

FISICA/ MENTE

L'instaurarsi spontaneo di un ordine in un sistema caotico.

L'origine della vita.

Mario Ageno

Istituto di Fisica dell'Università di Roma

(Relazione tenuta al Congresso AIF di Rimini il 4 ottobre 1978. Pubblicata in *La Fisica nella Scuola*, Anno XI, n° 4, 1978).

1. Sistemi complessi ripetitivi e non

Il tema che desidero svolgere davanti a voi si ricollega ad un argomento [1] che è oggi di grande attualità e che consente di incominciare a vedere da un unico punto di vista un gran numero di fenomeni nei più diversi campi della ricerca: fenomeni che risultano accomunati tra loro essenzialmente dall'essere descrivibili mediante sistemi di equazioni differenziali *non lineari* [2]. Tale argomento sarà tuttavia qui solo sfiorato, con considerazioni di carattere qualitativo e modelli intuitivi, mentre cercherò di impostare un discorso che apra delle prospettive verso la fisica dei sistemi viventi, un campo che promette di diventare assai presto uno dei più importanti fronti di avanzamento della ricerca in fisica.

Con le parole « un sistema complesso » intenderemo in generale un sistema fisico qualsiasi che, analizzato in un certo modo e in certe condizioni, risulta costituito da un grande numero di sottosistemi fisicamente ben individuati, anche se interagenti tra loro in modo più o meno stretto. Per esempio, una certa quantità di un certo gas è in questo senso un sistema complesso, in quanto il gas viene pensato come costituito da un gran numero di molecole, ciascuna delle quali è uno dei sottosistemi di cui abbiamo parlato.

Un altro esempio di sistema complesso è offerto dal sistema nervoso centrale di un animale superiore. Esso è costituito da una complicata rete di cellule nervose, i neuroni, ciascuna delle quali interagisce con molte altre tramite i suoi lunghi e sottili prolungamenti, l'assone e i dendriti. Ogni neurone, nonostante che la sua forma sia di regola estremamente irregolare, costituisce una entità biologica perfettamente definita e ben distinta dalle cellule contigue, dalle quali la separano le sinapsi attraverso cui gli impulsi nervosi sono trasmessi per via chimica.

Questo ultimo esempio ci offre l'opportunità di distinguere i sistemi complessi in due categorie: i sistemi complessi che diremo *ripetitivi*, quale è un gas costituito da molecole tutte uguali tra loro; e i sistemi complessi *non ripetitivi*, in quanto costituiti da sottosistemi che, pur essendo in numero estremamente elevato, sono tuttavia diversi di regola l'uno dall'altro o per la struttura o per le funzioni che sono chiamati a svolgere all'interno del sistema. È ciò che avviene appunto nel sistema nervoso centrale di un animale superiore, costituito da un numero di neuroni dell'ordine di 10^{10} , ove singoli neuroni (e gruppi di neuroni) svolgono funzioni specializzate diverse da quelle svolte da altri neuroni o gruppi di neuroni. In altre parole, nei sistemi complessi non ripetitivi, i singoli sottosistemi componenti sono di regola *individualizzati*.

Un altro esempio tipico di sistema complesso non ripetitivo è costituito dall'insieme degli enzimi cellulari. Ogni enzima è presente nella cellula con un numero più o meno elevato di molecole tutte uguali tra loro (o di pochi tipi tra loro assai simili): da qualche decina a parecchie migliaia. Ma la cellula contiene molte migliaia di enzimi diversi, ciascuno dei quali assolve una funzione specifica catalizzando una particolare

reazione biochimica e solo quella. Ogni enzima ha dunque una sua individualità e tra i vari enzimi esiste una rete estremamente complessa di interazioni dirette e indirette, che coinvolge metaboliti e geni contenenti l'informazione per la sintesi degli enzimi stessi.

Anche l'insieme degli organismi viventi esistenti sulla Terra, la cosiddetta biosfera, costituisce un sistema complesso non ripetitivo e la stessa popolazione umana mondiale ne costituisce un altro, se teniamo presente il fatto che gli esemplari di *Homo sapiens* sono tutti diversi l'uno dall'altro, sono cioè individui e non unità ripetitive.

Questi ultimi esempi sono sufficienti a far capire come la fisica dei sistemi viventi rientri tutta nella fisica dei sistemi complessi non ripetitivi.

2. Livelli gerarchici

I sistemi complessi sono spesso organizzati gerarchicamente, nel senso che ciascuno dei sottosistemi che li costituiscono è a sua volta un sistema complesso e ciò può ripetersi più e più volte, a differenti livelli [3]. Il più semplice esempio di un sistema gerarchico a molti livelli è costituito da un corpo materiale. Un corpo solido macroscopico risulta all'analisi costituito generalmente da microcristalli e molecole. Questi sono costituiti da atomi, gli atomi consistono di un certo numero di elettroni negativi e di un nucleo; il nucleo atomico risulta a sua volta costituito da neutroni e protoni...

Analogamente, nel mondo della vita, il livello fondamentale è costituito da piccole molecole; queste sono le unità costitutive delle macromolecole, i polimeri biologicamente significativi; dalle macromolecole si passa al livello degli aggregati macromolecolari e degli organelli cellulari; vengono quindi le cellule, i tessuti e gli organi, gli organismi multicellulari, le popolazioni delle varie specie, i sistemi ecologici.

Ci si può chiedere se c'è una ragione per cui i sistemi complessi naturali sono praticamente sempre organizzati gerarchicamente. La teoria dei sistemi gerarchici [3] fornisce in proposito indicazioni molto precise: in particolare, un sistema organizzato gerarchicamente è in grado di evolvere molto più rapidamente di un sistema che non sia organizzato in tal modo. È tuttavia possibile convincersi della convenienza di un'organizzazione gerarchica, anche senza far ricorso alla teoria, attraverso un gran numero di esempi tratti dall'esperienza comune. Ne riportiamo uno solo. Si supponga di dover mettere in ordine alfabetico alcune migliaia di schede, su ciascuna delle quali è scritta una parola (potrebbero essere le voci dell'indice analitico di un grosso trattato). Si può procedere in due modi. Il primo consiste nel prendere le schede una per volta e nel sistemarle via via nell'ordine richiesto rispetto a tutte quelle precedentemente sistemate. Il secondo metodo consiste invece nello smistare rapidamente tutte le schede, facendone in un primo tempo ventisei gruppi, secondo l'ordine alfabetico della prima lettera della voce relativa e trascurando tutte le lettere successive. Si smistano quindi nuovamente le schede di ciascun gruppo, facendone ventisei sottogruppi, secondo l'ordine alfabetico della seconda lettera della voce corrispondente, e così si procede fino ad avere sotto-sotto-...-gruppi di poche schede, il cui ordine alfabetico si controlla immediatamente. Si raccolgono quindi nell'ordine inverso a quello in cui sono stati formati i vari sottogruppi già ordinati alfabeticamente, fino a ricostituire l'insieme di tutte le schede, che risulta anch'esso ordinato, come richiesto. L'esperienza insegna che il secondo metodo è di gran lunga più rapido del primo. Esso è notevolmente sveltito dal fatto che, dopo il primo smistamento in ventisei gruppi, gli smistamenti successivi consistono sempre di un numero di sottogruppi molto minore di ventisei a causa delle correlazioni tra lettere successive di una parola, esistenti in tutte le lingue. Se per esempio la prima lettera è f, la seconda può di regola essere solo: a, e, i, l, o, r, u, salvo casi eccezionali, isolati, che non allungano sensibilmente le operazioni.

Spesso, se non sempre, un sistema gerarchico a molti livelli può esistere in molti stati diversi in cui solo una parte dei livelli più profondi è di fatto osservabile, mentre i livelli gerarchici superiori rappresentano potenzialità non realizzate. Così per esempio un sistema di neutroni è stabile ad altissime pressioni (in una stella di neutroni [4]), ma a pressioni minori si formano elettroni e nuclei atomici e poi a pressioni e temperature convenienti atomi, molecole e quindi anche corpi condensati di varia natura. Analogamente, un sistema vivente può essere costituito da singoli organismi unicellulari, senza traccia di organizzazione propria dei livelli gerarchici superiori.

Ciò pone il problema di come e quando il sistema complesso, che possiede potenzialmente molti livelli gerarchici, possa passare da uno stato all'altro, con la comparsa o la sparizione delle subunità caratteristiche di uno, o più, dei livelli superiori. Vediamo che cosa si può dire in proposito.

Fissiamo la nostra attenzione su di un certo sistema gerarchico, i cui sottosistemi siano solo parzialmente realizzati, fino e non oltre un certo livello che non è il più elevato potenzialmente possibile. In altre parole, supponiamo che il sistema in questione si possa analizzare in sottosistemi fisicamente ben individuabili anche se occasionalmente interagenti, con la condizione che questi non si aggregino a formare sottosistemi di dimensioni maggiori pure possibili in altre condizioni. Per esempio, un fluido, concepito come l'insieme delle sue molecole, soddisfa a questa condizione se è localmente in equilibrio termodinamico, anche se è soggetto a una forza esterna che crei in esso un gradiente di densità. Abbassando convenientemente la

temperatura esso cristallizza: le subunità componenti si aggregano dando luogo ad un nuovo livello gerarchico.

Diremo che l'insieme dei sottosistemi di livello più elevato realizzati è caotico se esso è *localmente* in equilibrio termodinamico, in quanto appunto i sottosistemi non si aggregano a formare sottosistemi più complessi, non danno luogo a moti d'insieme ordinati, non è individuabile nel sistema alcun tipo di entità di cui essi siano gli elementi e che costituisca a sua volta un sottosistema del sistema considerato.

Se il sistema dato è ripetitivo, la fisica dispone di metodi generali per descriverlo, i metodi della termodinamica e della meccanica statistica. Se si tratta invece di un sistema non ripetitivo, non abbiamo idea di come si possa procedere: tutti i metodi generali vengono meno e la descrizione diretta dettagliata, analitica è praticamente impossibile a causa della complessità del sistema. È istruttivo da questo punto di vista il fallimento del tentativo fatto nel 1963 da B.C. Goodwin [5] di descrivere l'organizzazione temporale di una cellula, concepita come un insieme di circuiti di controllo elementari, ciascuno comprendente un gene e il relativo enzima: questo catalizzava una certa reazione biochimica che a sua volta, tramite i suoi prodotti o qualcuna delle sostanze reagenti, regolava la trascrizione del gene, e quindi la sintesi dell'enzima, a seconda delle necessità cellulari. Goodwin ha cercato di schematizzare la situazione, trattando tutti i circuiti come se fossero di un certo tipo medio e ha sviluppato per descrivere il sistema un metodo generale formalmente analogo alla meccanica statistica. In realtà, il tentativo è completamente fallito, proprio perché la schematizzazione adottata consisteva nell'eliminare la individualità dei singoli circuiti di regolazione: questa ultima dal punto di vista biologico, non rappresenta affatto un dettaglio in prima approssimazione trascurabile, ma è proprio l'essenza, il punto focale del problema.

Per le considerazioni che dovremo fare nel seguito, non ha molta importanza che i sistemi complessi che dovremo considerare siano o no ripetitivi. Ci aspettiamo, in generale, che se si tratta di sistemi biologici essi siano non ripetitivi. Cercheremo tuttavia di esaminare alcune proprietà caratteristiche dei sistemi complessi in generale, ragionando in particolare su sistemi ripetitivi perché molto più facili da discutere, ma cercheremo poi di applicare i risultati ottenuti anche a sistemi complessi essenzialmente non ripetitivi.

Consideriamo dunque un sistema complesso caotico, del tipo sopra specificato e supponiamo che esso si trovi in uno stato di equilibrio. Facendo variare convenientemente i valori dei parametri esterni da cui dipende lo stato del sistema, può avvenire che, a un certo punto, in questo ultimo si instauri spontaneamente un nuovo tipo di ordine. Ciò significa che per certi valori dei parametri esterni, i sottosistemi indipendenti di cui esso è costituito, si associano in qualche modo a formare nuovi sottosistemi di livello gerarchico più elevato.

Fenomeni di questo genere sono molto comuni e tutti ne conoscono alcuni. I più semplici sono ovviamente i cambiamenti di stato di aggregazione: un liquido che cristallizza, ad esempio. Più in generale, possono essere considerate da questo punto di vista talune transizioni di fase, anche se in questi casi la individuazione dei livelli gerarchici può presentare difficoltà e richiede comunque una ulteriore elaborazione dei concetti, qui introdotti in modo puramente intuitivo.

