

## **TERMODINÂMICA, UM TUTORIAL PARA ENTENDIMENTO DO CONCEITO DE ENTROPIA**

Nivaldo de Oliveira Gregio

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ensino de Ciências Exatas (PPGECE) da Universidade Federal de São Carlos no Curso de Mestrado Profissional de Ensino de Física (MNPEF), como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ensino de Física.

Orientador:

Prof. Dr. Paulo César de Camargo

Diretor do Instituto de Estudos Avançados e  
Estratégicos da UFSCar

**São Carlos - SP  
2016**

Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da Biblioteca Comunitária UFSCar  
Processamento Técnico  
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

G819t Gregio, Nivaldo de Oliveira  
Termodinâmica, um tutorial para entendimento do  
conceito de entropia / Nivaldo de Oliveira Gregio. --  
São Carlos : UFSCar, 2016.  
94 p.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de  
São Carlos, 2016.

1. Termodinâmica. 2. Leis da termodinâmica. 3.  
Ciclo de Carnot. 4. Entropia. 5. Degradação  
energética. I. Título.

# TERMODINÂMICA, UM TUTORIAL PARA ENTENDIMENTO DO CONCEITO DE ENTROPIA

Nivaldo de Oliveira Gregio

Orientador:  
Prof. Dr. Paulo César de Camargo

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ensino de Ciências Exatas (PPGECE) da Universidade Federal de São Carlos no Curso de Mestrado Profissional de Ensino de Física (MNPEF), como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ensino de Física.



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia  
Programa de Mestrado Nacional Profissional em Ensino de Física

---

## Folha de Aprovação

---

Assinaturas dos membros da comissão examinadora que avaliou e aprovou a Defesa de Dissertação de Mestrado do candidato Nivaldo de Oliveira Gregio, realizada em 01/08/2016:

Prof. Dr. Paulo Cesar de Camargo  
UFSCar

Prof. Dr. Ernesto Chaves Pereira de Souza  
UFSCar

Prof. Dr. Nelson Studart Filho  
UFSCar

Prof. Dr. Leonardo Paulo Maia  
USP

São Carlos - SP  
2016

## **Agradecimentos**

Primeiramente à minha companheira de jornada, Sandra, pela paciência e incentivo para chegar até aqui. Aos meus filhos, Daniel e Barbara, por serem o motivo maior de aos 51 anos ter iniciado esse mestrado. Aos meus pais, Valdemar e Dulcina, pois sem eles nunca teria chegado onde cheguei.

Ao meu orientador, prof. Paulo, pelas ideias, pela paciência em me orientar e, principalmente, por se mostrar, sempre, disponível para qualquer dúvida e necessidade de minha parte, mostrando caminhos, ideias a serem seguidos na elaboração dessa dissertação.

Não posso esquecer do companheiro, incentivador e colega de profissão, mestre, professor Willians, que muito me incentivou que eu prestasse o concurso para o MNPEF-polo São Carlos.

Agradeço aos professores, pela dedicação e empenho em tornar realidade essa dissertação, em levar a cabo cursos que muito nos ensinaram acerca da quântica, da psicologia educacional, das TICs, UEPS e TLS, do maravilhoso Cosmos, do eletromagnetismo, da relatividade e da história da física. Aprendemos muito.

Aos companheiros da primeira turma do MNPEF – Polo 18 UFSCar, Fernando, João, Carina, Herbert, Rodrigo, Renato e Bruno, meu muito obrigado. Sem eles não teria chegado até aqui, teria desistido lá no primeiro curso, que tanto me desesperava por não estar entendendo a matéria. Com eles aprendi a superar as dificuldades, os desafios, e com eles aprendi que caminhando juntos iríamos chegar ao fim e chegamos. E chegamos, com muita festa e alegria e posso garantir que ganhei novos amigos.

Enfim, foram anos maravilhosos, de aprendizagem, de coleguismo, de aventuras, anos em que pude voltar a sentir algo que muito me agrada, voltar a ser universitário aos 51 anos, não tem preço.

Obrigado.

