora cilíndrica amb pèrdues newtonianes

Ara volem obtenir expressions explícites del flux d'entropia i la producció d'entropia per al nostre sistema particular.

Si definim:

$$\Phi(r, t) \equiv \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s \quad (17)$$

i fem ús de les equacions (2) i (15), ens resulta per al flux d'entropia en cada punt de la barra:

$$\Phi(r, t) = -\lambda \vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{\nabla} T}{T} \quad (18)$$

De manera equivalent, la producció local d'entropia es dedueix de les equacions (2) i (16):

$$\sigma(r, t) = -\lambda \vec{\nabla} T \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{T} \quad (19)$$

Les variacions de temperatura en la direcció radial es consideren menyspreables enfront de les variacions en la direcció axial, a causa de la geometria particular del nostre sistema i de la gran conductivitat tèrmica de la barra metàl·lica. Per aquesta raó, fem la mitjana del flux i la producció d'entropia locals sobre la secció de la barra, i prenem les quantitats locals com a dependents només de la variació de temperatura en la direcció axial. El resultat per al flux d'entropia esdevé

$$\Phi(z, t) = -\frac{\lambda}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\lambda}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 + \frac{2H}{r} \frac{1}{T} (T - T_R) \quad (20)$$

i per a la producció d'entropia trobem, tal com esperàvem, un valor positiu:

$$\sigma(z, t) = \frac{\lambda}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \quad (21)$$

Per raons de brevetat estalviem els detalls d'aquests càlculs, anàlegs al càlcul que duu a l'equació (5). A primer cop d'ull es veu que en l'equilibri termodinàmic, on no tenim gradients de temperatura, la producció d'entropia esdevindria zero, és a dir, retrobariem la termodinàmica clàssica.

Finalment, de manera immediata a partir de l'equació (14), tindrem:

$$\rho \frac{ds}{dt} = \frac{\lambda}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{2H}{r} \frac{1}{T} (T - T_R) \quad (22)$$

A l'estat estacionari el segon membre es fa idènticament zero, tal com es veu a l'equació (6). Això reflecteix que, en arribar a l'estat estacionari, tots els potencials termodinàmics, inclosa l'entropia, esdevenen independents del temps.

### Transferència d'entropia i producció d'entropia globals en una barra tèrmicament conductora amb pèrdues newtonianes

Aquí examinem les conseqüències de l'equació de balanç d'entropia per al sistema global. Integrant l'equació (14) sobre el volum  $V$  del sistema resulta

$$\rho \frac{d}{dt} \int_V s dV = - \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s dV + \int_V \sigma dV \quad (23)$$

que es rescriu normalment com:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_e S}{dt} + \frac{d_i S}{dt} \quad (24)$$

El primer terme del costat dret és de fet, pel teorema de la divergència, una integral sobre la superfície tancada del sistema. Per tant, l'equació afirma que el canvi d'entropia  $dS$  d'un sistema es compon de dos termes: el terme  $d_e S$ , que resulta de la transferència de calor a través de les fronteres del sistema, i el terme  $d_i S$ , degut a intercanvis dins el sistema.

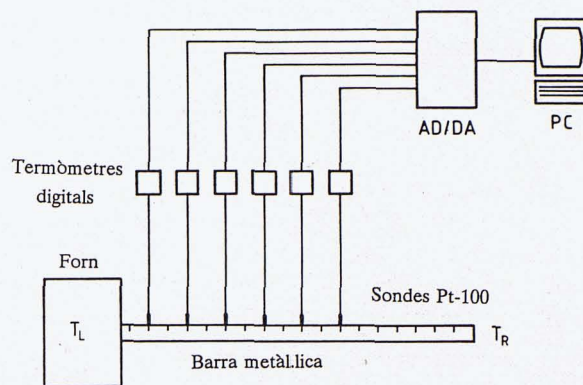


Figura 1: Esquema del dispositiu experimental i del sistema d'adquisició de dades

En el nostre cas aquestes magnituds es poden calcular com:

$$\frac{d_e S}{dt} = -A \int_0^L \Phi(z, t) dz \quad (25)$$

i

$$\frac{d_i S}{dt} = A \int_0^L \sigma(z, t) dz \quad (26)$$

on ja hem integrat sobre la secció transversal.  $L$  és la longitud de la barra i  $A = \pi r^2$  és la secció transversal. Si reescalem el resultat per  $A\lambda$  obtindrem finalment:

$$\frac{d_e S}{dt} \propto \int_0^L \frac{1}{T} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) dz - \int_0^L \frac{1}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 dz - \frac{2H}{\lambda r} \int_0^L \frac{1}{T} (T - T_R) dz \quad (27)$$

i

$$\frac{d_i S}{dt} \propto \int_0^L \frac{1}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 dz \quad (28)$$

que depenen només de quantitats a les quals podem accedir experimentalment.