3. Transizioni tra stati stazionari. Esempi.

Supponiamo che il sistema che ci interessa non si trovi in uno stato di equilibrio, ma in uno stato stazionario, fuori dall'equilibrio termodinamico. Siccome ogni sistema isolato tende spontaneamente all'equilibrio termodinamico con aumento dell'entropia, così uno stato stazionario fuori dall'equilibrio è realizzabile solo se il sistema non è isolato ma viene continuamente rifornito dall'esterno di energia libera e cede continuamente all'esterno l'equivalente dell'energia libera che riceve, sotto forma di calore alla temperatura ambiente. Il sistema deve dunque essere attraversato da un flusso stazionario di energia in via di degradazione.

Anche in questo caso, le caratteristiche dello stato stazionario saranno definite dai valori di un certo gruppo di parametri esterni. Facendo variare con continuità questi valori, di regola le caratteristiche dello stato stazionario variano anch'esse con continuità. Tuttavia avviene talvolta che, passando attraverso a certi valori critici dei parametri esterni, lo stato stazionario subisca una improvvisa trasformazione essenzialmente discontinua, assumendo caratteristiche del tutto diverse dalle precedenti. Il sistema era prima sede di un certo processo nel corso del quale l'energia libera veniva dissipata in calore. Passando attraverso i valori critici dei parametri esterni tale processo cambia improvvisamente natura, mentre nel sistema si instaura un nuovo tipo di ordine prima inesistente.

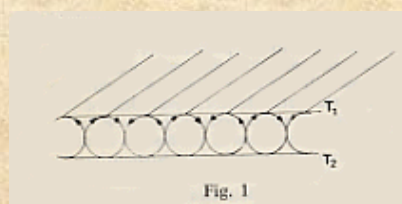
L'analogia con i cambiamenti di stato di aggregazione prima considerati è evidente: là il sistema passava da un certo stato di equilibrio ad un altro con differenti caratteristiche di ordine. Qui invece si ha una transizione da uno stato stazionario, cioè da un certo tipo di processo dissipativo, ad un altro, ancora con un cambiamento delle caratteristiche di ordine del sistema.

Per renderci meglio conto di ciò che avviene, consideriamo un po' più nei particolari alcuni degli esempi meglio noti di fenomeno del genere. Il più noto di tutti è certamente il fenomeno detto delle *celle di Bénard* [6]. Consideriamo un recipiente piatto e largo, contenente uno strato di un liquido di altezza relativamente piccola in confronto con le dimensioni orizzontali del recipiente. Supponiamo che la superficie su cui il liquido poggia sia mantenuta da un opportuno riscaldatore alla temperatura T_2 costante, superiore alla temperatura ambientale T_1 ($T_2 > T_1$).

Siccome il liquido si dilata al crescere della temperatura, gli strati inferiori sono di densità inferiore a quelli superiori: si è portati quindi a pensare che il liquido sia in equilibrio instabile e che la più piccola perturbazione inneschi dei moti convettivi. In realtà non è così: se il gradiente di temperatura è sufficientemente piccolo, non si osserva nulla di speciale, in particolare non si osservano moti convettivi, cioè moti di insieme delle molecole del liquido dall'una all'altra delle due superfici orizzontali limiti, mantenute a temperature differenti. Il liquido si mantiene in uno stato stazionario stabile: esso è un sistema disordinato in cui viene mantenuto un gradiente di temperatura e che è di conseguenza attraversato dal basso verso l'alto da un flusso stazionario di calore che si trasmette esclusivamente per conduzione.

Se però si fa aumentare con continuità T_2 , mantenendo T_1 costante, il gradiente di temperatura entro il liquido aumenta gradualmente e, a un certo punto, la situazione cambia bruscamente: si innescano moti convettivi, cioè dei moti d'insieme delle molecole del liquido, e il sistema acquista improvvisamente un nuovo tipo di ordine, che si evidenzia con l'apparire di un sistema di celle di convezione macroscopiche.

La forma di queste celle di convezione dipende dalle condizioni dell'esperimento e dalla forma del recipiente. Il caso più frequente è quello in cui la superficie del liquido appare suddivisa in un sistema di celle esagonali: di regola il liquido sale al centro di ogni cella e ridiscende alla periferia. Questo non è però l'unico tipo di ordine che può instaurarsi nel sistema. Le celle di convezione possono avere l'aspetto di striscie indefinite parallele, tutte uguali tra loro: al limite tra striscia e striscia il liquido sale oppure scende alternativamente. In una sezione perpendicolare alla direzione della striscia i moti convettivi mostrano il loro andamento ciclico, e appaiono alternativamente destrorsi e sinistrorsi (fig. 1).



Un'altra configurazione possibile può osservarsi solo se il recipiente è circolare: viste dall'alto, le celle convettive si manifestano come un sistema di circonferenze concentriche col recipiente. Ogni cella ha forma toroidale e il moto delle particelle liquide è una rotazione sul mantello del toro, in un piano verticale che passa per il centro del recipiente. Anche in questo caso, i versi della rotazione in due celle contigue sono opposti, come quelli di due ruote di ingranaggio accoppiate.

Un altro esempio molto noto di fenomeno dello stesso tipo è costituito dalla cosiddetta *instabilità di Taylor* [7]. Consideriamo due cilindri coassiali, dei quali quello esterno è fisso, mentre il più interno ruota a velocità costante. Nella intercapedine tra i due è contenuto un liquido. Se la velocità di rotazione è sufficientemente bassa, il moto del liquido è laminare e nulla di particolare accade. Se però la velocità di rotazione è fatta aumentare con continuità, ad un certo valore critico di essa lo stato del liquido cambia improvvisamente. Al moto azimutale delle particelle liquide si viene a sovrapporre un moto radiale che le porta da un cilindro all'altro e viceversa: le particelle vengono quindi a descrivere delle eliche destrorse o sinistrorse sul mantello e all'interno di una cella toroidale. L'intero liquido risulta così suddiviso in tante celle toroidali coassiali sovrapposte sedi di moti vorticosi che, in celle contigue, hanno sempre versi opposti. Anche in questo caso, nelle stesse condizioni sperimentali, cioè per gli stessi valori dei parametri esterni si possono avere sistemi di celle di dimensioni diverse.

Non ci occuperemo qui della teoria matematica di questi processi dissipativi, la cui fenomenologia è d'altra parte assai più complicata di quanto non dicano i pochi accenni precedenti. Ci limitiamo ad aggiungere che si tratta di fenomeni essenzialmente non lineari, descritti cioè da equazioni differenziali (quelle della idrodinamica) non lineari.

Approfittiamo invece dell'occasione per aprire una breve parentesi per alcune considerazioni di carattere generale. I grandi successi della fisica classica sono in buona parte da attribuire al fatto che essa è stata la fisica dei fenomeni lineari, o, se vogliamo, dei fenomeni che aveva senso studiare in approssimazione lineare. Esistono dei metodi generali abbastanza semplici per trovare le soluzioni, soddisfacenti certe condizioni iniziali e al contorno, di sistemi di equazioni differenziali lineari, come di regola le equazioni della

meccanica o le equazioni di Maxwell o le equazioni della idrodinamica in approssimazione lineare. In particolare, nel caso di equazioni alle derivate parziali omogenee, vale il principio di sovrapposizione, cioè una qualsiasi combinazione lineare di soluzioni è ancora una soluzione delle equazioni; mentre nel caso di equazioni non omogenee, a una soluzione particolare si può sommare una qualunque combinazione lineare di soluzioni della corrispondente equazione omogenea ottenendo ancora una soluzione dell'equazione assegnata. Di queste proprietà ci si vale, com'è ben noto, per costruire la soluzione cercata, mediante una opportuna combinazione lineare di soluzioni che, per loro conto, non soddisfano le condizioni imposte. Tutti i metodi generali vengono meno quando si abbia invece a che fare con equazioni differenziali non lineari e non si possano o non si vogliano fare quelle approssimazioni che sono necessario per linearizzarle.

Oggi la fisica, dopo aver dissodato, arato e coltivato per tre secoli gli immensi campi dei fenomeni lineari, è giunta praticamente in tutti i suoi rami a quel limite al quale i fenomeni che ci troviamo davanti e che dobbiamo affrontare non sono più, o cessano di comportarsi come se fossero fenomeni lineari. Non conoscendosi metodi generali per trovare le soluzioni che interessano, lo studio di questi fenomeni incontra delle difficoltà matematiche molto maggiori di quelle a cui ci ha abituato la fisica del passato.

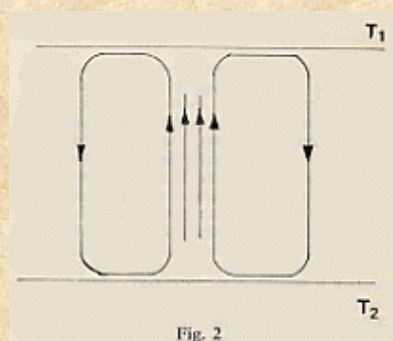
Fenomeni come quelli delle celle di convezione di Bénard, o dei vortici di Taylor non sono che semplicissimi esempi della nuova fisica non lineare. Eppure anche se esiste un'ampia letteratura che li riguarda, non si può dire che si sia riusciti a formulare per essi una teoria del tutto esauriente. L'interesse che essi presentano, più che nei fenomeni stessi, risiede nel fatto ch'essi rappresentano fino a un certo punto l'apertura di un nuovo fronte nella ricerca, fronte che, come abbiamo già detto, interessa praticamente tutti i più importanti capitoli della fisica.

4. Spiegazioni intuitive: l'esistenza di una soglia

Lasciando dunque da parte la teoria matematica (che si basa in ambedue i casi sopra riportati a titolo di esempi sulle equazioni della idrodinamica e sulla termodinamica dei processi irreversibili, non lineari) [8], cerchiamo ora di renderci conto di alcuni aspetti del fenomeno delle celle di Bénard, facendo uso di semplici considerazioni di carattere intuitivo. Naturalmente, non bisogna dimenticare che le spiegazioni intuitive sono sempre parziali e non del tutto soddisfacenti: non si può mai chiedere ad esse più di quanto esse possano effettivamente dare.

Cerchiamo prima di tutto una spiegazione qualitativa del fatto che se il gradiente di temperatura è sufficientemente piccolo, il liquido, attraversato da un flusso di calore trasportato per conduzione, risulta in equilibrio stabile pur essendo i suoi strati inferiori meno densi degli strati superiori.

Se le celle convettive sono completamente sviluppate, le particelle liquide a contatto col fondo del recipiente e quindi a temperatura T_2 si spostano rapidamente verso l'alto, mantenendo in pratica la loro temperatura e la loro densità, fino a portarsi a contatto con la superficie superiore mantenuta a temperatura T_1 . Qui scaricano, per così dire, il sovrappiù di energia termica, portandosi rapidamente a temperatura T_1 e aumentando di conseguenza di densità, per cui ritornano verso il basso lungo la periferia della cella, e raggiunto il fondo del recipiente si riportano alla temperatura T_2 ; ricaricandosi di energia termica e dilatandosi in modo da dover riprendere il viaggio verso l'alto (fig. 2). La forza motrice è ovviamente la spinta di Archimede, che risulta tanto più grande quanto più grande è la differenza tra le due temperature estreme T_1 e T_2 , e si

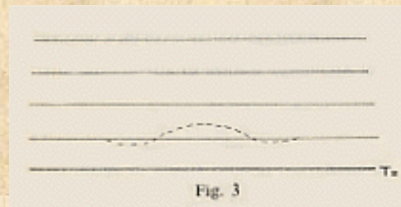


annulla con l'annullarsi di tale differenza. Essa lavora contro le forze di attrito interno del liquido che sono proporzionali alla velocità. Pertanto, fissate T_1 e T_2 , il moto convettivo avviene a quel valore costante della velocità, per il quale spinta di Archimede e forze di attrito esterno si bilanciano.

Questa descrizione non è però esatta per due ragioni. In primo luogo, essa suppone che il liquido a contatto con le superfici estreme a temperatura costante assuma istantaneamente o quasi la temperatura

della relativa superficie. In secondo luogo, essa trascura i fenomeni di conduzione del calore nel liquido. Per ciò che riguarda questo secondo punto, essa sarà tuttavia tanto più esatta quanto più il trasporto convettivo prevale rispetto a quello per conduzione, cioè per valori relativamente più elevati di $T_2 - T_1$.

