



## O malejącej entropii

*Michał Mandrysz, Jakub Mielczarek*  
*Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński*

### 1. Wstęp

Ludwig Boltzmann powszechnie uważany jest za jednego z najważniejszych naukowców XIX wieku. Wpłynęło na to, w szczególności, sformułowanie przez niego drugiej zasady termodynamiki za pomocą terminu zwanego entropią

$$S = k_B \ln \Omega, \quad (1)$$

która zlicza ilość mikrostanów wchodzących do danego makrostanu, co oznaczamy przez  $\Omega$ . Wymiar entropii jest w równaniu (1) zdeterminowany przez stałą Boltzmanna, wynoszącą  $k_B \approx 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$ .

Druga zasada termodynamiki stwierdza wówczas, iż dla dowolnego układu izolowanego entropia rośnie lub w przypadku procesów odwracalnych pozostaje ona stała, tzn.

$$dS \geq 0. \quad (2)$$

Elementarną i bardzo ważną konsekwencją praktyczną tego prawa jest fakt, iż każdy *izolowany* układ fizyczny pozostawiony „sam sobie”, maksymalizuje tę funkcję. Zawsze więc (przy odpowiednio dużej liczbie cząstek), wskazuje ona w układach izolowanych kierunek przebiegu rzeczywistych procesów. Rozważając podział entropii układu izolowanego na system  $S_{\text{sys}}$  i otoczenie  $S_{\text{env}}$ , spodziewamy się iż zmiana entropii całkowitej będzie funkcją niemalejącą:

$$\frac{dS_{\text{tot}}}{dt} \geq 0, \quad (3)$$

będącej sumą tych dwóch przyczynków

$$S_{\text{tot}} = S_{\text{sys}} + S_{\text{env}}. \quad (4)$$

Jeśli teraz dodatkowo nasz otwarty podsystem znajdzie się w *stanie stacjonarnym*, innymi słowy, gdy  $\frac{dS_{\text{sys}}}{dt} = 0$ , wówczas na mocy (3) entropia otoczenia nie powinna maleć:

$$\frac{dS_{\text{env}}}{dt} \geq 0. \quad (5)$$

Oprócz sformułowania Boltzmanna istnieje jeszcze kilka innych sformułowań II Zasady Termodynamiki oraz entropii. Najstarsze z nich wiążące infinitezymalne zmiany entropii z przepływem ciepła podane zostało przez Clausiusa:

$$dS \geq \frac{dQ}{T}, \quad (6)$$

przy czym równość w (6) zachodzi dla procesów odwracalnych. Jednakże współcześnie powszechnie stosuje się ogólniejsze wyrażenie zwane entropią Gibbsa, będącą sumą po prawdopodobieństwach  $p_i$  wszystkich  $n$  mikrostanów:

$$S = -k_B \sum_{i=1}^n p_i \ln p_i. \quad (7)$$

Powyzsze sformulowania wzajemnie się uzupełniają i nie ma pomiędzy nimi konfliktu. Prawa fizyczne, rzadko ulegają istotnym zmianom, jednak z biegiem lat język fizyki ulega modernizacji, zastępując złożone idee konceptami bardziej fundamentalnymi. W ten sposób nasz opis Natury staje się głębszy i bardziej wyrafinowany. Po raz kolejny miało to miejsce w połowie XX wieku za sprawą publikacji C.E. Shannona i jego konceptu entropii informacyjnej. Formuła, dzięki której można obliczyć entropię informacyjną, jest bardzo zbliżona do wzoru Gibbsa:

$$H(X) = -\sum_{i=1}^n P(x_i) \log_b P(x_i). \quad (8)$$

W definicji Shannona rozważana jest zmienna losowa  $X$  mogąca przyjmować z prawdopodobieństwem  $P(x_i)$  jedną z dyskretnych wartości ze zbioru  $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ , a podstawa logarytmu  $b$  przyjmować może różne wartości (dogodnym wyborem jest  $b = 2$ ). Ponadto,  $P(x_i)$  jak każda prawidłowa funkcja rozkładu prawdopodobieństwa, spełnia  $\sum_{i=1}^n P(x_i) = 1$ .