## **Resumo**

### **TERMODINÂMICA, UM TUTORIAL PARA ENTENDIMENTO DO CONCEITO DE ENTROPIA**

**Nivaldo de Oliveira Gregio**

Orientador:

Prof. Dr. Paulo César de Camargo

Essa dissertação é voltada para os professores de ensino médio e contém um conjunto de conceitos que leva ao entendimento de entropia e sua aplicação em sala de aula. Tem início com a definição da termodinâmica, passando pelo estudo da primeira e da segunda lei da termodinâmica, mostrando a relevância da clara escolha do sistema termodinâmico de interesse, especificando a natureza das fronteiras do sistema, das variáveis envolvidas nas transformações, terminando com ciclo de Carnot e com os conceitos de reversibilidade e irreversibilidade. As ideias de microestados e macroestados são introduzidas, com uso de modelos de fácil utilização em sala de aula, possibilitando uma formulação quantitativa do conceito de desordem e de entropia. Conclui-se associando o aumento de entropia nas transformações irreversíveis com a degradação energética, que influi no desenvolvimento da vida e no meio ambiente, demonstrando o caráter probabilístico da entropia. O intuito dessa dissertação é fornecer ferramentas para que o ensino do ciclo de Carnot possa ser feito de maneira mais significativa, mais participativa, levando o estudante a gostar de aprender novos conceitos.

Palavras chaves: termodinâmica, leis da termodinâmica, ciclo de Carnot, entropia, degradação energética, micro e macroestados, probabilidade e entropia, entropia e a vida, entropia e o meio ambiente, multiplicidade, Boltzmann.

# **Abstract**

## **THERMODYNAMICS, A TUTORIAL FOR UNDERSTANDING THE ENTROPY CONCEPT**

**Nivaldo de Oliveira Gregio**

Advisor:

Prof. Dr. Paulo César de Camargo

This dissertation is intended to be used by high school teachers and contains a set of concepts that leads to the understanding of entropy and its applications in the classroom. It begins with the definition of thermodynamics, through the study of the first and second law, showing the relevance of choice of the thermodynamic system, the nature of its boundaries, the variables of the thermodynamic transformations, ending with Carnot cycle and the reversibility and irreversibility concepts. The ideas of microstates and macrostates is introduced with the use of models easy to be used in the classroom, enabling the students to obtain quantitative results for disorder and therefore for entropy.

The increase of entropy is associated with irreversible transformations and with energy degradation leading to effects on life and on the environment. The purpose of this dissertation is to provide tools for teachers, so that the Carnot cycle and the entropy concept can be used more significantly, with a broader view allowing teachers and high school students to have a better understanding of natural phenomena appreciating to learn new concepts.

**Keywords:** thermodynamics, laws of thermodynamics, Carnot cycle, entropy, energy degradation, micro and macrostate, probability and entropy, entropy and life, entropy and the environment, multiplicity, Boltzmann.

# SUMÁRIO

<b>CAPITULO 1 – INTRODUÇÃO.....</b>	<b>08</b>
<b>CAPITULO 2 – TERMODINÂMICA.....</b>	<b>10</b>
2.1. Definição.....	10
2.2. Energia.....	11
2.3. Calor.....	11
2.3.1. Condução.....	11
2.3.2. Convecção.....	12
2.3.3. Radiação.....	13
2.4. Unidades.....	13
2.5. Energia Mecânica em Calor.....	14
2.5.1. Exemplos.....	15
2.6. Calor em Energia Mecânica.....	17
2.7. Sistema Termodinâmico.....	18
2.7.1. Sistema Aberto.....	18
2.7.2. Sistema Fechado.....	18
2.7.3. Sistema Isolado.....	19
2.8. Função de Estado.....	20
<b>CAPÍTULO 3 – PRIMEIRA LEI DA TERMODINÂMICA.....</b>	<b>22</b>
3.1. Variação de Energia Interna.....	22
3.2. Trabalho.....	23
3.3. Conservação de Energia: Primeira Lei da Termodinâmica.....	24
3.4. Lei Zero e Terceira Lei da Termodinâmica.....	25
<b>CAPÍTULO 4 – SEGUNDA LEI DA TERMODINÂMICA.....</b>	<b>27</b>
4.1. Máquina Térmica.....	27
4.2. Reversibilidade e Irreversibilidade.....	29
4.3. Entropia.....	32
<b>CAPÍTULO 5 – EXEMPLOS DE CÁLCULO DE VARIAÇÃO DE ENTROPIA...36</b>	<b>36</b>
5.1. Transformação Isobárica.....	36
5.2. Transformação Isométrica.....	38
5.3. Transformação Adiabática.....	39
5.4. Fusão do Gelo.....	39
5.5. Trocas de Calor.....	40