Cerchiamo adesso di renderci conto di che cosa avviene per piccoli valori di $T_2 - T_1$, quando sperimentalmente si può constatare che non si ha convezione, e che la trasmissione di calore attraverso il liquido avviene esclusivamente per conduzione. Quando ciò avviene, il gradiente di temperatura assume ovunque nel liquido lo stesso valore e i piani paralleli al fondo del recipiente sono tutti piani di uguale temperatura. Nella figura 3 sono disegnati alcuni di questi piani, per valori regolarmente intervallati della temperatura, in prossimità di $T = T_2$. La situazione non è però così semplice. Il



liquido è costituito da molecole, ha cioè una struttura granulare, discontinua: esso è localmente in equilibrio termodinamico, ma è anche soggetto a fluttuazioni locali, dovute ai moti disordinati delle molecole. Ne segue che le superficie isoterme della figura 3 non sono in realtà così nettamente definite come la figura mostra, ma sono soggette anch'esse a deformazioni locali casuali, in media tanto più ampie quanto più elevata è la temperatura, deformazioni delle quali bisognerà tener conto.

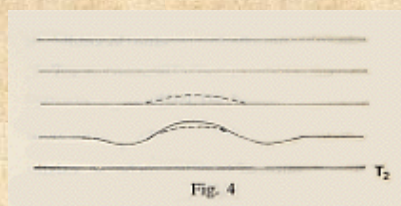
Per vedere se la condizione del liquido è, oppure no, stabile, supponiamo che a causa di una fluttuazione casuale, una delle superficie isoterme nelle immediate vicinanze del fondo del recipiente a temperatura T_1 venga a un certo istante deformata come indicato dalla linea tratteggiata nella figura 3.

Tutto avviene come se una masserella di liquido, inizialmente a contatto col fondo e quindi a temperatura $\sim T_2$ fosse stata un po' sollevata, lasciando il posto ad altro liquido inizialmente a temperatura un po' inferiore.

Se prima si poteva pensare che il liquido fosse in una condizione di equilibrio instabile, sembra che ora, in conseguenza di uno spostamento del genere, l'equilibrio sia rotto e che la masserella di liquido considerata debba tendere a salire ulteriormente.

In realtà non è sempre così e lo si vede con un semplice ragionamento intuitivo. Siccome la spinta di Archimede tende a zero col tendere a zero del gradiente di temperatura nel liquido imperturbato, possiamo sempre supporre che il gradiente sia così piccolo da rendere la velocità di salita della nostra masserella piccola quanto vogliamo. Fissato allora un intervallino di tempo Δt , che risulterà meglio specificato tra un momento, incominciamo col supporre che l'ulteriore innalzamento Δz della masserella considerata nel tempo Δt sia così piccolo, da esser trascurabile a tutti gli effetti.

Osserviamo quindi che per effetto della deformazione della superficie isoterma considerata, in corrispondenza del massimo di tale deformazione (fig. 3) il gradiente di temperatura risulta sensibilmente aumentato, rispetto al valore iniziale, valido in media per tutto il liquido. Ciò fa sì che la perdita di calore per conduzione da parte di tale masserella sia massima verso l'alto, e provoca, nell'intervallo di tempo Δt (nel corso del quale lo spostamento d'insieme del liquido è trascurabile), una deformazione ulteriore sensibile della superficie di uguale temperatura, ma ora, come indicato in tratteggio nella figura 4, di verso opposto a quella che l'ha provocata.



Dunque, se il gradiente di temperatura iniziale è sufficientemente piccolo, una piccola deformazione della superficie di uguale temperatura, corrispondente a uno spostamento verso l'alto di liquido più caldo, non solo non tende ad ampliarsi spontaneamente, ma tende spontaneamente a correggersi: le superficie

deformate «corrono» all'indietro con una velocità tanto maggiore quanto maggiore è la conducibilità termica del liquido. Ciò è tanto più vero quanto più piccolo è il gradiente iniziale di temperatura, da cui dipende l'intensità della forza che spinge la masserella più calda verso l'alto.

Che cosa avviene nei casi intermedi, quando né la perdita di calore per conduzione della masserella in moto, né la sua velocità iniziale verso l'alto possono essere trascurate? Al crescere del gradiente iniziale di temperatura (cioè di T_2 , a parità di T_1) è chiaro che il discorso precedente comincia a un certo punto a non essere più valido, nel senso che lo spostamento della masserella verso l'alto nell'intervallo di tempo Δt , necessario perché la masserella stessa perda per conduzione una quantità apprezzabile di calore, incomincerà a non potere più essere del tutto trascurato. Dovremo allora confrontare tra loro due velocità: quella di arretramento delle superficie isoterme rispetto al liquido considerato come se fosse fermo, e quella di salita del liquido: tutto avverrà come se le superficie isoterme arretrassero con una velocità pari alla differenza tra le due. Quando la seconda velocità prevale sulla prima il liquido si mette definitivamente in moto e si instaurano le celle di convezione.

Dopo questa analisi qualitativa, possiamo facilmente scrivere la condizione per cui ciò avviene. Sia $\beta = dT/dz$ il gradiente di temperatura, ρ la densità del liquido imperturbato nel punto che si considera ed α il suo coefficiente di espansione termica. Sia V il volume della masserella di liquido inizialmente spostata verso l'alto di un trattino h . Sarà in valore assoluto

$$(1) \dots\dots\dots \Delta\rho = \rho \cdot \alpha \cdot \beta \cdot h$$

la differenza di densità rispetto al resto del liquido alla stessa quota. La spinta di Archimede agente su di essa sarà poi:

$$(2) \dots\dots\dots f = gV \cdot \Delta\rho = g \cdot \rho \cdot \alpha \cdot \beta \cdot h \cdot V$$

Dobbiamo ora valutare la forza d'attrito che la masserella incontra nel moto verticale. Se la masserella fosse sferica di raggio R , e se si muovesse con velocità v , in un mezzo con viscosità η , secondo la formula di Stokes, la forza sarebbe:

$$f' = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot R \cdot v = 6 \cdot \pi \cdot \rho \cdot \nu \cdot R \cdot v$$

dove $\nu = \eta/\rho$ è la viscosità cinematica. Nel nostro caso possiamo porre, per una valutazione molto grossolana:

$$(3) \dots\dots\dots f' = 6 \cdot \pi \cdot A \cdot \rho \cdot \nu \cdot V^{\frac{1}{3}} \cdot v$$

essendo A un numero conveniente dell'ordine di grandezza dell'unità. Per determinare v , dovremo porre $f = f'$, ossia, indicando con B un altro numero ancora dell'ordine di grandezza dell'unità:

$$g \cdot \rho \cdot \alpha \cdot \beta \cdot V^{\frac{4}{3}} \cong 6 \cdot \pi \cdot B \cdot \rho \cdot \nu \cdot V^{\frac{1}{3}} \cdot v$$

da cui:

$$(4) \dots\dots\dots v = \frac{g \cdot \alpha \cdot \beta}{6 \cdot \pi \cdot B \cdot \nu} V$$

Vediamo ora di valutare la velocità v' di arretramento delle superficie di ugual temperatura per effetto della perdita di calore per conduzione da parte della solita masserella di liquido.

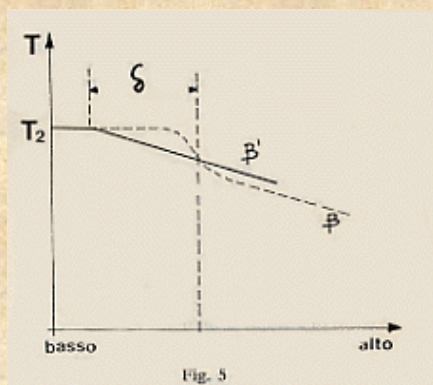
In generale, la quantità di calore che passa in un intervallino di tempo Δt attraverso uno straterello di liquido di superficie A e di spessore s è dato, secondo la legge di Newton, da:

$$(5) \dots\dots\dots q = k \cdot \Delta T \frac{A}{s} \Delta t = K \cdot \rho \cdot c \cdot \beta \cdot A \cdot \Delta t$$

dove ΔT è la differenza di temperatura tra le due facce limiti dello straterello, c è il calore specifico del liquido e $K = k/\rho$ la sua conducibilità termometrica. Come si vede, q dipende solo dal gradiente di

temperatura β entro lo strato di liquido considerato.

Nel nostro caso, faremo ancora una schematizzazione molto grossolana. Tratteremo la masserella spostata come se fosse cilindrica di superficie A. L'andamento della temperatura, in corrispondenza della sua sommità, appena eseguito lo spostamento, avrà presso a poco l'andamento tratteggiato nella figura 5, e subito dopo diverrà presso a poco quello indicato nella stessa figura a tratto continuo. In prima approssimazione possiamo trascurare la differenza tra β' il gradiente di temperatura effettivo e β quello medio preesistente. La (5) ci darà allora il calore perduto in Δt dal cilindretto per conduzione.



Ma q può valutarsi anche in un altro modo. Sia δ il tratto di cui è arretrata la superficie a temperatura $\sim T_2$ in corrispondenza alla nostra masserella, nel tempo Δt . La quantità di calore perduta dalla masserella in Δt è in realtà quella perduta da un cilindretto di liquido di base A ed altezza δ nel mentre che la sua temperatura media passa da T_2 a

$$T_2 - \frac{1}{2} \delta \cdot \beta$$

(fig. 5) e cioè:

$$(6) \dots\dots\dots q = A \cdot \delta \cdot \rho \cdot \frac{1}{2} \cdot \delta \cdot \beta$$

Uguagliando le due espressioni (5) e (6) viene:

$$k \cdot \Delta t = \frac{1}{2} \delta^2$$

ossia:

$$\frac{\delta}{\Delta t} = \frac{2k}{\delta}$$

Ma:

$$(7) \dots\dots\dots \frac{\delta}{\Delta t} = v' = \frac{2k}{\delta}$$

è proprio la velocità di arretramento delle superficie isoterme che volevamo calcolare. Dunque, i moti di convezione si possono avviare solo se: $v > v'$,
ossia:

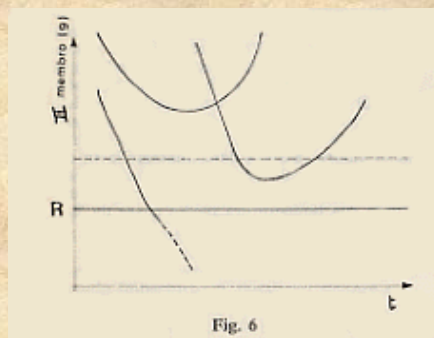
$$(8) \dots\dots\dots \frac{g \alpha \beta}{6 \pi B v} V > \frac{2k}{\delta}$$

e quindi a maggior ragione se:

$$(9) \dots\dots\dots \frac{g\alpha\beta d'}{v\kappa} > \frac{12\pi B d'}{V^{\frac{4}{3}}}$$

dove i due membri sono stati moltiplicati per d' (essendo d l'altezza totale del liquido e al posto di δ si è sostituito $V > \delta$).

Che significato ha questa disuguaglianza? Il primo membro è un numero puro, che dipende solo dalle caratteristiche del sistema e prende il nome di numero di Rayleigh. A secondo membro compare invece il volume V della particolare masserella di liquido, a temperatura $\sim T_2$, che ha provocato la deformazione casuale iniziale della superficie isotermica indicata nella figura 3. Tale deformazione era il risultato di una fluttuazione spontanea entro il liquido, alla temperatura T_2 . Ora, per un valore fisso del numero di Rayleigh, il secondo membro della (9) può risultare minore del primo solo se V è sufficientemente grande. Ma la frequenza delle fluttuazioni di una certa ampiezza decresce esponenzialmente con l'ampiezza stessa. Pertanto, per valori sufficientemente piccoli del numero di Rayleigh la (9) non potrà mai in pratica essere soddisfatta ed il liquido sarà in equilibrio di conduzione termica stabile (fig. 6).



Se invece R supera un certo valore R_c (dell'ordine del secondo membro della (9) in cui per V si sostituisca un valore dell'ordine delle fluttuazioni spontanee nel liquido o poco più grande), alla prima fluttuazione sufficientemente ampia il sistema parte e si instaurano le celle di convezione. Questo risultato è stato ottenuto, in modo molto più rigoroso da lord Rayleigh nel 1916.