Interpretację wyrażenia (8) łatwo jest zrozumieć rozważając dwa najprostsze przypadki:

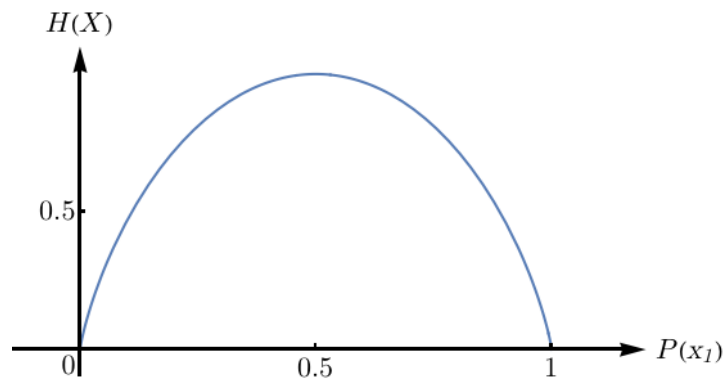
- Jeśli dla pewnego znaku  $x_i$ ,  $P(x_i) = 1$ , a dla reszty  $\forall_{j \neq i} P(x_j) = 0$ , wówczas  $H(X) = 0$ . Innymi słowy, entropia Shannona równa jest zero, gdy mamy pewność, jaka będzie wiadomość.
- Jeśli zmienna losowa  $X$  przybiera jedną z dwóch wartości  $\{x_1, x_2\}$  oraz gdy  $x_1 = x_2 = \frac{1}{2}$ , tzn. mamy tylko dwa znaki i nie mamy pojęcia, który ze znaków będzie składał się na naszą wiadomość, wówczas entropia  $H(X) = -\log_2 \frac{1}{2} = 1$ . Wynik ten łatwo można uogólnić dla dowolnego  $n$ , pokazując, iż w przypadku jednakowych prawdopodobieństw entropia

Shannona uzyskuje wartość maksymalną. Funkcja  $H$  jest więc miarą naszej niewiedzy na temat rozkładu  $P(x_i)$ .

Jaki jest więc związek pomiędzy entropią informacyjną a entropią Gibbsa? Aby to zrozumieć powróćmy do drugiego z rozważanych wyżej przypadków ( $n = 2$ ), ale z dowolnie obranym prawdopodobieństwem jednego ze stanów  $P(x_1) = p$ , a więc  $P(x_2) = 1 - p$ . Wówczas nasza funkcja (8) przyjmuje postać:

$$H(X) = -p \log_2 p - (1 - p) \log_2 (1 - p), \quad (9)$$

a jej wykres przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1. Wartości entropii dla zbioru dwóch znaków

Rysunek ten niesie ze sobą esencję pomysłu Boltzmanna, ale również w nowym, teorio-informacyjnym sensie, załączek pomysłu Edwina Thompsona Jaynesa (1957).

Według Boltzmanna, stanem równowagowym o największym prawdopodobieństwie jest stan maksymalizujący entropię, czyli stan o największej liczbie mikroskopowych konfiguracji. Na pierwszym kursie fizyki statystycznej, z wykorzystaniem metody mnożników Lagrange'a wyprowadza się w ten sposób rozkład Boltzmanna, który ze względu na ogromną liczbę mikroskopowych stopni swobody daje nam niezwykle precyzyjne przewidywania dla stanów makroskopowych.

Z kolei Edwin Jaynes w swojej pracy [1] rozpoznał szersze znaczenie maksymalizacji entropii. Patrząc na rys. 1 widzimy, że w obliczu niewiedzy na temat mikroskopowej konfiguracji układu powinniśmy dokonać maksymalizacji entropii w celu zoptymalizowania naszych przewidywań i uniknięcia fałszywych/stronniczych wniosków. Jeśli rzucamy monetą i nie mamy możliwości sprawdzenia sprawiedliwości monety, wówczas naszym najlepszym krokiem jest zgadnięcie, iż  $P(x_i) = \frac{1}{2}$ , co ilustruje rysunek 1. Maksymalizacja entropii

nie jest więc tylko prawem fizycznym (aczkolwiek taka była kolejność historyczna), ale jest obecnie rozpoznawana jako technika wnioskowania statystycznego.