<b>CAPITULO 6 – ENTROPIA E DESORDEM.....</b>	<b>43</b>
<b>6.1. Entropia e Configurações Possíveis.....</b>	<b>44</b>
<b>6.2. Expansão Livre de um Gás Ideal.....</b>	<b>53</b>
<b>CAPÍTULO 7 – MÁQUINA DE CARNOT.....</b>	<b>57</b>
<b>CAPÍTULO 8 – DEGRADAÇÃO DE ENERGIA.....</b>	<b>62</b>
<b>8.1. Entropia e a Vida.....</b>	<b>63</b>
<b>8.2. Entropia e o Meio Ambiente.....</b>	<b>65</b>
<b>CAPÍTULO 9 – CONCLUSÃO.....</b>	<b>67</b>
<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>68</b>
<b>APÊNDICE A - Entropia e os Materiais Didáticos do Ensino Médio.....</b>	<b>71</b>
<b>APÊNDICE B - Entropia na Sala de Aula.....</b>	<b>76</b>
<b>APÊNDICE C - Produto Educacional: Entropia e Desordem.....</b>	<b>79</b>

## CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

Durante a primeira entrevista de seleção para o mestrado já demonstrei minha motivação em construir uma abordagem mais motivadora para o aprendizado de termodinâmica. Normalmente, a termodinâmica é o último capítulo do assunto termodinâmica e inicia-se pela primeira lei da termodinâmica, com abordagem bem simples, por ser uma aplicação da conservação da energia.

A Segunda Lei possui vários enunciados diferentes, porém prefiro retomar a noção de calor e a partir dessa noção introduzir as máquinas térmicas. No estudo inicial das máquinas aplicamos a conservação de energia e definimos o seu rendimento e depois de alguns exercícios e discussões introduzimos a ideia do ciclo de Carnot, fechando o capítulo enunciando melhor a Segunda Lei da Termodinâmica. Ocorre que, no ensino médio, o Ciclo de Carnot é apenas enunciado aos alunos, sem nenhuma explicação do motivo dele ter, alternadamente, uma transformação isotérmica e uma adiabática. Os conceitos associados ao Ciclo de Carnot não são incorporados pelos alunos e isso causa um certo desinteresse, e aqui que começou a ideia de se fazer essa dissertação em termodinâmica.

Essa ideia inicial se tornou mais forte durante o curso de Termodinâmica dado no mestrado pelo prof. Paulo no momento em que começamos a discutir entropia. Percebemos que entropia não é discutida no ensino médio, existe em boa parte dos livros didáticos, mas quase não aparece nas apostilas dos vários sistemas de ensino, por não cair na maioria dos vestibulares. Inicialmente tínhamos a ideia de trabalhar melhor a relação entropia-desordem, para melhor definir entropia, mas com o avançar de nossos estudos percebemos que a sua importância ia muito além disso

Vivemos, por exemplo, uma crise não só energética, mas também uma crise na busca e extração de recursos naturais, com diversos impactos no meio ambiente que sofre perdas irreparáveis, devido a degradação ambiental que ocorre em sua exploração. Em vista disso, devemos superar a simples noção da conservação da energia e passarmos a nos preocupar com as consequências do aumento de entropia, minimizando seus efeitos, levando aos nossos alunos de forma apropriada a definição de entropia e sua utilização nas várias transformações que ocorrem na natureza. Para análise da energia perdida nos

vários processos de transformação, modernamente tem-se utilizado o conceito de exergia<sup>1</sup> como a representação da energia não recuperável. Para uma compreensão mais intuitiva e precisa, o conceito de entropia necessita de uma métrica para o que chamamos de desordem, sendo necessário introduzir-se a ideia de configurações possíveis, os microestados e os macroestados, que serão abordados no capítulo 6, incluindo-se um modelo prático. Abordar Entropia de forma sistemática e quantificável considerando os conceitos de microestado e macroestado, leva inevitavelmente à associação com a teoria da Informação de Claude Shannon, com excelente explicação disponível na Wikipédia<sup>2</sup> e amplia sobremaneira os métodos da Termodinâmica estatística para outras áreas do conhecimento.

Essa dissertação não é um exemplo de como o ensino de entropia pode ser feito em sala de aula. É, antes, uma seleção de conceitos, definições, ferramentas que possibilitem ao professor descobrir a importância do ensino de Entropia no nível médio e que ao final da leitura desse texto ele tenha conhecimento adequado para preparar aulas que motivem os alunos a aprenderem termodinâmica. Uma vez que o professor domine o conceito de Entropia, ele terá condições de selecionar recursos tecnológicos disponíveis na internet como vídeos, jogos e simulações.