5. Spiegazioni intuitive: l'instaurarsi dell'ordine

C'è un altro aspetto del fenomeno delle celle di convezione di Bénard che richiede una spiegazione. Consideriamo ancora una volta ciò che avviene nel sistema della figura 2, per un valore costante di T_1 e per valori di T_2 crescenti a partire da $T_2 = T_1$. Prima della transizione che dà luogo alla comparsa delle celle di convezione, gli unici sottosistemi individuabili nel sistema in questione sono le molecole e non c'è traccia di strutture macroscopiche, a un livello gerarchico superiore a quello molecolare: il sistema è caotico, localmente in quasi-equilibrio termodinamico, anche se in esso esiste un gradiente costante di temperatura e quindi un flusso netto di calore dal basso verso l'alto.

Osserviamo ora che quando si passa attraverso il punto critico, si ha una transizione che consiste nella comparsa di nuove strutture macroscopiche, le celle di convezione, strutture a un livello gerarchico superiore a quello molecolare. Nel sistema si instaura spontaneamente un nuovo tipo di ordine. Il moto dei sottosistemi preesistenti (le molecole) non è più caotico: esistono ora moti collettivi ordinati, che si manifestano nei flussi di liquido che circolano all'interno delle celle convettive.

Ora, l'instaurarsi di un ordine, una diminuzione delle possibilità di moto delle molecole, vuol dire, in generale, una diminuzione della entropia. Nel nostro caso, in cui il sistema non è isolato e non è in uno stato di equilibrio ma in uno stato stazionario ed è sede di processi dissipativi, il calcolo della variazione di entropia presenta delle difficoltà concettuali che possono tuttavia essere superate nel modo seguente.

Siccome il sistema che dobbiamo considerare è sempre localmente in quasi-equilibrio termodinamico, possiamo sempre suddividerlo in parti in modo tale che in ciascuna parte tutte le variabili di stato assumano valori sufficientemente definiti: l'energia di ciascuna parte è costante, in quanto essendo il sistema in uno stato stazionario l'energia entrante è sempre uguale a quella uscente. Si ha poi una produzione locale di entropia (a causa della degradazione parziale dell'energia in transito), ma l'entropia prodotta viene «portata via» col flusso uscente di energia. È dunque possibile calcolare l'entropia di ciascuna delle parti in cui è stato suddiviso il sistema, assumendo per esempio come livello di riferimento (di entropia assunta

convenzionalmente uguale a zero) quello corrispondente alla temperatura inferiore T_1 . L'entropia del sistema si otterrà di qui come somma delle entropie delle sue singole parti. Vediamo più nei dettagli come stanno le cose.

Incominciamo dalla produzione di entropia. L'entropia prodotta in totale nel mentre che una quantità q di calore viene trasportata dalla temperatura T_2 alla temperatura $T_1 < T_2$, si può calcolare supponendo di assorbire la quantità di calore q dal termostato a temperatura T_2 reversibilmente e di cederla pure reversibilmente al termostato alla temperatura T_1 . Ciò si può fare, usando come intermediario una certa quantità di un gas perfetto contenuto in un recipiente R munito di pistone mobile e col fondo permeabile al calore. Si porta il gas alla temperatura T_2 , lo si mette a contatto termico (tramite il fondo del recipiente) col termostato a temperatura T_2 , lo si fa espandere reversibilmente muovendo il pistone fino a che il gas non abbia assorbito la quantità di calore q . A questo punto si isola termicamente il gas e lo si fa espandere adiabaticamente fino a che la sua temperatura non sia scesa fino al valore T_1 . Lo si mette quindi a contatto termico col termostato a temperatura T_1 e lo si comprime reversibilmente fino a che non abbia ceduto al termostato la stessa quantità di calore q , che aveva prima assorbito. La variazione di entropia dei due termostati è in totale:

$$(10) \dots \dots \dots \Delta S = q \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) > 0$$

è questa dunque in totale l'entropia che si produce mentre la quantità di calore q attraversa il liquido, che essendo in uno stato stazionario non varia la sua entropia.

Supponiamo ora che il liquido sia nello stato conduttivo. Immaginemolo suddiviso in tanti straterelli paralleli al fondo del recipiente, ciascuno di spessore infinitesimo dz (essendo z la quota). È chiaro che in ciascuno straterello le variabili di stato (in particolare, la temperatura) assumono valori ben definiti, per cui si può parlare di entropia dello straterello. Ma nel mentre che il sistema è attraversato dalla quantità di calore q , nello straterello di liquido compreso tra z e $z + dz$ alla temperatura (media) T , si ha la variazione di entropia:

$$(11) \dots \dots \dots -dS = \frac{q}{T} - \frac{q}{T - \beta dz} \cong -\frac{q \beta dz}{T^2} < 0$$

infatti lo straterello riceve la quantità q di calore alla temperatura T e ne restituisce una quantità uguale alla temperatura $T - \beta dz$. Siccome lo straterello è in (quasi) equilibrio termodinamico e la sua entropia è pertanto costante, ciò significa che al suo interno si ha una produzione locale di entropia data da:

$$(12) \dots \dots \dots dS = \frac{q \beta dz}{T^2}$$

che compensa esattamente la diminuzione (11) dovuta agli scambi di calore che lo straterello considerato ha con l'esterno. Sommando la produzione locale di entropia su tutta l'estensione del liquido, si riottiene la (10).

Supponiamo ora invece che il liquido sia nello stato convettivo. Trascuriamo come abbiamo fatto sopra gli effetti della conduzione e supponiamo che le cessioni di calore alle superficie limiti siano pressoché istantanee. In questo caso la produzione di entropia è localizzata negli strati a contatto con queste due superficie. Consideriamo un volumetto V fisso nel liquido, a contatto con la parete inferiore; attraverso ad esso passa (in un certo tempo, che qui non interessa) una massa m di liquido che arriva alla temperatura T , ed esce alla temperatura T_2 . Indicando con c il calore specifico del liquido e ponendo poi $cm = q$, la relativa variazione di entropia risulta:

$$(13) \dots \dots \dots \Delta S'' = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{cmdT}{T} - \frac{cmdT}{T_2} \right) = \frac{q}{T_2 - T_1} \left[\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - 1 + \frac{T_2}{T_1} \right]$$

dove il primo termine sotto segno di integrale è dovuto alla cessione di calore al liquido in arrivo e il secondo alla perdita di calore del termostato alla temperatura T . Analogamente, a contatto con la superficie superiore a temperatura T_1 si ha:

$$(14) \dots \dots \dots \Delta S^a = \int_{T_2}^{T_1} \left(\frac{cmdT}{T} - \frac{cmdT}{T_1} \right) = \frac{q}{T_2 - T_1} \left[\frac{T_2}{T_1} - 1 - \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \right]$$

Sommando le due espressioni (13) e (14) si riottiene la (10). Nei due casi dunque a parità di quantità di calore trasportato la produzione totale di entropia è la stessa, risultato questo del tutto ovvio, in quanto il ragionamento con cui abbiamo ottenuto la (10) prescinde completamente da tutto ciò che può avvenire entro il liquido, che in ambedue i casi è in uno stato stazionario.

A rigore, la schematizzazione che ci ha consentito di giungere alla (13) e (14) non è esatta. Le cose non stanno esattamente così per almeno due ragioni. La prima è che il processo convettivo è anch'esso un processo dissipativo; sul liquido in moto si esercita una forza costante (la spinta di Archimede) e la sua velocità è costante a causa degli attriti interni che sviluppano una resistenza al moto proporzionale alla velocità. Si ha quindi, al limite tra le correnti ascendenti e quelle discendenti, una continua produzione di calore per attrito. D'altronde (e questa è la seconda ragione) una parte del calore assorbito al termostato a temperatura T_2 , esattamente equivalente al calore dissipato per attrito all'interno del liquido, non viene utilizzata per riscaldare il liquido a contatto col fondo, ma è trasformata in energia meccanica del liquido stesso. Tutto ciò fa sì che il liquido in discesa arrivi al fondo a temperatura un po' superiore a T_1 e ne riparta a temperatura un po' inferiore a T_2 .

Continuando tuttavia a trascurare queste circostanze, vediamo ora di calcolare nei due casi, della conduzione e della convezione, l'entropia totale del liquido, assumendo convenzionalmente uguale a zero quella del liquido alla temperatura T_1 . Sia A la superficie del recipiente e l'asse z sia ora orientato verso il basso. Trascurando nel calcolo la variazione di densità con la temperatura e adottando le solite notazioni, nel caso conduttivo per lo straterello del liquido tra z e $(z + dz)$ avremo:

$$dS_1 = c\rho A dz \int_{T_1}^{T_1 + \beta z} \frac{dT}{T} = c\rho A dz \ln \left(\frac{T_1 + \beta z}{T_1} \right)$$

e per tutto il liquido:

$$(15) \dots \dots \dots \Delta S_1 = c\rho A \frac{T_1}{\beta} \int_1^{T_2/T_1} \ln \left(\frac{T_1 + \beta z}{T_1} \right) d \left(\frac{T_1 + \beta z}{T_1} \right) = c\rho A \frac{T_1}{\beta} \int_1^{T_2/T_1} \ln x dx = \frac{c\rho A}{\beta} \left[T_2 \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - (T_2 - T_1) \right]$$

Nel caso convettivo invece, tenendo conto che metà del liquido è a temperatura T_1 e trascurando la variazione della densità con la temperatura, viene:

$$(16) \dots \dots \dots \Delta S_2 = \frac{1}{2} c\rho A d \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{c\rho A}{\beta} \frac{1}{2} (T_2 - T_1) \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

dove il secondo membro è stato moltiplicato e diviso per

$$\beta = \frac{T_2 - T_1}{d}$$

La variazione di entropia del sistema nel passare dallo stato conduttivo a quello convettivo è dunque:

$$(17) \dots \dots \dots \Delta S = \Delta S_2 - \Delta S_1 = \frac{c\rho A}{2\beta} \left[(T_2 - T_1) \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - 2T_2 \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) + 2(T_2 - T_1) \right]$$

Posto: $T_2/T_1 = x$, questa espressione si può scrivere nella forma:

$$(18) \dots \dots \dots \Delta S = \frac{c\rho A(T_1 + T_2)}{2\beta T_1} \left[2 - \frac{4}{x+1} - \ln x \right]$$

ed è facile verificare che per $x > 1$ (cioè per $T_2 > T_1$) la quantità entro parentesi quadra è sempre negativa (ha un massimo per $x = 1$, dove si annulla). Resta così dimostrato che nella transizione dallo stato conduttivo meno ordinato a quello convettivo più ordinato l'entropia del sistema diminuisce.

Resta infine da porre a confronto tra loro i due stati stazionari per ciò che riguarda la produzione di entropia per unità di tempo. Abbiamo già dimostrato che la produzione totale di entropia è la stessa nei due casi a parità di quantità di calore trasferita. Basterà quindi ora confrontare tra loro le quantità di calore trasferite per unità di tempo. Dalla legge di Newton (5) scende che la quantità di calore trasferito per unità di tempo nel caso conduttivo è data da:

$$(19) \dots\dots\dots \frac{q}{\Delta t} = K \cdot \rho \cdot c \cdot \beta \cdot A$$

Nel caso convettivo, se v è la velocità di salita del liquido, la quantità di calore trasferito per unità di tempo è invece

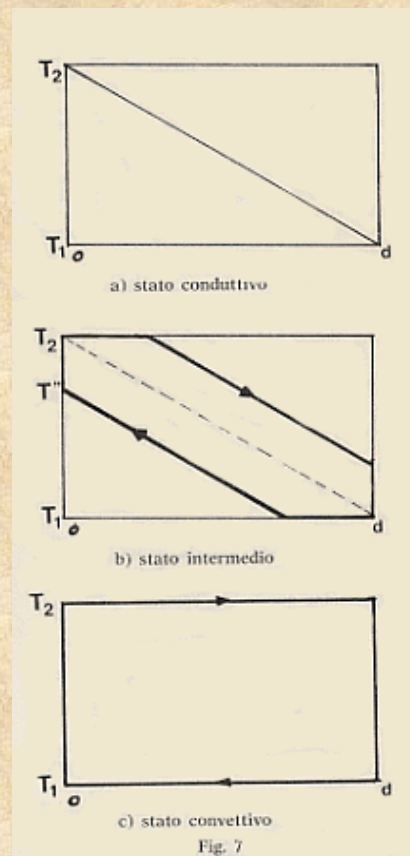
$$(20) \dots\dots\dots \frac{q'}{\Delta t} = \frac{A}{2} v \cdot \rho \cdot c (T_2 - T_1) = \frac{A}{2} v \cdot \rho \cdot c \cdot \beta \cdot d$$

dove il divisore 2 dipende dal fatto che solo metà dell'area A è occupata da correnti ascendenti che trasportano calore, mentre l'altra metà è occupata dalle correnti di ritorno. Le due quantità (19) e (20) risultano uguali tra loro quando:

$$(21) \dots\dots\dots v = \frac{2K}{d}$$

Ma questa è una velocità inferiore a quella (7) a cui si instaurano le celle di convezione. Resta così dimostrato che con l'instaurarsi dei moti convettivi, la quantità di calore trasferita per unità di tempo attraverso il sistema aumenta notevolmente. Ne segue che anche la produzione totale di entropia per unità di tempo nello stato convettivo è notevolmente superiore a quella nello stato conduttivo.