### Sistema experimental

El sistema experimental (figura 1) consisteix en una barra cilíndrica de ferro d'1,30 m de llargada i 0,015 m de diàmetre. Un extrem de la barra es posa al forn a temperatura constant  $T_L$ , i la resta es troba en contacte tèrmic amb l'ambient, que es comporta com un bany tèrmic a temperatura ambient  $T_R$ . La barra metàl·lica s'ha escollit prou llarga per poder assegurar que l'extrem dret roman a temperatura constant  $T_R$ , malgrat la seva gran conductivitat tèrmica que permet garantir una temperatura uniforme en la direcció radial. S'han fet divuit forats al llarg de la barra tot començant al forn i espaiats 0,05 m, de manera que cadascun d'ells pot albergar una sonda Pt100 d'un termòmetre de resistència. En cada

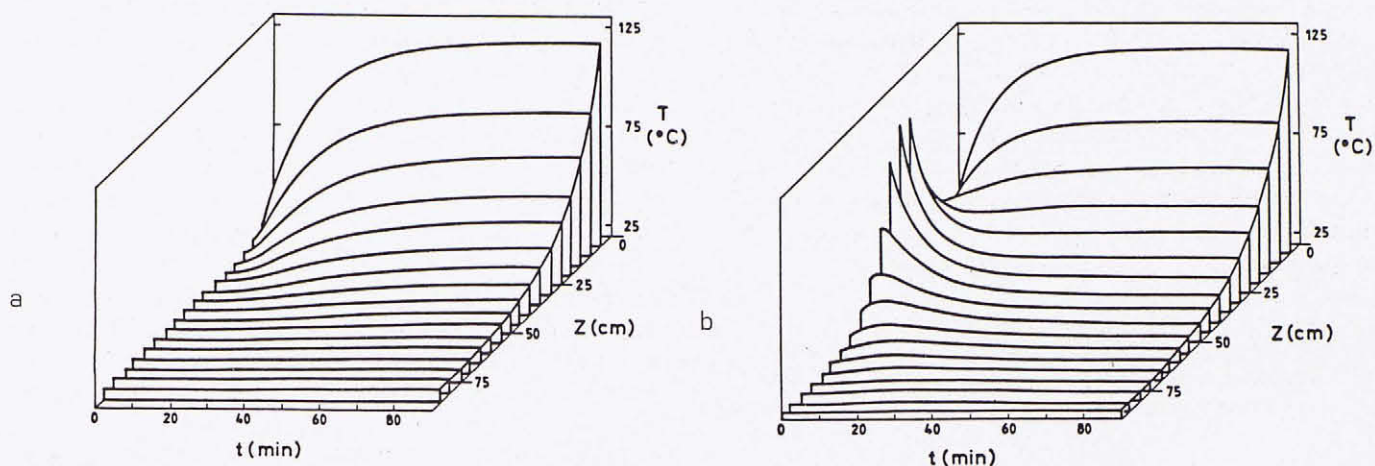


Figura 2: Dos exemples de l'evolució temporal de la distribució de temperatura a la barra. Com que les condicions de contorn són les mateixes en tots dos casos, tenim que a partir de condicions inicials diferents, les distribucions evolucionen cap al mateix estat estacionari. (a) US i (b) NS