---

<sup>1</sup> Exergia: Ao contrário da energia, a exergia não pode ser conservada, já que é destruída por processos irreversíveis em razão do aumento de entropia. Exergia. Wikipédia.

<https://pt.wikipedia.org/wiki/Exergia>

<sup>2</sup> Entropia da Informação. Wikipédia.

[https://pt.wikipedia.org/wiki/Entropia\\_da\\_informa%C3%A7%C3%A3o](https://pt.wikipedia.org/wiki/Entropia_da_informa%C3%A7%C3%A3o)

## CAPÍTULO 2 – TERMODINÂMICA

### 2.1. Definição

A termodinâmica não é tão fácil de definir quanto a mecânica ou a óptica ou o eletromagnetismo. Segundo Paul A. Tipler, em seu livro “Física”:

*“A termodinâmica é o estudo dos processos de transferência de energia entre corpos macroscópicos e que envolvem a temperatura.”* (TIPLER, 1976, pag. 399)

Para o professor H. Moysés Nussenzveig, em seu livro “Física Básica”, volume 2, a termodinâmica:

*“lida com fenômenos associados aos conceitos de temperatura e calor.”* (NUSENZVEIG, 1981, pág. 157)

No livro “Fundamentos de Física”, volume 2, David Halliday e outros, escreve:

*“Um dos principais ramos da física e da engenharia é a **termodinâmica**, o estudo das leis que regem a relação entre calor e outras formas de energia.”* (HALLIDAY, 2013, pág. 184).

Poderíamos dizer que a termodinâmica estuda como um sistema troca energia com sua vizinhança, através da transferência de trabalho e/ou de calor. A termodinâmica estuda como um sistema, um corpo ou uma máquina, transformam calor em energia mecânica e vice-versa. Segundo o livro Física II: Termodinâmica e ondas, de Young e outros:

*“Toda vez que você dirige um carro, liga um ar condicionado ou usa um eletrodoméstico, você está usufruindo dos benefícios práticos da termodinâmica, o estudo das relações envolvendo calor, trabalho mecânico e outros aspectos da energia ou conversão entre tipos de energia.”* (YOUNG, 2004, p. 176)

## 2.2. Energia

Energia é uma palavra amplamente usada cotidianamente, independentemente da classe social, do nível de educação ou de seu status na sociedade, pois energia faz parte de nossa vida diária, mesmo sua definição não sendo completamente entendida. Poderíamos dizer que energia é a capacidade de realizar trabalho, mas essa simples definição é inadequada, pois existem várias transformações energéticas que não envolvem a realização de trabalho. Então devemos usar uma definição de energia mais abstrata e geral: energia é o que se fornece ou que se perde para que um sistema sofra uma transformação.

## 2.3. Calor

Calor não é uma forma de energia, **calor** corresponde à energia que está sendo recebida ou cedida, devido a uma diferença de temperatura e que ocorre, espontaneamente, da região de maior temperatura para a região de menor temperatura. Segundo Paul A. Tipler, em seu livro “Física”:

*“A transferência de energia produzida apenas por uma diferença de temperatura denomina-se transferência de calor ou fluxo de calor, e a energia transferida desse modo denomina-se calor.” (YOUNG, 2004, pag. 113)*

A transmissão de energia por diferença de temperatura se dá de 3 maneiras diferentes: condução, convecção e radiação.

### 2.3.1. Condução

A condução envolve transmissão de calor sem transporte de matéria e só pode ocorrer através de um meio material. Ocorre de partícula para partícula. Uma partícula transmite energia cinética para as partículas vizinhas, através de colisões entre elas. Imaginemos uma panela com cabo de metal no fogo por um bom tempo:

*“o cabo da panela fica tão quente que pode queimar sua mão. A energia é transferida da panela para o cabo por **condução**. Os elétrons e átomos da*

*panela vibram intensamente por causa da alta temperatura a que estão expostos. Essas vibrações, e a energia associada, são transferidas para o cabo através de colisões entre os átomos. Dessa forma, uma região de temperatura crescente se propaga em direção ao cabo.” (HALLIDAY, 2012, p. 203)*

*“Em nível atômico, verificamos que os átomos de uma região quente possuem em média uma energia cinética maior do que a energia cinética dos átomos de uma região vizinha próxima. Eles fornecem uma parte do excesso de energia mediante colisões com átomos vizinhos. Estes vizinhos colidem com outros vizinhos, e assim por diante ao longo do material. Os próprios átomos não se deslocam de uma região para outra do material, mas a energia cinética é transferida de uma região para outra.” (YOUNG, 2004, p. 121)*