È infine facile verificare, schematizzando opportunamente il problema, che nel corso della transizione dallo stato conduttivo allo stato convettivo la produzione locale di entropia per unità di quantità di calore trasferita si va localizzando alle due superficie limiti del liquido più rapidamente al limite a temperatura inferiore che a quello a temperatura più elevata. Per vederlo, si osservi prima di tutto che quando si innescano i moti convettivi, il liquido sale e scende rapidamente e si può quindi trascurare la conduzione. La distribuzione della temperatura nel corso della transizione dallo stato conduttivo allo stato convettivo va cambiando come indicato nella figura 7.



Consideriamo uno stato intermedio tra i due stati stazionari e sia dm la massa di liquido che giunge sia all'una sia all'altra delle due superfici limiti in un intervallino di tempo dt . Il calore assorbito alla temperatura T_2 e quello ceduto alla temperatura T_1 dal liquido sono uguali (si suppone il calore specifico c indipendente dalla temperatura):

$$cdm(T' - T_1) = cdm(T_2 - T'')$$

Possiamo quindi porre:

$$T' - T_1 = T_2 - T'' = \alpha$$

e α varierà nel corso della transizione tra 0 e $T_2 - T_1$. La variazione di entropia del liquido in dt è:

$$dS = cdm \int_{T''}^{T_2} \frac{dT}{T} - cdm \int_{T_1}^{T'} \frac{dT}{T} = cdm \cdot \ln \left[\frac{T_1 T_2}{(T_1 + \alpha)(T_2 - \alpha)} \right] < 0$$

Si vede infatti immediatamente che per

$$0 < \alpha < T_2 - T_1$$

è sempre:

$$(T_1 + \alpha)(T_2 - \alpha) > T_1 T_2$$

È così confermato che nel corso della transizione l'entropia del liquido diminuisce. Vediamo di quanto. Al tempo t sia giunto al limite superiore il liquido che al tempo 0 si trova alla quota z . Si ha:

$$T(z) = T_1 + \beta z = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{d} z$$

per cui:

$$\alpha = \frac{T_2 - T_1}{d} z \qquad \frac{d}{T_2 - T_1} d\alpha = dz$$

Inoltre:

$$dm = \frac{1}{2} A \rho dz = \frac{1}{2} A \frac{\rho d}{T_2 - T_1} d\alpha$$

e quindi:

$$dS = \frac{1}{2} A c \frac{\rho d}{T_2 - T_1} \ln \left[\frac{T_1 T_2}{(T_1 + \alpha)(T_2 - \alpha)} \right] d\alpha$$

Integrando su α tra 0 e $T_2 - T_1$ si trova la variazione totale di entropia del liquido nel corso della transizione.

Viene:

$$\Delta S = \frac{c \rho A}{2 \beta} \left[- (T_1 + T_2) \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) + 2(T_2 - T_1) \right]$$

espressione questa che coincide con la (12). Si vede da qui perché l'entropia del liquido diminuisce: il liquido perde una certa quantità di calore a temperatura più bassa e ne acquista contemporaneamente una quantità uguale ma a temperatura più elevata. Mentre nello stato conduttivo le relative variazioni dell'entropia si bilanciano esattamente, ora la diminuzione di entropia per la perdita di calore prevale sull'aumento per l'acquisto.

Essendo:

$$z = vt \qquad T' = T_1 + \beta z = T_1 + \beta vt$$

la quantità di calore trasferita per unità di tempo da un termostato all'altro nel corso della transizione può scriversi nella forma:

$$\frac{cdm(T' - T_1)}{dT} = \frac{1}{2} \frac{Adz\rho c(T' - T_1)}{dt} = \frac{1}{2} c A \rho v (T' - T_1) = \frac{1}{2} c A \rho v^2 \beta t$$

Essa aumenta quindi linearmente col tempo, tra il valore proprio dello stato conduttivo e quello proprio dello stato convettivo. Se l'entropia del liquido si mantenesse costante, la produzione totale di entropia per unità di tempo sarebbe proporzionale alla quantità di calore trasferito secondo la (10) e il suo andamento sarebbe press'a poco quello mostrato dalla curva tratteggiata della figura 8.

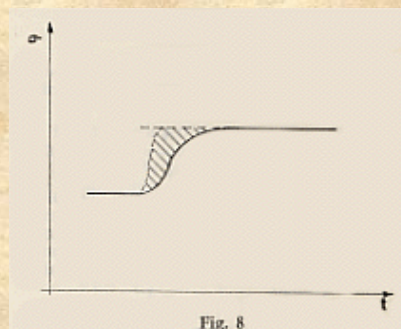


Fig. 8

In realtà, il calore acquistato dal liquido a temperatura T_2 non viene immediatamente degradato in calore a temperatura inferiore. Si ha quindi una minore produzione locale di entropia che non compensa la

diminuzione di entropia per perdita di calore da parte del liquido. L'andamento della produzione totale in funzione del tempo è press'a poco quello indicato a tratto continuo nella figura 8. L'area tratteggiata rappresenta la diminuzione totale di entropia del liquido data dalla (17) ed è il corrispettivo dell'ordine che si instaura nel sistema con il formarsi delle celle di convezione.

6. Generalizzazione. Transizioni successive.

L'analisi precedente del fenomeno delle celle di Bénard ne ha messo in luce alcuni aspetti che sono evidentemente comuni a tutti i fenomeni dello stesso tipo, cioè a tutti i casi di sistemi in cui si ha il passaggio spontaneo da uno stato stazionario meno ordinato ad un altro più ordinato. Gli stati stazionari di cui si tratta sono stati in cui il sistema, formato da subunità appartenenti ad un certo livello gerarchico che non è il più elevato realizzabile all'interno di esso e costituenti un insieme caotico, è attraversato da un flusso costante di energia in via di degradazione. Può darsi che il flusso di energia attraverso il sistema sia associato a una direzione e che nel sistema si instauri un gradiente di una qualche grandezza, come nel caso del dispositivo di Bénard nello stato conduttivo, ma ciò non è essenziale: può dipendere esclusivamente dalla geometria prescelta (per esempio, assorbimento di energia qualificata da una parte, cessione di calore all'ambiente dall'altra). Si possono tuttavia immaginare casi in cui l'energia entrante viene assorbita omogeneamente in tutto il corpo del sistema e il calore viene ceduto all'ambiente in modo uniforme attraverso tutta la superficie limite, mentre un conveniente rimescolamento mantiene la temperatura interna ovunque omogenea. Quando si parla del flusso di energia attraverso un sistema è dunque bene fissare l'attenzione, più che sulle caratteristiche geometriche del flusso, sulle trasformazioni di una forma di energia in un'altra, che hanno luogo all'interno del sistema considerato.

Perché possa aver luogo una transizione dallo stato stazionario caotico iniziale ad un altro più ordinato, in cui le subunità originarie sono coinvolte in moti d'insieme collettivi, dando luogo a subunità del livello gerarchico superiore, è necessario che una frazione dell'energia che il sistema assorbe possa a un certo punto esser deviata a costituire una nuova riserva di energia libera, che rappresenta il corrispettivo dell'ordine che si instaura nel sistema. Naturalmente, non si tratta di una riserva immobilizzata e messa da parte una volta per tutte: ci sono di regola processi dissipativi che erodono qualunque riserva, ad un ritmo proporzionale alla entità della riserva stessa. L'energia della riserva continua pertanto ad essere prodotta a ritmo costante e la riserva va aumentando finché la velocità della dissipazione non uguaglia la velocità di produzione. Così per esempio nel caso delle celle di Bénard, le forze di attrito interno del liquido sono proporzionali alla velocità ed il lavoro fatto contro di esse per unità di tempo (cioè la potenza dissipata) risulta proporzionale al quadrato della velocità del liquido e risulta quindi una frazione costante dell'energia cinetica totale del liquido. L'energia cinetica andrà crescendo nel corso della transizione finché la potenza dissipata non uguagli l'energia cinetica prodotta per unità di tempo dal lavoro della spinta di Archimede.

Non è escluso che in un sistema, dopo la prima transizione, al variare dei parametri esterni che caratterizzano lo stato stazionario, se ne possono avere delle altre dello stesso tipo, che portino il sistema in stati stazionari di ordine e organizzazione sempre maggiori. Ciò avviene per esempio nel caso delle instabilità di Taylor. Dallo stato in cui il liquido è ormai diviso in celle vorticosi toroidali, si può passare ad un altro, in cui le celle vorticosi, anziché essere di sezione costante lungo il toro, variano la loro sezione in modo periodico [7].

Ad ogni transizione deve comunque aversi una minore produzione di entropia e quindi la formazione di una nuova riserva di energia libera. Questa viene a formarsi proprio perché una frazione dell'energia assorbita dal sistema viene deviata per un nuovo canale in una forma la cui dissipazione è come se fosse rimandata di un certo intervallo di tempo (il tempo necessario per realizzare un accumulo tale da dar luogo a una velocità di dissipazione uguale a quella di produzione).

Si osservi che una volta che si siano fatti assumere ai parametri esterni dei valori convenienti, la transizione allo stato stazionario più ordinato avviene spontaneamente. Accompagnata com'è dall'instaurarsi di nuovi processi dissipativi, è ovviamente una transizione irreversibile per quei valori dei parametri. Si ricordi tuttavia che il sistema è lontano dall'equilibrio termodinamico in quanto attraversato da un flusso stazionario di energia in via di degradazione, ed è quindi un sistema aperto. L'essere la transizione irreversibile non significa affatto che, per nuovi opportuni valori dei parametri esterni essa non possa verificarsi spontaneamente in senso opposto, dallo stato stazionario più ordinato a quello meno ordinato. È chiaro che ciò potrà in generale verificarsi e che i due punti di transizione, in un verso e in verso opposto, di regola non coincideranno. È per esempio probabile che, nel caso del sistema di Bénard, se si parte dallo stato convettivo e si abbassa molto lentamente il valore della temperatura più elevata T_2 , il sistema permanga in tale stato anche per valori di T_2 cui corrisponde ancora lo stato conduttivo, quando si parta invece da questo ultimo stato e si faccia crescere T_2 molto lentamente.

7. La genesi dei viventi come instaurarsi spontaneo di un ordine

A questo punto, sembra abbastanza naturale chiedersi se le considerazioni e i risultati precedenti non possano offrire una spiegazione per un processo che si è messo in moto sulla superficie della Terra forse quattro miliardi di anni fa, introducendo un nuovo tipo di ordine in un sistema che sotto certi aspetti almeno, si può considerare assai simile ad un sistema caotico attraversato da un flusso in media costante di energia. Si allude, com'è chiaro, alla comparsa della vita sulla Terra.

C'è naturalmente una grande differenza tra un sistema sperimentale realizzato in laboratorio, in condizioni idealmente semplici e perfettamente controllate, e il sistema naturale costituito dall'insieme della atmosfera e della idrosfera terrestri in cui la vita ha avuto certamente inizio. Quest'ultimo, innanzi tutto, è un sistema disomogeneo e anche in epoca prebiologica era certamente sede di fenomeni a carattere progressivo tendenti a modificarlo irreversibilmente. Sappiamo infatti oramai con sicurezza [9] che i gas atmosferici (presumibilmente azoto, anidride carbonica ed ossido di carbonio, vapor d'acqua), fornivano la materia prima per la sintesi a spese dell'energia libera proveniente dall'esterno (essenzialmente, della radiazione solare) di una quantità di piccole molecole, tra cui tutti i precursori semplici delle macromolecole biologiche. Queste molecole venivano raccolte dalle precipitazioni atmosferiche nei mari e negli oceani della Terra primitiva e qui, probabilmente in lagune poco profonde ai margini dei continenti, esse sono state in qualche modo coinvolte nel processo che ha dato luogo alla comparsa dei primi organismi viventi.