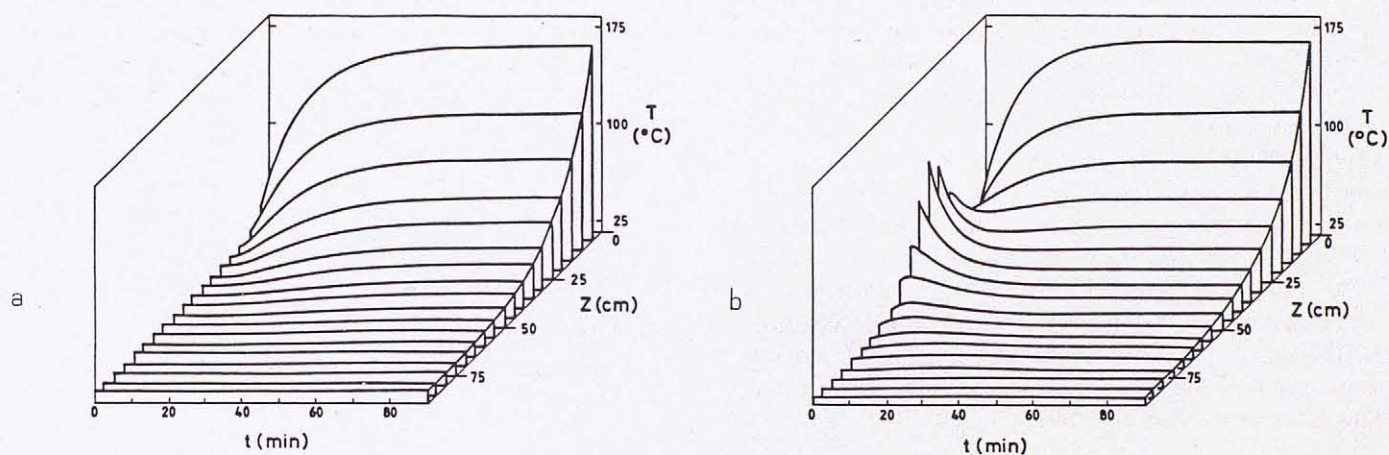


Figura 3: Casos anàlegs al de la figura 2, ara amb un altre gradient de temperatura, però amb les mateixes condicions inicials. (a) UL i (b) NL

Condicions inicials		Condicions de contorn		Estat estacionari		
				$d_i S/dt$		
		$T_L/K$	$T_R/K$	$\beta/m^{-1}$	analític	numèric
UL	T uniforme	494	300	$7,0 \pm 0,4$	0,742	0,738
NL	T no uniforme	496	296	$6,7 \pm 0,4$	0,765	0,768
US	T uniforme	428	299	$6,5 \pm 0,3$	0,380	0,380
NS	T no uniforme	428	297	$6,5 \pm 0,3$	0,389	0,392

Taula 1: Resum de condicions experimentals i resultats

mesura s'utilitzen simultàniament sis termòmetres de resistència. Els termòmetres envien un senyal analògic de 5 mV/grau el qual és llegit i traduït a un senyal digital en una carta AD de 14 bits d'un PC compatible. Per a cada termòmetre l'ordinador pren un mitjana sobre 50 lectures i emmagatzema el resultat una vegada per minut. En els nostres experiments una mesura completa dura 90 minuts, interval de temps considerat suficient perquè la barra assoleixi l'estat estacionari.

## Resultats

Hem realitzat mesures per a dues condicions inicials diferents (uniforme i no-uniforme) i dues temperatures del forn diferents (alta i baixa). Això implica que s'han de considerar quatre casos:

- UL:  $T$  inicial uniforme, gradient de  $T$  gran
- NL:  $T$  inicial no uniforme, gradient de  $T$  gran
- US:  $T$  inicial uniforme, gradient de  $T$  petit
- NS:  $T$  inicial no uniforme, gradient de  $T$  petit

La condició inicial de temperatura uniforme, l'establim si tota la barra es troba a temperatura ambient quan posem un extrem de la barra al forn; la condició inicial de temperatura no uniforme, l'establim tot escalfant una zona central de la barra per sobre de la temperatura ambient, abans de posar un extrem de la barra al forn. En cadascun dels casos hem pres una col·lecció de més de vint mesures completes, que difereixen en les posicions en què es troben les sis sondes de temperatura sobre les divuit posicions accessibles.

Les principals fonts d'error són la manca de reproductibilitat de la temperatura del forn, del contacte tèrmic entre el forn i la barra, de la temperatura ambient  $T_R$ , i també de les temperatures inicials de les regions prèviament escalfades per aconseguir condicions inicials no uniformes. Aquestes fonts d'error són difícils d'avaluar independentment, però han provocat incerteses de temperatura entre diferents mesures menors de  $\pm 3^\circ\text{C}$  prop del forn i  $\pm 0, 5^\circ\text{C}$  a l'altre extrem de la barra.