Existem os bons condutores de calor e os maus condutores. Os metais, em geral, são bons condutores de calor e também bons condutores de eletricidade, pois,

*“segundo a Lei de Wiedemann e Franz, a condutividade térmica de um metal é proporcional a sua condutividade elétrica.” (NUSSENZVEIG, 1981, p. 173)*

. O ar, a lã, a madeira, a água, o gelo, o vidro, o papel, os plásticos são alguns exemplos de maus condutores de calor, chamados de isolantes térmicos.

*“Tomamos um líquido quente numa xícara, não num copo de metal. Um objeto metálico tocado num dia frio é mais frio que um de madeira, porque a madeira isola o calor da mão no ponto de contato, ao passo que o metal o conduz e difunde.” (NUSSENZVEIG, 1981, p. 173)*

### **2.3.2. Convecção**

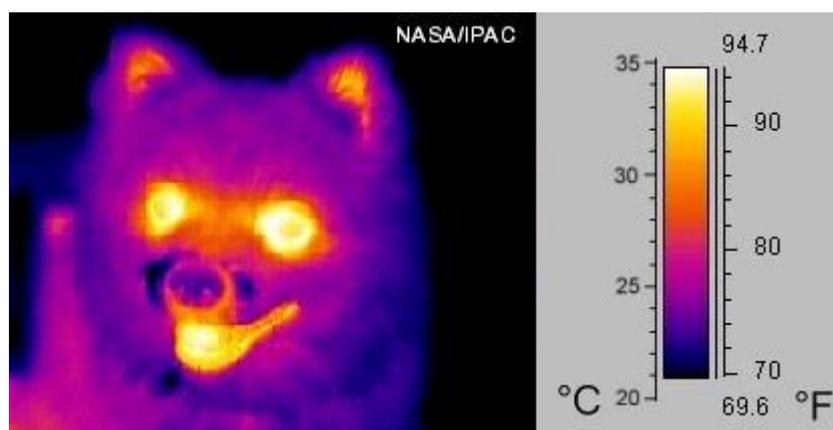
A convecção é transmissão de calor com transporte de matéria. Ocorre nos fluidos.

*“A convecção é a transferência de calor ocorrida pelo movimento da massa de uma região do fluido para outra região. Exemplos familiares, incluem os sistemas de aquecimento de água em residências, o sistema de refrigeração do motor de um automóvel e o fluxo de sangue através do corpo.” (YOUNG, 2004, p. 125)*

O ar condicionado, a geladeira e os freezers funcionam por convecção, onde o ar frio desce e o ar quente sobe. O cozimento por completo do arroz numa panela se dá por convecção, onde a água quente sobe e a água fria desce. Esse movimento constitui uma corrente de convecção. Essas correntes de convecção podem ser produzidas artificialmente, usando-se ventiladores ou bombas.

*“A temperatura da parte do fluido que está em contato com o objeto quente aumenta e (na maioria dos casos) essa parte do fluido se expande, ficando menos densa. Como o fluido expandido é mais leve de que o fluido que o cerca, mais frio, a força de empuxo o faz subir. O fluido mais frio escoar para tomar o lugar do fluido mais quente que sobe e o processo pode continuar indefinidamente.” (HALLIDAY, 2012, p. 204)*

### 2.3.3. Radiação



**Figura 1:** cão visto por infravermelho. NASA/IPAC. Wikipedia.

Através da radiação a transmissão de calor é feita por meio de ondas eletromagnéticas, chamadas muitas vezes de radiação térmica e que não necessita de um meio material para se propagar. Todo corpo aquecido emite calor por infravermelho e é isso que garante, por exemplo, o funcionamento das câmeras de visão noturna.

### 2.4. Unidades

As grandezas energia, calor e trabalho possuem a mesma dimensão e, portanto, as mesmas unidades. No Sistema Internacional de Unidades essas grandezas são medidas em joule (**J**); em sistemas térmicos, a quantidade de calor que um corpo recebe

ou perde pode ser medida em caloria (**cal**); a unidade **Btu** (British thermal unit) é usada para definir o poder dos aparelhos de ar condicionado; para se medir o consumo de energia elétrica usa-se a unidade quilowatt-hora (**kWh**); um outro sistema de unidades importante é o CGS (centímetro-grama-segundo) e nesse sistema energia, calor e trabalho são medidos na unidade **erg**; uma outra unidade importante de energia é o elétron-volt (**eV**), usada em sistemas microscópicos e também para expressar a capacidade de um acelerador de partículas.