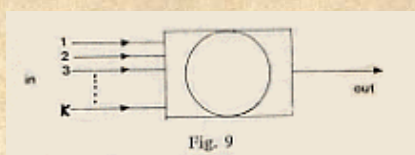
Fino a che punto questi specchi d'acqua in cui il processo si è avviato potevano assimilarsi a sistemi caotici attraversati da un flusso stazionario di energia? Una laguna che avesse raccolto, in soluzione nelle sue acque, una quantità di sostanze d'ogni tipo sintetizzate originariamente nell'atmosfera e in cui queste sostanze, dopo avere ulteriormente reagito tra loro in soluzione, avessero raggiunto una sorta di stato metastabile, fuori dell'equilibrio termodinamico, può certamente considerarsi un sistema caotico. Ma qual era il flusso di energia che lo attraversava? Va considerata come tale la radiazione solare, oppure il flusso dall'atmosfera di molecole ricche di energia, come HCN [10].

Nell'atmosfera, la radiazione solare dava luogo a processi ciclici, in cui una parte dell'energia incidente, invece di essere immediatamente degradata, veniva immagazzinata temporaneamente in forma pregiata per essere poi solo in un secondo tempo dissipata in calore. Basta pensare al ciclo dell'acqua tra l'atmosfera ricca di vapore e i bacini di raccolta del liquido; oppure ai venti, in cui l'energia della radiazione solare era trasformata in energia meccanica di grandi masse d'aria, energia che veniva poi dissipata negli attriti e in parte, attraverso elettrizzazioni e scariche elettriche, in energia chimica di composti sintetizzati nell'atmosfera e poi finalmente in calore quando tali composti reagendo ulteriormente tra loro e con sostanze dissolte nell'oceano, ritornavano alle forme originarie dell'equilibrio chimico nell'atmosfera.

È difficile individuare processi ciclici dello stesso genere nel brodo prebiotico delle lagune al margine dei continenti. È però ragionevole chiedersi se il ciclo di reazioni chimiche potenzialmente divergente in cui consiste la vita non rientri nel quadro dei processi indotti in un sistema complesso da un flusso continuo di energia che lo attraversa e se il suo instaurarsi sulla Terra, circa quattro miliardi di anni fa, non possa essere assimilato ad una serie di transizioni successive del tipo di quelle che fanno passare un sistema caotico da uno stato stazionario ad un altro a cui corrisponde un livello di ordine più elevato.

Anche in campo biologico, l'idea che in un sistema molto complesso inizialmente disordinato un qualche tipo di ordine possa instaurarsi spontaneamente e che questo sia l'orientamento corretto per trovare una spiegazione di molti fenomeni, è tutt'altro che nuova. Senza cercare di risalire alle origini, ci limitiamo a citare a questo proposito i lavori di Kauffman [11] sul comportamento di reti casuali di geni (o neuroni) formali interagenti.

Kauffman ha studiato reti costituite da N elementi, ciascuno dei quali sia in grado di ricevere, a un certo istante T , segnali positivi (eccitatori) o negativi (inibitori) da altri elementi della rete ai quali è collegato, e di trasmettere di conseguenza a sua volta all'istante $(T + 1)$ ad altri elementi ancora della rete una sua risposta eccitatoria o inibitoria, secondo una regola di correlazione tra ingressi ed uscita, prefissata e di regola diversa da elemento a elemento.



Per avere una immagine viva semplice di una tale rete, si pensi ad un sistema costituito da N lampadine, ciascuna delle quali può essere, indipendentemente dalle altre, accesa o spenta. Il sistema ha in totale 2^N stati possibili. Ogni lampadina fa parte di una unità (fig. 9) che ha k ingressi e una sola uscita. Gli

ingressi sono collegati alle uscite di altre k lampadine *scelte a caso* tra le $(N - 1)$ restanti della rete. Il tempo è scandito in unità discrete $1, 2, \dots, T, \dots$ da un metronomo. Al tempo T ogni ingresso riceve un segnale positivo o negativo a seconda che la lampadina a cui è collegato è accesa o spenta: il sistema di segnali che la lampadina riceve al tempo T è uno qualsiasi tra i 2^k sistemi possibili. La *regola di correlazione* prefissata stabilisce quale delle due risposte (accesa o spenta) la lampadina considerata deve dare per ciascuno dei 2 sistemi possibili di segnali di ingresso. La risposta prestabilita viene data al tempo $T + 1$ e l'impulso corrispondente viene trasmesso sull'uscita dell'unità relativa alle altre unità a cui essa è collegata. A ciascuna lampadina è stata associata una particolare regola di correlazione tra ingressi e risposta una volta per tutte, mediante sorteggio. Il numero delle possibili leggi di correlazione tra loro diverse è evidentemente $2^{(2^k)}$. Ad esempio, per $k = 2$, i diversi sistemi di segnali in ingresso sono 4: in corrispondenza di ciascuno di essi la lampadina può essere accesa (+) o spenta (—). Si hanno quindi $2^4 = 16$ sistemi di risposte diverse, secondo lo schema della figura 10. Tra le 16 risposte viene estratta a sorte quella da associare a ciascuna lampadina.

	possibili segnali in ingresso		risposte possibili															
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1	+	+	+	+	+	+	-	+	+	-	+	-	-	+	-	-	-	-
2	+	-	+	+	+	-	+	+	-	-	-	+	+	-	+	-	-	-
3	-	+	+	+	-	+	+	-	-	+	+	-	+	-	-	+	-	-
4	-	-	+	-	+	+	+	-	+	+	-	+	-	-	-	-	+	-

Fig. 10

Realizzata la rete, essa viene messa in un qualsiasi stato iniziale (tra i 2^N stati che essa può assumere) e lasciata a se stessa. Siccome il numero totale di stati è finito (2^N), è chiaro che la rete descriverà un ciclo. È tuttavia da attendersi che in generale si tratti di cicli estremamente lunghi, dell'ordine di 2^N unità di tempo. Se per esempio l'unità di tempo è il secondo, da una rete di 100 elementi ci si attendono in generale cicli della durata di $2^{100} \approx 10^{30}$ secondi, cioè circa $7 \cdot 10^{12}$ volte l'età della Terra.

Una trattazione matematica del problema, possibile in linea di principio, in pratica si è potuta fare solo in qualche particolarissimo caso ($k = N$). Non resta perciò altra via che quella di studiare sperimentalmente il comportamento della rete, direttamente o mediante simulazione sul calcolatore elettronico. È ciò che ha fatto Kauffman, giungendo al risultato abbastanza sorprendente che per $k = 2$ oppure 3, il sistema descrive di regola cicli molto più brevi del previsto, e precisamente dell'ordine di appena radice di N unità di tempo.

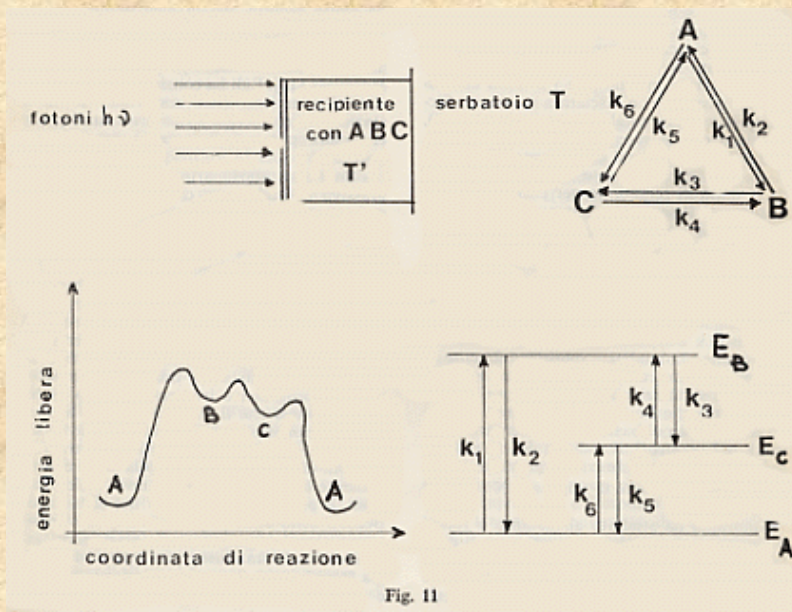
Kauffman ha studiato abbastanza a fondo il comportamento di queste reti casuali di elementi binari deterministici ed ha cercato di utilizzare i risultati per interpretare fatti biologici. Per esempio, supponendo che i circuiti di regolazione cellulare abbiano avuto origine come reti casuali di questo genere, egli ha cercato di mettere in relazione i diversi modi di comportamento possibili di una data rete, col numero di tipi diversi di cellule in un organismo e cose simili. Il tentativo, troppo semplice per poter aver successo, non ha avuto seguito, ma la idea di partenza è certamente interessante.

Un ordine di idee diverso, molto più vicino al nostro, è stato invece proposto nel 1968 da Morowitz [12]. Egli ha considerato, come noi, sistemi complessi attraversati da un flusso stazionario di energia ed ha creduto di poter enunciare per essi il teorema generale seguente:

« Un flusso stazionario di energia in progressiva degradazione, che attraversi un sistema complesso il quale si trovi in uno stato stazionario, determina sempre in esso almeno un processo a carattere ciclico ».

In realtà, questo enunciato è assai meno significativo di quanto non possa sembrare a prima vista. L'assorbimento di energia da parte di un sistema complesso può provocare o trasformazioni progressive irreversibili, o trasformazioni che consentono al sistema di ritornare sullo stato iniziale. Le trasformazioni progressive irreversibili sono escluse dall'ipotesi che il sistema si trovi in uno stato stazionario. Restano dunque solo le seconde, che Morowitz interpreta come trasformazioni cicliche e che di regola sono effettivamente tali. Che ci siano tuttavia delle eccezioni, è provato dall'esempio del sistema di Bénard nello stato conduttivo: esso è un sistema complesso in uno stato stazionario, attraversato da un flusso stazionario di energia (termica) in via di degradazione, ma non è possibile individuare al suo interno alcun processo, né a livello macroscopico né a livello molecolare, che abbia un preciso carattere ciclico. È però chiaro che si potrebbe enunciare il «teorema» in modo da escludere casi limite di questo genere, e resta il fatto che è sempre molto interessante, nel quadro delle idee suesposte, studiare i fenomeni ciclici che di regola accompagnano il passaggio di un flusso stazionario di energia in via di degradazione attraverso un sistema complesso. Le celle di Bénard e i vortici di Taylor rientrano tra essi.

Morowitz ne presenta alcuni, tra cui il sistema di Onsager [13] le cui caratteristiche sono sommariamente descritte nella figura 11. Esso è costituito da un recipiente chiuso contenente una miscela di tre sostanze A, B, C, ciascuna delle quali può trasformarsi (con costanti di velocità di reazione note) nell'una o nell'altra delle rimanenti. Il sistema è a contatto termico con un serbatoio di calore alla temperatura T e può essere irradiato con radiazione elettromagnetica di lunghezza d'onda conveniente, attraverso una parete trasparente alla radiazione.



In assenza di irraggiamento, il sistema si porta in uno stato di equilibrio termodinamico: le concentrazioni relative delle tre sostanze si calcolano immediatamente in funzione delle costanti k , di velocità di reazione: all'equilibrio ciascuna reazione procede nei due sensi con uguale velocità.

Supponiamo invece che la miscela venga irradiata a intensità costante con quanti di energia tale da poter esser assorbiti dalle molecole di A, che in conseguenza dell'assorbimento vengono trasformate in molecole di B. Supponiamo inoltre che né B né C siano in grado di assorbire tali quanti. Si vede allora subito che per effetto dell'irraggiamento il sistema viene allontanato dallo stato di equilibrio termodinamico e passa in uno stato stazionario, in cui il flusso di energia incidente sotto forma di quanti di energia elettromagnetica attraversando il sistema viene degradata in calore. Quando lo stato stazionario è raggiunto, il sistema viene a trovarsi ad una temperatura $T' > T$, tale che la trasmissione di calore per secondo attraverso la parete che lo separa dal termostato a temperatura T compensi esattamente l'aumento nello stesso tempo dell'energia interna del sistema dovuto all'assorbimento della radiazione. All'interno del sistema ha luogo intanto un processo ciclico: si ha un flusso netto di materia che da A si trasforma in B, da B in C e quindi in A nuovamente. Il ciclo è mantenuto in moto dal flusso costante di energia in via di degradazione che attraversa il sistema.