Istnieje również inny związek entropii termodynamicznej z teorią informacji pochodzący od Rolfa Landauera [2]. Intuicyjnie, wiele osób jest skłonnych przyjąć, iż do wykonania obliczeń potrzebna jest energia. Okazuje się jednak, że istotna ilość energii jest dyssypowana wskutek nieodwracalnego charakteru obliczeń, związanego z usunięciem informacji bądź złączenia dwóch bitów operacją logiczną. Landauer podał dolną granicę na ciepło wydzielone do otoczenia podczas takich operacji. Mianowicie:

$$\Delta Q \geq k_B T \ln 2. \quad (10)$$

Na tej podstawie (i wykorzystując wyrażenie Clausiusa (6)), minimalna entropia produkowana przy usunięciu (jednego bitu) informacji wyraża się jako:

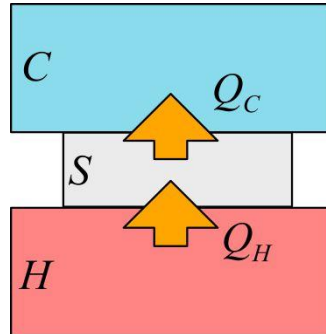
$$\Delta S_{min} = k_B \ln 2. \quad (11)$$

Wynik ten można też podsumować następująco: jeśli obserwator traci informację o systemie, wówczas traci on również możliwość ekstrakcji z niego pracy. W dalszej części asocjacja ta okaże się bardzo przydatna do oszacowania ilości przetworzonych informacji.

Jak już wspomniano, druga zasada termodynamiki jest prawem statystycznym. W obecnych czasach rozpoznaje się jej stosowalność w przewidywaniu średniego kierunku przebiegu nierównowagowych procesów dyssypatywnych (rozpraszających energię). Jednakże, zakres jej stosowalności w przypadku układów nierównowagowych nie sięga dużo dalej. Z tego powodu od wielu lat trwają prace nad jej rozszerzeniem. Jednym z dających pozytywne rezultaty podejść, pochodzącym od noblisty Ilyi Prigogine'a [3], jest potraktowanie entropii w sposób analogiczny do energii i rozważanie jej przepływu. Z taką jednak różnicą, że entropia w przeciwieństwie do energii nie jest zachowana. Aby zobaczyć możliwości takiego podejścia, rozważmy najprostszy model układu nierównowagowego.

## 2. Model układu otwartego

Rozważmy układ składający się z trzech części: chłodnicy  $C$ , gorącego źródła ciepła  $H$  oraz rozważanego systemu  $S$ , pozostającego poza stanem równowagi termodynamicznej. Zakładamy, że zarówno temperatura chłodnicy, jak i źródła ciepła są stałe, a do systemu wpływa ciepło  $Q_H$ , wypływa zaś  $Q_C$ . Sytuację tę przedstawia rysunek 2.

Rys. 2. Model systemu  $S$ 

Traktując chłodzić oraz grzejnicę jako składowe otoczenia możemy myśleć o naszym systemie  $S$  jak o układzie otwartym (porównaj z układem izolowanym z równania (4)). Podążając śladami Prigogine'a przeanalizujemy system  $S$  z perspektywy wewnętrznie wyprodukowanej entropii ( $i$ ) oraz entropii przepływającej ( $e$ ) do systemu  $S$ . Oczywiście, zmiana entropii systemu  $dS_S$  będzie wówczas sumą obu wspomnianych przyczynków:

$$dS_S = dS_i + dS_e. \quad (12)$$

W bieżącej analizie rozważmy sytuację, w której taka sama ilość ciepła wpływa do systemu, jak i z niego wypływa, czyli  $dQ_C = -dQ_H$ . Korzystając z tej zależności dostajemy następujące wyrażenie na zmianę entropii układu wynikającą z przepływu ciepła:

$$dS_e = \frac{dQ_H}{T_H} + \frac{dQ_C}{T_C} = dQ_H \left( \frac{1}{T_H} - \frac{1}{T_C} \right) = dQ_H \left( \frac{T_C - T_H}{T_H T_C} \right) < 0. \quad (13)$$