## Distribució de temperatura

La figura 2 mostra l'evolució temporal de la temperatura de la barra per als casos US i NS, que corresponen al mateix gradient de temperatura però diferents condicions inicials. Es veu com la distribució de temperatura perd memòria progressivament de les condicions inicials i, per a temps prou llargs, assoleix un estat estacionari que no depèn de les condicions inicials. La comparació amb els casos UL i NL (figura 3) també ens revela que la distribució de l'estat estacionari depèn únicament de les temperatures fixades a les fronteres, és a dir, de la força termodinàmica que actua sobre la barra.

En els dos casos en què la distribució inicial de temperatura és no-uniforme, l'estat estacionari s'assoleix abans; això és degut al fet que la part central de la barra

es troba des de l'inici a temperatures més altes que la resta, la qual cosa ajuda a augmentar més ràpidament les temperatures en les posicions allunyades del forn.

L'estat estacionari assolit en els quatre casos tinguts en compte es descriu molt bé mitjançant una distribució exponencial de temperatura. Aquest fet, en acord amb la predicció de l'equació de transport de calor, dóna solidesa a l'elecció de la llei de refredament de Newton com a model adequat per descriure les pèrdues de calor cap a l'ambient. El coeficient  $\beta$  de l'exponencial decreixent, calculat mitjançant una regressió exponencial (taula 1), és pràcticament el mateix en tots els casos amb una lleugera tendència a augmentar per a gradients tèrmics grans. Aquesta tendència es podria relacionar amb el decreixement de la conductivitat tèrmica amb la temperatura en el ferro (Ashcroft et al., 1976). El coeficient de la regressió sempre és millor que 0,998 i la incertesa reflecteix el rang de valors obtinguts per a diferents conjunts de dades en la regressió.

## Producció d'entropia i transferència d'entropia

Per calcular l'evolució temporal de la producció i la transferència d'entropia del sistema utilitzem una versió discreta de les equacions (27) i (28) equivalent a la que proposaren Lurié i Wagensberg (Lurié et al., 1980). Les equacions discretes estableixen:

$$\frac{d_i S}{dt} \propto -\frac{1}{l} \sum_{i=0}^{n-1} (T_{i+1} - T_i) \left( \frac{1}{T_{i+1}} - \frac{1}{T_i} \right) \quad (29)$$

$$\frac{d_e S}{dt} \propto -\frac{1}{l} \frac{1}{T_0} (T_1 - T_0) + \frac{1}{l} \frac{1}{T_n} (T_n - T_{n-1}) - \beta^2 l \sum_{i=1}^{n-1} \left( 1 - \frac{T_n}{T_i} \right) \quad (30)$$

Aquí  $T_0$  representa la temperatura del forn  $T_L$  mentre que  $T_n$  representa la temperatura ambiental  $T_R$ ;  $l$  dóna la longitud de l'element de volum en el model discret. Les equacions s'han reescalat de manera que les propietats tèrmiques i geomètriques de la barra apareixen només mitjançant la longitud  $l$  i el coeficient  $\beta$  de la distribució exponencial de temperatura de l'estat estacionari. Ambdues quantitats s'obtenen dels experiments.

Per tal de millorar el càlcul de les diferències al llarg de l'eix  $z$ , on només disposem de divuit punts experimentals, hem interpolat vint punts entre cada dos punts experimentals. De totes maneres, durant els primers minuts l'únic terme rellevant de les equacions (29) i (30) és el gradient de temperatura prop del forn i puix que aquest està determinat per menys de quatre punts experimentals, la corba interpolada mai no serà gaire realista, independentment de l'algorisme emprat. D'aquí que el nostre càlcul de  $d_i S/dt$  i  $d_e S/dt$  no pugui ser