Questo esempio è notevole per la sua somiglianza con quello delle celle di Bénard e con l'altro dei vortici di Taylor, ma nello stesso tempo se ne differenzia profondamente. Infatti, il sistema di Onsager non dà luogo, per determinati valori dei parametri esterni, a transizioni spontanee da uno stato stazionario ad un altro cui corrisponda un più elevato grado di ordine. Il ciclo che in esso ha luogo sotto irraggiamento non ha una soglia col variare della intensità della radiazione. Al variare della frequenza della radiazione non esiste una soglia, ma una risonanza, al di fuori della quale da una parte e dall'altra l'assorbimento della radiazione è praticamente nullo. Alla risonanza l'intera energia assorbita e non una sua frazione rimane per un certo tempo nel sistema sotto forma di energia libera e viene poi dissipata per gradi nei passaggi da B a C e da C ad A. I processi in gioco non escono dai limiti della matematica lineare e questa è la ragione per cui il sistema non può evolvere verso una maggiore complessità.

Ciò mostra come i comportamenti che ci interessano, le transizioni da uno stato stazionario ad un altro con variazione dell'ordine, non siano legati tanto al passaggio attraverso al sistema di un flusso continuo di energia in via di degradazione, quanto al carattere essenzialmente non lineare dei processi che possono aver luogo all'interno del sistema stesso cioè alla struttura stessa del sistema.

L'idea che le considerazioni sviluppate a proposito delle celle di Bénard possano essere in qualche modo applicabili anche al sistema costituito dal brodo prebiotico contenuto in una laguna ai margini di un continente, può dunque essere presa in considerazione solo se si dimostra che un tale sistema doveva essere

sicuramente non lineare. Ma ciò è senz'altro scontato. Un sistema chimico in cui avvengono reazioni che non siano tutte del primo ordine (come avviene nel sistema di Onsager), in cui per esempio abbiano luogo reazioni di scambio e siano presenti dei catalizzatori, è sempre non lineare [14]. Le equazioni differenziali che descrivano la cinetica del sistema sono infatti del tipo:

$$\frac{dx_i}{dt} = f_i(x_1, x_2, \dots, x_n) \dots \dots \dots i = 1, 2, \dots, n$$

dove le f_i sono in generale funzioni non lineari dei loro argomenti. È quindi certo che il brodo prebiotico, nel quale tra l'altro erano sicuramente presenti catalizzatori inorganici a bassa attività ma a larghissimo spettro, era un sistema essenzialmente non lineare.

8. L'origine della vita

Si va così precisando una nuova ipotesi relativamente al processo che può aver dato luogo alla comparsa sulla Terra dei primi organismi. Finora [15] si è sempre fissata l'attenzione su singole unità, come una gocciolina di coacervato o una microsfera di materiale proteico o una piccola sacca chiusa formata da uno strato di materiale fosfo-lipidico. Una di queste unità, attraverso un lungo processo di evoluzione chimica e di duplicazioni imperfette e in larga misura casuali, avrebbe dovuto trasformarsi in un proto-organismo. Nessuno è tuttavia stato in grado di fornire una qualche attendibile descrizione del processo in questione: la descrizione più dettagliata si è limitata ad affermare che alcuni oligopeptidi ed oligonucleotidi devono essere stati catturati assieme entro, per esempio, una sacca di materiale lipidico dalla quale non potevano più uscire, mentre i relativi monomeri, amminoacidi e nucleotidi, erano in grado di passare attraverso alla parete. Occasionalmente, un oligopeptide ed un oligonucleotide avrebbero cominciato ad interagire, il primo facilitando la duplicazione del secondo e il secondo la sintesi da oligopeptidi simili al primo.

Ciò avrebbe in qualche modo messo in moto il processo riproduttivo, favorendo l'accrescimento e, mediante inclusione di altro materiale lipidico raccolto dal mezzo, la divisione in due della sacca originaria. Sarebbero poi stati favoriti quegli oligomeri che allungandosi convenientemente e rendendo così sempre più specifiche e intense le loro capacità catalitiche, fossero capaci di rendere sempre più precisi e veloci i processi di sintesi della proteine e di duplicazione dell'acido nucleico.

Una descrizione del genere contiene certamente molto di verosimile ma anche molte lacune, che conviene mettere in evidenza. Prima di tutto manca fino ad oggi un modello preciso delle interazioni tra oligopeptidi ed oligonucleotidi casuali: questa lacuna potrebbe tuttavia essere colmata da uno studio attento del ruolo svolto nel brodo primitivo dai polimeri misti [15]. Manca inoltre un modello matematico della nucleazione iniziale che descriva dal punto di vista cinetico il processo tra la formazione dei primi oligomeri casuali e l'inizio del vero e proprio processo selettivo: si tratta tuttavia di una lacuna che non dovrebbe essere difficile colmare [15].

Ciò che, tuttavia, lascia più perplessi è il fatto che la teoria non può evidentemente essere svolta prendendo in considerazione una singola unità e seguendo la sua evoluzione fino a che non si trasformi in una protocellula. Una unità singola è evidentemente soggetta ad infinite vicissitudini casuali, per cui non se ne può sviluppare la teoria in termini deterministici, ma si deve ripiegare su considerazioni probabilistiche. Si deve dunque prendere in considerazione fin dall'inizio una popolazione di unità simili: per esempio, sacche fosfolipidiche che hanno imprigionato oligomeri casuali. E solo da una popolazione del genere che potrà alla fine uscir fuori un certo numero di proto-cellule. Ma un sistema del genere è già un sistema complesso la cui esistenza nel brodo prebiotico non si può semplicemente postulare. Manca una teoria attendibile di come sia avvenuta la transizione dal brodo prebiotico, come semplice soluzione con un gran numero di soluti potenzialmente reagenti, ad un sistema già notevolmente organizzato.

Le considerazioni che abbiamo svolto nei paragrafi precedenti ci offrono forse una possibilità di superare l'empasse mettendoci da un nuovo punto di vista, che è appunto quello suggerito dall'analogia tra brodo prebiotico e sistema di Bénard.

Sembra a prima vista che numerose altre difficoltà si oppongano al tentativo di far rientrare la genesi di sistemi viventi in un ambiente inizialmente abiologico, nel quadro concettuale dei sistemi non lineari precedentemente delineato. La più grossa di queste difficoltà è quella che un organismo (almeno un organismo attuale) non sembra possedere alcuna delle caratteristiche essenziali di un sistema non lineare del tipo di quello di Bénard. Un organismo è certamente un sistema gerarchico, ma i sottosistemi che lo costituiscono sono, a tutti i livelli fino a quello molecolare, essenzialmente non ripetitivi, fortemente individualizzati, come del resto sono individualizzati i singoli organismi nei confronti l'uno dell'altro.

In secondo luogo, mentre il sistema di Bénard è un sistema chiuso, attraversato da un flusso stazionario di energia, un organismo vivente è sempre un sistema aperto, che è attraversato non solo da un

flusso di energia, ma anche da un flusso continuo di materiali vari, che vengono da lui trasformati chimicamente e che ne formano e via via ne rimpiazzano continuamente le strutture. Più che ad un oggetto, un vivente è paragonabile a un fiume, che raccoglie acqua dalle fonti e da tutto il terreno circostante e ne cede continuamente una quantità equivalente al mare in cui sfocia.

L'unica caratteristica che un organismo ha veramente in comune col sistema di Bénard è quella che ambedue si mantengono sempre lontani dall'equilibrio termodinamico. Anche un organismo tende continuamente a ricadere in tale stato, e può mantenersene sufficientemente lontano, può cioè mantenersi vivo, solo a patto di essere continuamente rifornito dall'esterno di energia in forma pregiata, che va poi al suo interno gradualmente trasformata in calore. L'essere lontani dall'equilibrio termodinamico è ad esempio condizione necessaria perché gli enzimi possano svolgere le loro funzioni di catalizzatori organici e in molti punti chiave della dinamica interna dell'organismo sono evidenti degli accorgimenti che garantiscono che il sistema non possa in nessun caso avvicinarsi troppo a tale condizione.

Per ciò che concerne la non ripetitività delle subunità che costituiscono un organismo, la questione a dire il vero non sembra poi molto importante se la si riesamina criticamente, così come non molto importante sembra il carattere fortemente individualizzato dei singoli organismi. La individualità è molto marcata solo a livello degli organismi superiori, ma si va manifestamente attenuando se si considerano organismi via via più semplici e più primitivi fino a sparire praticamente quasi del tutto a livello degli unicellulari procarioti. Può dunque esser considerata essenzialmente una conquista della evoluzione e possiamo non occuparcene, nei limiti in cui intendiamo riferirci all'origine della vita sulla Terra.

Ci riferiremo dunque esclusivamente ad organismi unicellulari il che semplifica di molto il problema. Ma anche una singola cellula è un sistema aperto e, come sistema gerarchico, risulta costituita da subunità non ripetitive e individualizzate. Sembra tuttavia che anche queste difficoltà si possano superare se, come sistema da porre a confronto col sistema di Bénard, si prende non la cellula singola, ma un sistema comprendente un gran numero di organismi unicellulari, mettendo in un certo senso a confronto la cellula singola con la singola cella di convezione di Bénard.

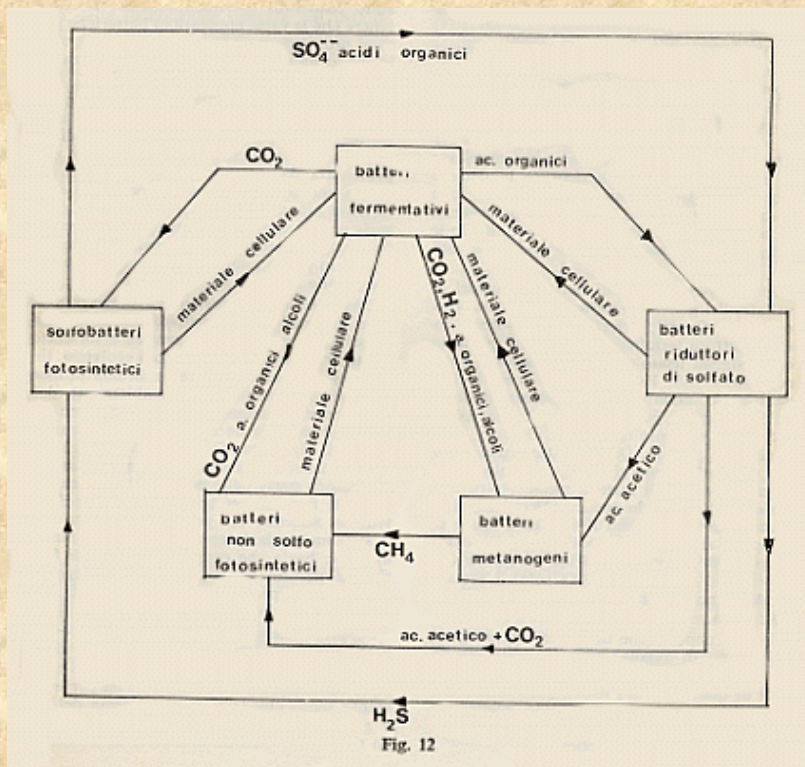
Perché l'idea sia accettabile, occorre far vedere che una popolazione del genere può generarsi spontaneamente in un sistema inizialmente abiologico, chiuso, attraversato da un flusso costante di energia in via di degradazione. Le cellule hanno un loro ciclo vitale. Se in certe condizioni il loro numero rimane in media costante, ciò significa che per unità di tempo ne vengono distrutte esattamente quante ne vengono generate in più del numero medio. I materiali inorganici presenti nell'ambiente devono essere continuamente riciclati dai proto-organismi e il motore che mantiene in moto il ciclo deve essere il flusso di energia che attraversa il sistema.

Non siamo per ora in grado di dimostrare che un tale sistema può effettivamente realizzarsi per evoluzione spontanea a partire da un sistema abiologico chiuso. Possiamo però far vedere che esso è almeno in linea di principio concepibile, senza violare nessuno dei principi scientifici fondamentali.