Skąd wynika, iż przepływ ciepła przez nasz system zabiera ze sobą entropię poza system. Wykorzystaliśmy tu fakt, że temperatura grzejnicy  $T_H$  jest większa od temperatury chłodzić  $T_C$  oraz dostarczone do układu ciepło  $dQ_H > 0$ . Dla potrzeb dalszej dyskusji wprowadźmy ponadto pojęcie tempa zmiany entropii związanego z przepływem ciepła:

$$j_e \equiv \frac{dS_e}{dt}. \quad (14)$$

W rozważanym przypadku, w którym ustalone są temperatury zarówno chłodzić, jak i grzejnicy, wartość  $j_e$  jest stała w czasie. Przy braku zachodzenia dodatkowych procesów spodziewamy się więc ciągłego obniżania entropii układu.

Odchodząc jednak od początkowego stanu równowagi termodynamicznej, spodziewamy się, że rolę mogą zacząć odgrywać efekty chcące przewrócić stan

wyjściowy. Będą one prowadzić do wkładu  $dS_i$ , który wiążemy tu z zachodzeniem zjawisk nieodwracalnych.

Podobnie, jak to miało miejsce w przypadku czynnika zmiany entropii wynikającej z przepływu ciepła, definiujemy tempo wewnętrznej produkcji entropii:

$$j_i \equiv \frac{dS_i}{dt}. \quad (15)$$

Spróbujmy teraz określić jak może wyglądać wyrażenie na  $j_i$ . Po pierwsze, w przypadku kiedy układ znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej (dla przypadku  $T_H = T_C$ ), wartość tego czynnika powinna być równa zero. Wynika to z faktu, iż stan równowagi termodynamicznej, jest scharakteryzowany jako stan o maksymalnej entropii. Entropia jest więc w takim stanie ustalona i oznaczamy ją jako  $S_{EQ}$ . Można więc stąd dojść do wniosku, że tempo wewnętrznej produkcji entropii  $j_i$  powinno być funkcją entropii systemu  $S_S$ , tzn.  $j_i = j_i(S_S)$ , z warunkiem  $j_i(S_S = S_{EQ}) = 0$ .

W pobliżu stanu równowagi  $S_S = S_{EQ}$ , funkcję  $j_i(S_S)$  możemy rozwinąć w szereg Taylora tak, że uwzględniając wyraz stały oraz liniowy

$$j_i(S_S) = j_i(S_{EQ}) + (S_S - S_{EQ})C_1 + \mathcal{O}(S_S^2), \quad (16)$$

gdzie, jak wynika z wcześniej dyskusji,  $j_i(S_{EQ}) = 0$ . Natomiast  $C_1$  jest pewnym współczynnikiem, równym pochodnej funkcji  $j_i(S_S)$  wyliczonej dla  $S_S = S_{EQ}$ . Czy możemy coś powiedzieć o wartości  $C_1$ ? Po pierwsze, analiza wymiarowa mówi nam, że ma on wymiar odwrotności czasu. Po drugie, spróbujmy określić jego znak. Jako warunek, który pozwoli nam to osiągnąć, posłużmy się stabilnością systemu. Mianowicie, naturalnie możemy się spodziewać, że przy braku działania zewnętrznego strumienia ciepła ( $j_e = 0$ ), po wychyleniu układu ze stanu równowagi, powinien on wrócić do stanu wyjściowego o entropii  $S_{EQ}$ . Zapišmy więc wyrażenie na zmianę entropii układu uwzględniając jedynie czynnik  $j_i$ . Posługując się równaniem (12) otrzymujemy wyrażenie