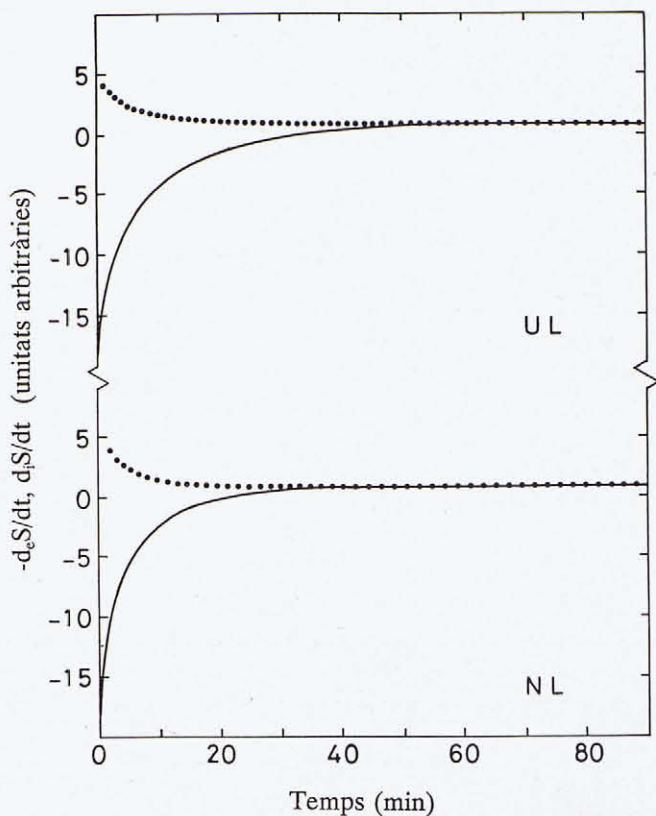


Figura 4: Evolució de la producció d'entropia (línia de punts) i la transferència d'entropia (línia contínua) en dues situacions experimentals amb la mateixa força termodinàmica però diferents condicions inicials

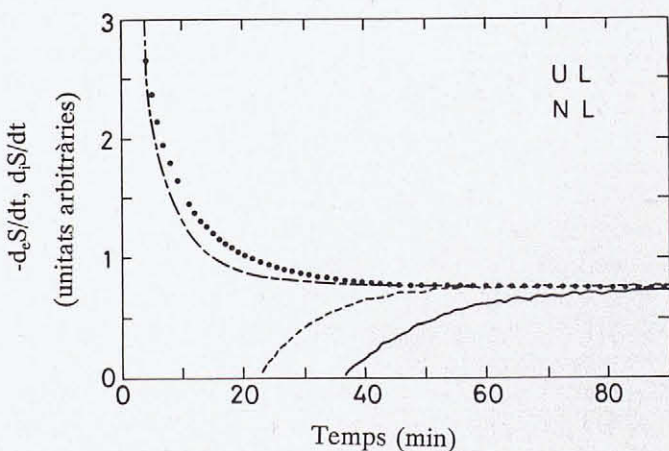


Figura 5: Gràfic ampliat de l'evolució temporal de la producció d'entropia i de la transferència d'entropia en dos casos diferents. (a) UL, la línia (1) representa  $d_i S/dt$  i la línia (2),  $-d_e S/dt$ . (b) NL, la línia (3) representa  $d_i S/dt$  i la (4),  $-d_e S/dt$

considerat gaire fiable durant els primers quatre o cinc minuts de cada procés.

La figura 4 mostra l'evolució temporal d'aquestes dues quantitats en dos casos diferents: UL i NL. La producció d'entropia evoluciona monòtonament cap a un mínim corresponent a l'estat estacionari, com és d'esperar segons el teorema de la mínima producció d'entropia de Prigogine. D'altra banda, com que l'entropia del sistema esdevé independent del temps a l'estat estacionari, la transferència d'entropia iguala la producció d'entropia (amb signe canviat). A més a més, el valor asimptòtic, tant de la producció d'entropia com de la transferència d'entropia per a temps llargs, resulta ser el mateix en els dos casos UL i NL, conseqüència directa del fet comentat anteriorment que l'estat estacionari no depèn de les condicions inicials.

Els valors que pren la producció d'entropia a l'estat estacionari, calculats a partir de l'equació (29), són llistats a la taula 1 sota el títol *numèric*. Val la pena fixar-se que els valors corresponents a un gradient tèrmic gran gairebé doblen els valors corresponents a un gradient tèrmic petit, la qual cosa dona una mesura de la distància que separa l'estat estacionari de l'equilibri tèrmic del sistema (temperatura uniforme). Els valors de la producció d'entropia de l'estat estacionari també es poden obtenir analíticament a partir de l'equació (28), si hi introduïm la distribució de temperatura donada en l'equació (9) amb el coeficient de la distribució exponencial donat a la taula 1, el qual hem obtingut experimentalment. Els resultats s'exposen a la taula 1 sota el títol *analític*. Si els comparem amb els valors *numèric* observem un acord destacable que demostra que el procediment matemàtic és fiable, almenys per a les últimes etapes de l'evolució cap a l'estat estacionari.