Frequentemente é preferível definir-se a potência (P) dos equipamentos onde  $P = \text{Energia}/\text{tempo}$  ou  $1 \text{ Watt} = 1 \text{ Joule/s}$ . Assim, vários equipamentos têm especificada sua potência em BTU/h ou kW, podendo-se obter a energia gasta pela simples multiplicação  $P \text{ (J/s)} \times \text{tempo (s)}$ .

A relação entre essas unidades é dada na figura abaixo, retirada do livro "Fundamentos de Física", volume 2:

	<b>Btu</b>	<b>erg</b>	<b>J</b>	<b>cal</b>	<b>kWh</b>	<b>eV</b>
<b>1 Btu</b>	1	$1,055 \cdot 10^{10}$	1055	252,0	$2,930 \cdot 10^{-4}$	$6,585 \cdot 10^{21}$
<b>1 erg</b>	$9,481 \cdot 10^{-11}$	1	$10^{-7}$	$2,389 \cdot 10^{-8}$	$2,778 \cdot 10^{-14}$	$6,242 \cdot 10^{11}$
<b>1 J</b>	$9,481 \cdot 10^{-4}$	$10^7$	1	0,2389	$2,778 \cdot 10^{-7}$	$6,242 \cdot 10^{18}$
<b>1 cal</b>	$3,968 \cdot 10^{-3}$	$4,1868 \cdot 10^7$	4,1868	1	$1,163 \cdot 10^{-6}$	$2,613 \cdot 10^{19}$
<b>1 kWh</b>	3413	$3,600 \cdot 10^{13}$	$3,600 \cdot 10^6$	$8,600 \cdot 10^5$	1	$2,247 \cdot 10^{25}$
<b>1 eV</b>	$1,519 \cdot 10^{-22}$	$1,602 \cdot 10^{-12}$	$1,602 \cdot 10^{-19}$	$3,827 \cdot 10^{-20}$	$4,450 \cdot 10^{-26}$	1

**Figura 2:** relação entre as mais usadas unidades de energia. (HALLIDAY. 2013. p. 282)

## 2.4. Transformação de Energia Mecânica em Calor

Na termodinâmica estudamos como energia mecânica se transforma em calor e vice-versa. Facilmente transformamos energia mecânica em calor, pela ação da força de atrito.

### 2.4.1. Exemplos

Atritando uma tampinha metálica de garrafa numa superfície rugosa, transformamos a energia cinética de seu movimento em calor, que aquece a tampinha.

Uma espaçonave ao reentrar na atmosfera sofre aquecimento devido ao atrito com o ar, esse aquecimento pode ser extremamente perigoso e deve ser controlado. Esse fato foi usado para desintegrar o cargueiro Júlio Verne da agência espacial europeia, que em setembro de 2008, ao adentrar a atmosfera, se desintegrou.



**Figura 3:** foto da reentrada fulgurante da Julio Verne, feita de um avião DC-8 da Agência Espacial Europeia. Fonte: ESA.

Um asteroide, ao penetrar na atmosfera da Terra, transformando-se num meteorito, sofre aquecimento até ficar incandescente, iluminando o céu.

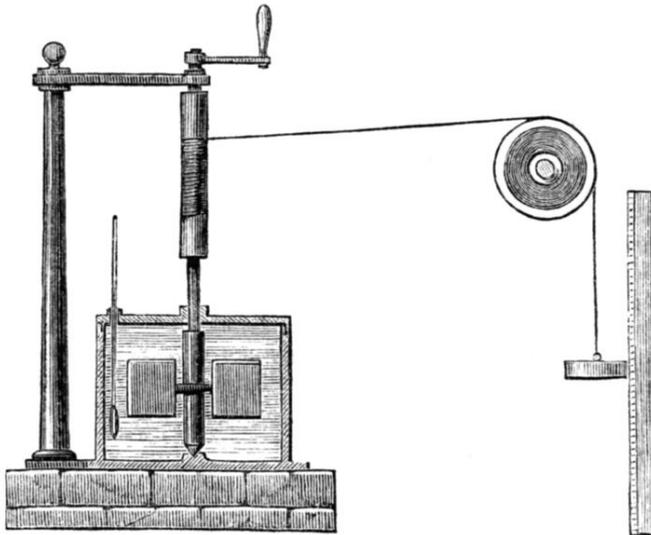


**Figura 4:** meteoro Chelyabinsk. Flickr: Meteor trace.

O pistão de um cilindro de um motor de automóvel, funde-se devido ao atrito com as paredes do cilindro, se este atrito não for minimizado pelo óleo de lubrificação do motor.