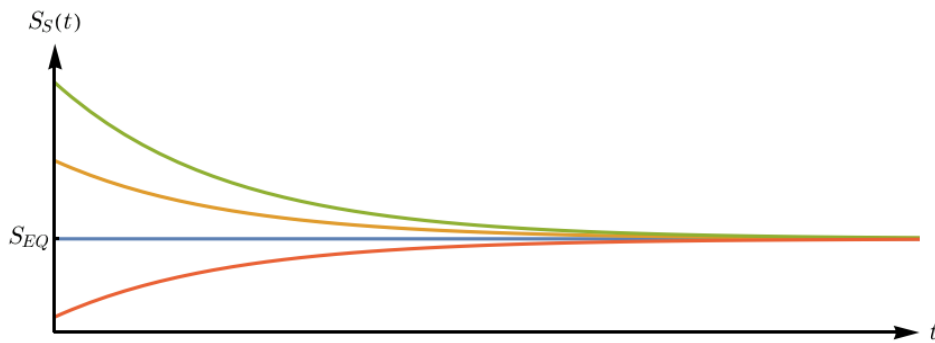
$$\frac{dS_S}{dt} = j_i(S_S) = (S_S - S_{EQ})C_1, \quad (17)$$

gdzie pominęliśmy wyrazy wyższego rzędu w rozwinięciu w szereg Taylora funkcji  $j_i(S_S)$ . Z równania (17) wynika, że jeśli podniesiemy entropię układu ponad  $S_{EQ}$ , przywrócenie stanu wyjściowego wymagałoby jej obniżenia, czyli spełnienia warunku  $\frac{dS_S}{dt} < 0$ . Zachodzi to w przypadku gdy  $C_1 < 0$ . Podobnie, jeśli obniżymy entropię systemu poniżej wartości dla stanu równowagi, czyli  $(S_S - S_{EQ}) < 0$ , wtedy przywrócenie stanu równowagi wymagałoby jej podniesienia, co narzuca nierówność  $\frac{dS_S}{dt} > 0$ . Warunek ten jest ponownie spełniony dla  $C_1 < 0$ . Na tej podstawie, możemy zapisać  $C_1 = -\frac{1}{\tau}$ , gdzie  $\tau$  jest dodatnio

określoną skalą czasową powracania układu do stanu równowagi. Dla tak wybranego wyrażenia na  $C_1$ , rozwiązanie równania (17) przyjmuje postać

$$S_S(t) = S_{EQ} + (S_0 - S_{EQ})e^{-t/\tau}, \quad (18)$$

gdzie ustaliliśmy warunek początkowy  $S_S(0) = S_0$ . Wykres powyższej funkcji dla kilku przykładowych stanów początkowych przedstawiono na rysunku 3.



Rys. 3. Stabilność rozwiązania wokół stanu równowagi

Jesteśmy teraz gotowi do uwzględnienia w naszych rozważaniach czynnika  $j_e$ , obniżającego entropię układu. W tym przypadku równość (12) prowadzi do następującego równania różniczkowego na tempo zmiany entropii systemu:

$$\frac{dS_S}{dt} = j_e + j_i(S_S) = j_e + \frac{S_{EQ} - S_S}{\tau}. \quad (19)$$

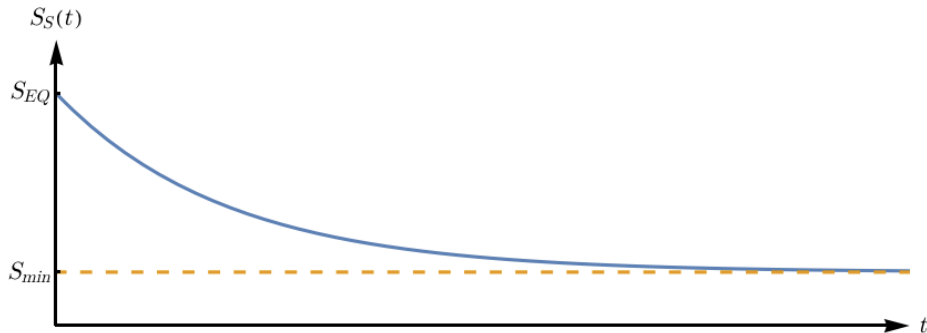
Zanim znajdziemy rozwiązanie powyższego równania, zastanówmy się jakościowo nad jego charakterem. Przypuśćmy, że układ początkowo ( $t = 0$ ) znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, tzn.  $S_S(0) = S_{EQ}$ . Ujemny czynnik  $j_e$  będzie powodował, że entropia systemu będzie maleć ( $\frac{dS_S}{dt} < 0$ ). Jednakże, wraz z odchodzeniem od początkowego stanu równowagi, coraz istotniejszy będzie czynnik  $j_i$ , który to będzie się stawał coraz bardziej dodatni. Ostatecznie, w wyniku obniżania entropii, wartość  $j_i$  wzrośnie na tyle, aby zrównoważyć ujemny czynnik  $j_e$ . W ten sposób układ dojdzie do stanu stacjonarnego, w którym czynniki  $j_e$  oraz  $j_i$  będą się równoważyć, tzn.  $j_i = j_e$  oraz  $\frac{dS_S}{dt} = 0$ .