La figura 5 reproduïx, ampliadès i juntes, les corbes de la figura 4. El càlcul  $d_i S/dt$  demostra ser acurat: a part de mantenir-se insensible al càlcul numèric utilitzat, gairebé no presenta fluctuacions. Contràriament, les corbes de  $d_e S/dt$  calculades presenten un soroll apreciable i hem comprovat que es veuen influïdes pel canvi del mètode numèric emprat. Això és degut a la seva forta dependència del coeficient exponencial  $\beta$  i particularment de la distribució de temperatura prop del forn. La transferència d'entropia resulta ser molt sensible a qualsevol canvi d'aquests factors experimentals, fins i tot dins la seva barra d'error.

### Conclusions

El simple problema de conducció de calor al llarg d'una barra cilíndrica metàl·lica sotmesa a una diferència de temperatura fixa amb pèrdues de calor modelades segons la llei de refredament de Newton, il·lustra diversos conceptes de la termodinàmica de processos fora de l'equilibri:

- i) El sistema evoluciona cap a un estat esta-

cionari caracteritzat per la distribució exponencial de temperatura esperada segons les prediccions teòriques.

- ii) El sistema no reté memòria de les condicions inicials; l'estat estacionari només depèn de les condicions de contorn, és a dir, de la força termodinàmica aplicada. De totes maneres, les condicions inicials determinen un estat transitori més o menys llarg abans que el sistema decaigui a l'estat estacionari.
- iii) L'evolució cap a un estat estacionari va acompanyada

per una evolució monòtona de la producció d'entropia cap a un valor mínim. Aquest valor serà una mesura de la separació de l'estat estacionari de l'equilibri termodinàmic.

### Agraïments

Agraïco a en Jordi Ortín la proposta del treball, i la seva pacient i inestimable direcció en dur-lo a terme. Agraïco també la col·laboració de M. Rubí, A. Díaz-Guilera i E. Vives en profitoses discussions.

### Bibliografia

- DE GROOT, S.R. i MAZUR, P., *Nonequilibrium Thermodynamics*, Dover, (New York, 1984).
- YOURGRAU, W., VAN DER MERWE, A. i RAW, G., *Treatise on Irreversible and Statistical Physics*, Dover, (New York, 1982).
- LURIÉ, D. i WAGENSBERG, J., Concepts of nonequilibrium thermodynamics in discrete model of heat conduction, *Am. J. Phys.*, **48**, 868-872 (1980).
- PRIGOGINE, I., *Étude thermodynamique des phénomènes irréversibles*, Éditions Desoer, (Liège, 1947).
- DIAZ-GUILERA, A., On heat conduction on one-dimensional solids, *Am. J. Phys.*, **58**, 779-780 (1990).
- ASHCROFT, N.W. i MERMIN, N.D., *Solid State Physics*, Holt, Rinehart and Winston, (New York, 1976).

## PREMI "JORDI PORTA I JUÉ"

de la Societat Catalana de Física

Convocat per trentena vegada el 23 d'abril de 1992, serà adjudicat el 30 de març de 1993. L'import del premi és de 100.000 pessetes.

El Jurat podrà concedir per unanimitat un altre primer premi, i tant si el premi s'adjudica com si no, es podran concedir un o més accèssits.

Poden prendre part en aquesta convocatòria estudiants de qualsevol centre universitari.

Els treballs que aspiraran al premi hauran d'ésser escrits en català, i s'hauran de presentar en dos exemplars escrits a màquina i signats per l'autor, el qual indicarà la seva adreça, així com la Facultat o Escola on estudia i el curs en què està matriculat. En queden excloses les tesis doctorals.

Farà l'adjudicació un Jurat format per tres membres designats pel Consell Directiu de la Societat.

Els premis es faran efectius el dia del lliurament dels premis de l'INSTITUT D'ESTUDIS CATALANS.

La Societat no s'obliga a retornar els treballs no premiats que no hauran estat recollits dins els tres mesos següents a la data d'adjudicació dels premis.

Les obres aspirants al premi hauran d'ésser trameses, per correu certificat, a la Secretaria de la Societat, o bé presentades a la seu de l'INSTITUT D'ESTUDIS CATALANS, carrer del Carme, 47, 08001 Barcelona, abans del 31 de desembre de 1992.