O disco de freio de um carro ao frear transforma energia cinética em calor, esquentando o disco numa temperatura que pode passar dos 1000°C, ficando incandescente.

A queda de água numa usina hidrelétrica causa o aquecimento da água, esse aquecimento pode fazer com algumas espécies desapareçam por causa da não adaptação às novas temperaturas. Na usina hidrelétrica Euclides da Cunha, localizada no rio Pardo-SP, a água, após cair e passar pelas turbinas, só volta ao leito do rio depois de percorrer um longo trecho subterrâneo, onde sofre um resfriamento, de forma a diminuir o impacto ambiental.



**Figura 5:** experiência de Joule. Harper's New Monthly Magazine, No. 231, August, 1869. Wikipedia.

Uma das experiências cruciais da termodinâmica foi a experiência de Joule, realizada no séc. XIX, que mostrou a equivalência energia mecânica-calor. Num calorímetro cheio de água, é inserido um conjunto de paletas presas a um eixo. Este é colocado em rotação pela queda de um par de pesos. O atrito das paletas aquece a água, cuja variação de temperatura, determinada por um termômetro, corresponde a um certo número de calorias. O trabalho mecânico equivalente é medido pela altura da queda dos pesos. Joule constatou que eram necessários aproximadamente 4,18 J para elevar de 1°C a temperatura de 1 g de água.

## 2.5. Calor em Energia Mecânica

A transformação de calor em energia mecânica pode ser experimentada na cozinha de uma casa, no funcionamento da panela de pressão. O calor liberado pela chama esquenta a água contida dentro da panela de pressão, que entra em ebulição liberando vapor d'água que escapa pela válvula de pino. A partir de certa pressão o vapor coloca em movimento o peso colocado sobre a válvula de pino, transformando uma pequena fração do calor em energia cinética na rotação dessa válvula de pino.

A máquina de Heron é uma esfera oca, abastecida por uma bacia com água, que é aquecida para produzir vapor, fazendo com que este produza movimento. Foi desenhada no século I d.C. por Heron de Alexandria, sendo considerada a primeira máquina a vapor documentada.

Toda máquina a vapor funciona em ciclos com esse princípio básico: água aquecida até entrar em ebulição liberando vapor que escapa sob pressão produzindo movimento. Esse movimento pode ser usado para fazer funcionar uma indústria, uma locomotiva ou, então, para girar uma turbina ligada a um gerador de eletricidade. O que se altera é o combustível usado para liberar calor: petróleo, gás, lenha ou urânio enriquecido, por exemplo.



**Figura 6:** máquina de Heron. Knight's American Mechanical Dictionary, 1876. Wikipedia

O motor a combustão interna, que movimenta, por exemplo, os automóveis e os caminhões, utilizam como combustível o álcool, a gasolina e o óleo diesel. A maioria desses motores trabalha em ciclos de 4 tempos, transformando a energia térmica, calor, proveniente de uma reação química de combustão em energia mecânica. O motor de combustão interna foi implementado com sucesso pelo engenheiro alemão Nikolaus Otto em 1876.

## 2.6. Sistema Termodinâmico

Para aplicar as leis da termodinâmica se faz necessário definir bem o que está sendo estudado e a linguagem específica. Um sistema termodinâmico consiste na parte do universo que está sendo estudado. Ele é delimitado por uma fronteira, que é uma superfície, concreta ou abstrata. Uma fronteira pode ser fixa ou móvel. As demais partes do universo, que estão fora da região delimitada pela fronteira, correspondem a vizinhança do sistema.

Um sistema pode ser aberto, fechado ou isolado, dependendo de como é a fronteira que separa o sistema e sua vizinhança.

### 2.6.1. Sistema Aberto



**Figura 7:** panela de pressão, exemplo de sistema aberto.

Um sistema é aberto quando sua fronteira permite troca de calor e de matéria. Por exemplo, uma panela de pressão é um sistema aberto, pois permite a troca de calor e de matéria. Uma panela de pressão troca calor com o meio ambiente através de sua parede metálica e perde matéria em forma de vapor através de sua válvula de pressão. Uma fronteira que permite troca de calor é uma parede diatérmica.