Rzeczywiście, zgodnie z powyższą dyskusją, jako rozwiązanie równania różniczkowego (19) z warunkiem początkowym  $S_S(0) = S_{EQ}$  dostajemy

$$S_S(t) = S_{EQ} + j_e \tau (1 - e^{-t/\tau}), \quad (20)$$

gdzie  $j_e$  jest ujemną stałą (przebieg tej funkcji przedstawiliśmy na rysunku 4). W granicy  $t \rightarrow \infty$  entropia systemu spada od wartości początkowej  $S(t=0) = S_{EQ}$  do wartości minimalnej

$$S_{min} = S(t \rightarrow \infty) = S_{EQ} + j_e \tau < S_{EQ}. \quad (21)$$



Rys. 4. Obniżenie entropii układu otwartego wskutek przepływu ciepła

Dla przedstawionego układu, entropia systemu  $S$  maleje więc w czasie. Czy ten niezwykle wynik nie stoi w sprzeczności z drugą zasadą termodynamiki? Oczywiście nie, gdyż jak wspomnieliśmy na początku, rozważany układ  $S$  jest otwarty i wzór (12) nie określa całkowitej entropii. Całkowitą entropię uzyskamy dla układu zamkniętego dodając entropię, która przepłynęła do rezerwuarów. Okaze się wówczas, iż całkowita zmiana entropii zależy jedynie od entropii wyprodukowanej wewnątrz systemu  $dS = dS_i \geq 0$  (założyliśmy tutaj dla uproszczenia, iż rezerwuary nie produkują entropii). Nie jest też oczywiście niczym dziwnym, iż układ ten jako rodzaj silnika cieplnego może wykonywać pracę.

W teorio-informacyjnym sensie wspomnianym we wstępie można powiązać entropię produkowaną przez system z nieodwracalnymi obliczeniami podtrzymywanymi przez stały przepływ ciepła. W pewnym sensie, rozważany model opisuje *termodynamiczny komputer*.

Na koniec tego paragrafu można uczynić jeszcze jedno ciekawe spostrzeżenie, związane z pewną hipotezą znaną z badań nad klimatem i atmosferami. Hipoteza ta, zwana Maximum Entropy Production Principle (zasada MEP) [4], mówi (w jednej ze swych wersji), iż do przewidzenia najbardziej prawdopodobnego stanu układu nierównowagowego należy zmaksymalizować *tempo* produkcji entropii, w sposób podobny do tego, w jaki Jaynes maksymalizował entropię w przypadku układów równowagowych. Zauważmy, że w naszym bardzo prostym modelu można właśnie rozpoznać zasadę MEP, gdyż w stanie stacjonarnym, do którego dąży układ, uzyskaliśmy  $\max(\frac{dS_i}{dt}) = -j_e$ .