9. Un sistema biologico chiuso

Una possibilità del genere è infatti discussa in molti trattati di microbiologia [16] ed è molto probabilmente realizzabile a livello di popolazioni batteriche.

L'intero sistema, rappresentato dallo schema della figura 12, si suppone contenuto in un recipiente ermeticamente chiuso, che impedisce ogni scambio di materiali con l'ambiente circostante. Le pareti, o parti di esse, sono tuttavia trasparenti alla luce solare e consentono il passaggio di calore. Il sistema è quindi attraversato da un flusso di energia che si suppone costante e che entra come energia elettromagnetica associata alla radiazione solare ed esce sotto forma di calore ceduto all'ambiente.



All'interno del recipiente più popolazioni batteriche continuano indefinitamente a moltiplicarsi in fase stazionaria, ciascuna nutrendosi dei materiali di scarto di altre popolazioni: l'energia necessaria proviene sempre in definitiva dalla radiazione elettromagnetica entrante. I materiali disponibili continuano così a circolare indefinitamente, passando da una popolazione batterica ad un'altra, in modo molto simile (anche se molto più complicato) a ciò che avviene nel sistema di Onstager.

Ricordiamo rapidamente come devono essere scelte le popolazioni batteriche perché il sistema possa, almeno in linea di principio, funzionare. Deve innanzi tutto esserci una « porta d'ingresso » per l'energia elettromagnetica proveniente dal Sole: almeno alcune delle popolazioni batteriche presenti devono essere costituite da batteri fotosintetici. La fotosintesi batterica non libera, com'è noto, ossigeno; possiamo quindi supporre che l'intero sistema sia costituito da batteri anaerobi. Supporremo dunque presenti:

- 1) Una popolazione di *Solfobatteri porpora e verdi*, fotosintetici, che usano come donatore d'idrogeno l'idrogeno solforato, H_2S , che viene da essi ossidato a solfato. La sorgente di energia è ovviamente la radiazione solare, mentre la sorgente del carbonio cellulare è l'anidride carbonica CO_2 , che deve dunque essere presente in quantità appropriata nell'atmosfera interna del contenitore. Si suppongono inoltre presenti nel terreno i sali minerali necessari.
- 2) Una popolazione di batteri del genere *Clostridium*, fermentativi anaerobi, tale da provvedere alla completa demolizione dei materiali cellulari di tutti i batteri morti del sistema. Siccome i batteri fermentativi sono di regola molto specializzati nelle loro esigenze nutrizionali, è necessario un complesso di specie diverse per assicurare la demolizione di tutti quei materiali. I prodotti sono in questo caso: CO_2 , H_2 , NH_3 , acidi organici ed alcoli vari, destinati tutti a soddisfare le esigenze nutrizionali di altre specie batteriche presenti.
- 3) Una popolazione di batteri riduttori di solfato, dei generi *Desulfovibrio* e *Desulfotomaculum*. Questi batteri usano il solfato come accettore terminale di elettroni (al posto dell'ossigeno usato dai batteri aerobi), riducendolo a H_2S . Essi chiudono così il ciclo dello zolfo, all'interno del sistema, assieme ai Solfobatteri porpora e verdi che usano H_2S come sorgente di potere riducente, ossidandolo a solfato. Questi batteri usano come sorgenti di energia e di carbonio: acidi organici (es. acidi lattico, malico, piruvico) ossidandoli ad acido acetico. Alcuni ceppi di *Desulfovibrio* riducono il solfato a spese di idrogeno molecolare e possono usare come sorgente di carbonio anidride carbonica CO_2 insieme ad acetato (non CO_2 sola). L'acetato prodotto può essere utilizzato dai batteri fotosintetici.
- 4) Una popolazione di *batteri metanogeni*, che usano di regola come sostrati idrogeno molecolare H_2 ed anidride carbonica. Alcuni di questi batteri usano però anche acido formico, metanolo ed acido acetico. Il metano prodotto può essere usato da taluni ceppi di batteri fotosintetici.

5) Una popolazione di *batteri porpora* fotosintetici, non utilizzanti zolfo. Anche questi batteri fanno parte della porta d'ingresso nel sistema del flusso di energia. Essi provvedono alla completa utilizzazione dell'acido acetico e degli altri componenti organici semplici prodotti dal metabolismo delle altre popolazioni batteriche presenti. Tra essi, un ceppo di *Rhodospseudomonas gelatinosa* è capace di crescere in metano come unico donatore di idrogeno e può incorporarne il carbonio nel suo materiale cellulare. Può anche ossidare il metano a CO₂ [17].

Ecco dunque descritto qualitativamente il sistema batterico chiuso che, alimentato da un flusso stazionario di energia, dovrebbe continuare a vivere indefinitamente. In realtà, quanto abbiamo detto fin ora non è sufficiente per concludere che il sistema possa effettivamente funzionare: esso non è mai stato realizzato sperimentalmente. È da ritenere che le varie popolazioni batteriche possano proporzionarsi le une rispetto alle altre in modo da evitare che si formino accumuli di materiali inutilizzabili.

Tuttavia anche nella migliore delle ipotesi, che il sistema possa funzionare indefinitamente, non è detto che la condizione di regime sia quella in cui ogni popolazione è rappresentata da un numero di esemplari costante nel tempo. La cinetica potrebbe essere assai più complicata: le numerosità delle varie popolazioni pur mantenendosi in media costanti nel tempo, potrebbero oscillare nel tempo in modo complesso sfasate le une rispetto alle altre.

C'è poi un motivo per cui il sistema pur capace di funzionare indefinitamente in linea di principio, potrebbe in pratica a un certo punto arrestarsi. Le popolazioni evolvono. Un vantaggio evolutivo acquisito da una di esse potrebbe determinare un cambiamento delle esigenze nutrizionali o una alterazione del metabolismo tale da cambiare la natura dei prodotti di scarto. Si potrebbe in tal caso determinare un accumulo di materiali inutilizzabili da parte delle popolazioni batteriche presenti fino alla completa estinzione della vita nel sistema. Ciò però non significa che il sistema perda interesse dal nostro punto di vista: basta che esso sia in grado di funzionare per un tempo abbastanza lungo in confronto al periodo di riciclaggio dei materiali al suo interno.

Se, prescindendo dalle mutazioni e da eventuali processi evolutivi catastrofici, il sistema batterico considerato può in linea di principio funzionare indefinitamente, ha perfettamente senso chiedersi se un sistema del genere non possa aver tratto origine dal brodo prebiotico, tramite una serie di transizioni da uno stato stazionario ad un altro dotato di un livello di ordine più elevato.

L'attenzione viene dunque ora a fissarsi non più su di una singola entità protocellulare, ma su un sistema macroscopico: una laguna ai margini di un continente, le cui acque hanno raccolto in abbondanza molecole varie sintetizzate nei gas dell'atmosfera primitiva e in essa raccolte dalle precipitazioni atmosferiche. I processi ciclici che in tale sistema sono stati certamente prodotti dal flusso di energia proveniente dall'atmosfera e dal Sole, dobbiamo vederli come passi successivi di un complicato processo di progressiva autorganizzazione della materia, coinvolgente l'intero brodo prebiotico lagunare.

Ogni transizione deve aver avuto una soglia. Il primo stato stazionario sarà stato probabilmente quello in cui si è avuta la sintesi casuale di oligomeri: oligonucleotidi ed oligopeptidi e oligomeri misti [18], contrastata dalla demolizione operata dai catalizzatori inorganici. La prima transizione sarà stata forse quella in cui si è affermata la sintesi istruita di oligopeptidi, prevalendo definitivamente su quella non istruita, molto più lenta. Una successiva transizione potrà essere stata quella che ha visto l'affermarsi del riconoscimento di specifici oligonucleotidi da parte di olipeptidi dotati di attività catalitica, e così via.

Probabilmente solo in un secondo tempo, quando cicli autocatalitici coinvolgenti oligopeptidi, oligonucleotidi e oligomeri misti [18] erano già avviati e in concorrenza tra loro, si deve essere introdotta casualmente la novità, foriera di un grande vantaggio evolutivo, di racchiudere uno di questi cicli entro una sacca fosfolipidica capace di accelerare grandemente il processo, col mantenere sempre vicini i suoi vari componenti. Questo passo, trasformando il processo chimico unitario iniziale della laguna prebiotica in una popolazione di protoorganismi, deve esser stato quello che ha condotto il sistema dalla prima forma di evoluzione chimica, per successive transizioni tra stati stazionari via via sempre più organizzati, alla forma finale della evoluzione biologica darwiniana.

BIBLIOGRAFIA SCELTA

[1] AGENO M., *Idee sull'inizio dell'evoluzione biologica*, in: *Programmi di Biofisica*, Boringhieri, Torino, 1979, n. 1.

[2] HAKEN H., *Synergetics. An Introduction*, Springer, Berlin, 1977.

[3] PATTE H.H. ED., *Hierarchy Theory. The Challenge of Complex Systems*, Braziler, New York, 1973.

[4] Si veda ad esempio: GALEOTTI P., NUVOLI L., *La fisica dell'Universo*, Loescher, Torino, 1978, p. 91 e sg.

[5] GOODWIN B.C., *Temporal Organization in Cells*, Academic Press, London and New York, 1963.

[6] BÉNARD H., *Rev. Gen. Sci. Pure Appl.* 12, 1261 (1900).

BÉNARD H., *Les Tourbillons cellulaires dans une nappe liquido transportant de la chaleur par convection en regime permanent*, *Ann. de Chimie et de Physique* 23, 62 (1901).

LORD RAYLEIGH, *On Convection Currents in a Horizontal Layer of Fluid where the Higher Temperature is on the Under Side*, *Phil. Mag.* 32, 529, (1916).

KOSCHMIEDER E.L., *Instabilities in Fluid Dynamics*, in: HAKEN H. ED., *Synergetics. A Workshop*, Springer, Berlin, 1977, p. 70-78.

SWINNEY H.L., GOLLUB J.P., *The transition to turbulence*, *Physica today*, 31, 41 (1978). v. anche [2], p. 244-253.

[7] TAYLOR G.L., *Roy. Soc. Phil. Trans. (London) A.* 223, 289 (1923).

CHANDRASEKHAR S., *Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability*, Oxford, 1961.

[8] LOTKA A.J., *Elements of Mathematical Biology*, Dover, New York, 1966, cap. VIII.

VOLTERRA V., *Theorie Mathematique de la Lutte pour la Vie*, Gauthier-Villars, Paris,

GOEL N.S., MATRA S.C., MONTROLL E.W., *On the Volterra and Other Non-Linear Models of Interacting Populations*, *Rev. Mod. Phys.* 43, 231 (1971). -

SCUDO FAI., ZIEGLER J.R. EDS., *The Golden Age of Theoretical Ecology: 1923-1940*, Springer, Berlin, 1977, part II.

GLANDSDORF P., PRIGOGINE I., *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations*, Wiley, London, 1971.

[9] AGENO M., *Lezioni sull'origine della vita*, dispense a cura dell'Ufficio dispense dell'Istituto di Fisica dell'Università di Roma, 1977-1978.

[10] CALVIN M., *Chemical Evolution*, Clarendon Press, Oxford, 1969, p. 132-142.

STEINMAN G., LEMMON R.M., CALVIN M., *Dicyandiamide: possible role in peptide synthesis during chemical evolution*, *Science* 147, 574 (1965).

[11] KAUFFMAN S.A., *Metabolic Stability and Epigenesis in Randomly Constructed Genetic Nets*, 3. *Theor. Biol.* 22, 437 (1969).

[12] MOROWITZ H.J., *Energy Flow in Biology*, Academic Press, New York and London, 1968.

[13] ONSAGER L., *Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I*, *Phys Rev* 37, 405 (1931).

[14] SAVAGEAU M.A., *Biochemical System Analysis*, Addison-Wesley, Reading Mass, 1976. [15] AGENO M., citato in [8], parte III.

[16] STANIER R.Y., ADELBENG E.A., INGRAHAM J., *The Microbial World*, 4 ed., Prentice Hall Englewood Cliffs, 1976, p. 726-27.

[17] WERTLIEB D., VISHNIAC W., *Methane utilization by a strain of *Rhodospirillum rubrum**, *J. Bacteriol.* 93, 1722 (1967).

[18] AGENO M., *Struttura e origine del codice genetico*, Programmi di Biofisica N8, 1978. In distribuzione privata.

[Torna alla pagina principale](#)