### 3. Ziemia

W tym rozdziale zastosujemy przeprowadzone wcześniej rozważania do przykładu jakim jest Ziemia. Mianowicie, planetę naszą można uważać za układ otwarty, poddany ciągłemu przepływowi ciepła. Ciepło to jest dostarczane do Ziemi w postaci fotonów słonecznych [5]. Promieniowanie to jest dobrze opisywane przez rozkład ciała doskonale czarnego o temperaturze  $T_{\odot} \approx 5800$  K i jest częściowo odbijane przez atmosferę ziemską. Jednakże, znaczna jego część dociera do powierzchni Ziemi powodując jej nagrzewanie. Nagrzana przez promieniowanie słoneczne Ziemia, sama zaczyna promieniować. Jest to promieniowanie termiczne, którego dobrym opisem jest widmo ciała doskonale czarnego o temperaturze  $T_{\oplus} \approx 300$  K. Ponadto, jak wskazują wyniki obserwacji, praktycznie tyle samo energii jaka jest do Ziemi dostarczana jest przez nią wypromieniowana. Na tej podstawie, analogicznie do równania (13) rozważanego w poprzednim rozdziale otrzymujemy wyrażenie na zmianę entropii systemu (Ziemi) wynikającą z przepływu promieniowania:

$$dS_e = dS_{in} + dS_{out} = \left( \frac{1}{T_{\odot}} - \frac{1}{T_{\oplus}} \right) dQ_{in} \leq 0,$$

gdzie wykorzystaliśmy warunek  $dQ_{in} = -dQ_{out}$ . Na tej podstawie możemy zdefiniować strumień ujemnej entropii liczony na jednostkę czasu i powierzchni Ziemi:

$$F_{\oplus} := \frac{dS_e}{dt} \frac{1}{A} = \left( \frac{1}{T_{\odot}} - \frac{1}{T_{\oplus}} \right) \frac{dQ_{in}}{dt} \frac{1}{A}, \quad (22)$$

gdzie  $A$  jest powierzchnią Ziemi. Ponadto, możemy zapisać

$$\frac{dU_1}{dt} \frac{1}{A} = \underbrace{(1 - \alpha)}_{\alpha = \text{albedo}} \cdot \underbrace{\frac{\pi R_z^2}{4\pi R_z^2}}_{\text{czynn timerometryczny}} \cdot \underbrace{S_{\odot}}_{\text{stała słoneczna}}, \quad (23)$$

gdzie  $R_z$  jest promieniem Ziemi. Wykorzystując podane powyżej wartości temperatur  $T_{\odot}, T_{\oplus}$ , wartość stałej słonecznej  $S_{\odot} \approx 1366 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  oraz średnie albedo Ziemi  $\alpha \approx 0,3$  otrzymujemy

$$F_{\oplus} = \left( \frac{1}{5800 \text{ K}} - \frac{1}{300 \text{ K}} \right) 240 \frac{\text{J}}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \approx -0,8 \frac{\text{J}}{\text{s} \cdot \text{K} \cdot \text{m}^2}. \quad (24)$$

Ten ujemny strumień entropii pozwala na podtrzymywanie Ziemi daleko od stanu równowagi termodynamicznej. W stanie stacjonarnym, ujemna wartość

strumienia entropii  $F_{\oplus}$  jest równoważona przez produkcję entropii na Ziemi w wyniku zachodzenia procesów nieodwracalnych.

Zgodnie z dyskusją przeprowadzoną we Wstępie (równanie (11)), zmiana entropii związana z utratą jednego bitu informacji to:

$$\Delta S_{bit} = \Delta S_{min} = k_B \ln 2 \approx 9,6 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{K}}. \quad (25)$$

Na tej podstawie, możemy wywnioskować, że strumień (24) może posłużyć do wykonania

$$\frac{|F_{\oplus}|}{\Delta S_{bit}} \approx 8,4 \cdot 10^{22} \frac{\text{bit}}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \approx 10^{10} \frac{\text{TB}}{\text{s} \cdot \text{m}^2} = 800 \frac{\text{bps}}{\text{\AA}^2}. \quad (26)$$

operacji binarnych na jednostkę powierzchni, gdzie angstrom  $\text{\AA} = 10^{-10} \text{ m}$ , a bps oznacza bity na sekundę. Dla całej powierzchni Ziemi daje to

$$\frac{|F_{\oplus}|}{\Delta S_{bit}} 4\pi R_z^2 \sim N_A \text{ Tb/s}, \quad (27)$$

gdzie  $N_A$  jest liczbą Avogadro. Wartość ta pozwala oszacować odgórne ograniczenie na tempo przetwarzania informacji na Ziemi przy zachowaniu obecnej temperatury. Ciekawym zagadnieniem byłoby porównanie tej wielkości z obecną kumulatywną ilością przetwarzanych na Ziemi operacji binarnych. Wykonanie takiej analizy pozostawiamy czytelnikowi.

Idąc dalej, można zgrubnie oszacować maksymalną ilość informacji, która mogła zostać przetworzona od początku istnienia Ziemi dzięki ujemnemu strumieniowi entropii, dostając wartość rzędu

$$10^{54} \text{ bitów}. \quad (28)$$

Wielkość ta daje zgrubne oszacowanie maksymalnej ilości informacji jaka mogła zostać przetworzona dotychczas na Ziemi. Dla porównania, w pojedynczym genomie jednego człowieka mieści się około  $6 \cdot 10^9$  bitów informacji.

#### 4. Podsumowanie

Podsumowując, celem tego artykułu było wytłumaczenie, w jakich warunkach entropia układu może ulegać obniżeniu. Sytuacja taka może być, mianowicie, obserwowana w układach otwartych, które bardzo powszechnie (wręcz typowo) występują w Naturze. Dla układów takich nie stosuje się druga zasada termodynamiki, w postaci, jaka obowiązuje dla układów izolowanych.

Jak wytłumaczono, obniżanie entropii w systemie zawsze odbywa się kosztem wzrostu entropii otoczenia. Traktując system wraz z otoczeniem jako układ

izolowany można się zawsze spodziewać wzrostu entropii całości, jeśli tylko zachodzą w nim procesy nieodwracalne takie jak dyssypacja energii.

Zaprezentowano prosty model, pozwalający w sposób bardzo wyraźny uchwycić zjawisko obniżania entropii w układzie otwartym, który poddany jest działaniu stałego przepływu ciepła. Ponadto, w zaproponowanym modelu ewolucja czasowa prowadzi asymptotycznie do stanu stacjonarnego, w którym osiągnięte jest maksymalne możliwe tempo produkcji entropii. Wynik ten daje przykład realizacji tak zwanej hipotezy MEP. Z powyższych powodów, przedstawiony model (o ile nam wiadomo, niedyskutowany wcześniej w takiej formie) ma wartość nie tylko ściśle naukową, ale i dydaktyczną.

Ostatecznie, przeprowadzone rozważania zastosowano do opisu procesu utrzymywania stanu Ziemi poza stanem równowagi termodynamicznej, co jest możliwe dzięki temu, że Ziemia jest układem otwartym. Utrzymywanie stanu poza równowagą termodynamiczną jest konieczne z punktu widzenia istnienia na Ziemi życia i wynika z przepływu promieniowania słonecznego, które jest reemitowane z Ziemi w postaci promieniowania termicznego.

Ważnym aspektem niniejszego artykułu było podkreślenie teorio-informacyjnego znaczenia entropii i jej zmian. W szczególności, obniżanie entropii konieczne jest by równoważyć entropię produkowaną w procesach przetwarzania informacji. Analiza przeprowadzona dla Ziemi pozwoliła nam na oszacowanie zarówno maksymalnego tempa przetwarzania informacji na Ziemi jak i maksymalnej ilości informacji, która mogła zostać przetworzona na Ziemi od początku jej istnienia.

## Bibliografia

- [1] Jaynes E., *Information Theory and Statistical Mechanics*, Phys. Rev. (1957), 106(4), 620–630
- [2] Béruit, A., Arakelyan A., Petrosyan A., Ciliberto S., Dillenschneider R. & Lutz E., *Experimental verification of Landauer's principle linking information and thermodynamics*, Nature 483, 187–189, 2012
- [3] Kondepudi D., Prigogine I., *Modern Thermodynamics: From Heat Engines to Dissipative Structures*, J. Wiley & Sons, N. York 1998
- [4] Martyushev L.M., Seleznev V.D., *Maximum entropy production principle in physics, chemistry and biology*, Phys. Reports (2006), 426(1), 1–45
- [5] Kleidon A., *A Basic Introduction to the Thermodynamics of the Earth System Far From Equilibrium and Maximum Entropy Production*, Philos. Trans. R. Soc. Lond. B (2010), 365, 1303–1315