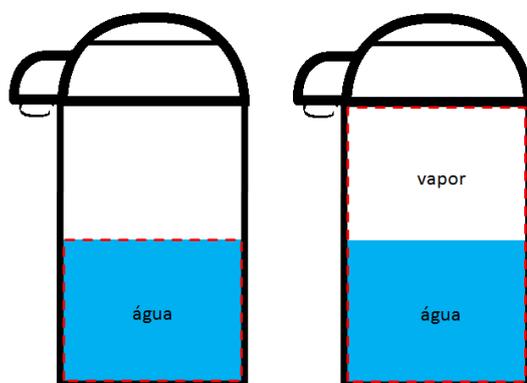
### 2.6.2. Sistema Fechado

Um sistema é fechado quando permite troca de calor com o meio ambiente, mas não permite a troca de matéria. Uma geladeira é um sistema fechado, mantendo-se sua porta fechada, ela não troca matéria com o meio ambiente, mas permite a troca de calor com meio externo no radiador que se localiza na sua parte traseira e recebe energia elétrica.

### 2.6.3. Sistema Isolado

Sistema isolado não permite troca nem de calor e nem de matéria com o meio ambiente. Por exemplo: uma garrafa térmica ideal, ou se considerarmos um pequeno intervalo de tempo, quando devidamente tampada, é um sistema isolado, pois não permite troca nem de matéria e nem de calor através de suas paredes. Uma fronteira que isola perfeitamente um sistema é chamada de parede adiabática, portanto, impede que haja fluxo de calor entre o meio externo e o interior do sistema.

Sempre é importante definir qual é o nosso objeto de estudo, o sistema, e como é a fronteira que o separa do resto do universo externo, a sua vizinhança. Só depois é que poderemos dizer se o sistema a ser estudado é aberto, fechado ou isolado. Vimos anteriormente que uma garrafa térmica, dependendo de algumas condições, pode ser considerada um sistema isolado, mas como proceder se estivermos interessados em estudar o que ocorre com um líquido quente, por exemplo, água, colocada em seu interior? Nesse caso qual será a fronteira? Se colocarmos a fronteira no interior do líquido, esse poderá ser um sistema aberto: que perde calor e matéria em forma de vapor. De outra forma, e se estivermos interessados em estudar o equilíbrio líquido-vapor que se estabelece no interior dessa garrafa térmica depois de certo tempo? Nesse caso a fronteira será todo o interior da garrafa, envolvendo as paredes internas, o líquido e o vapor sendo um sistema isolado, não trocando calor e nem perdendo matéria para a vizinhança. Obs.: normalmente considera-se que as paredes internas têm capacidade desprezível de absorver calor.



**Figura 8:** garrafa térmica. Define-se a fronteira, em vermelho na figura, para definir a parte do universo que vai ser estudado.

## 2.7. Função de estado

Sabemos do estudo dos gases ideais, que pressão, volume e temperatura são funções de estado e ao estudarmos a primeira lei da termodinâmica vimos que a energia interna de um sistema também é uma função de estado. As funções de estado possuem uma grande importância na termodinâmica. No livro “*Química, um curso universitário*” de Bruce H. Mahan, uma função de estado é assim definida:

*“Uma função de estado é uma propriedade de um sistema que tem um valor definido para cada estado e que é independente do modo pelo qual o estado é alcançado.”* (MAHAN, 1972, p. 226).

Mahan, no mesmo livro, define que as funções de estado têm duas propriedades:

*“Primeira, a atribuição de valores a umas poucas funções de estado (usualmente duas ou três) fixa automaticamente os valores de todas as outras. Segunda, quando o estado de um sistema é modificado, as mudanças de funções de estado dependem somente dos estados inicial e final do sistema e não de como a mudança foi efetuada.”* (MAHAN, 1972, p. 226)

As funções de estado ocorrem, também, em outras partes da física. Como bem exemplifica Mahan, o deslocamento vetorial entre dois pontos é uma função de estado, pois independe da trajetória ou do caminho escolhido para ir de um ponto para outro, mas a distância percorrida para ir de um ponto para outro depende da trajetória, portanto, distância percorrida não é uma função de estado.

*“A separação entre dois pontos é, por exemplo, uma constante fixa que depende das coordenadas dos dois pontos. Por outro lado, a distância que se cobre ao andar entre os dois pontos depende do caminho que se toma. Assim, a separação é uma função de estado, mas a distância percorrida não o é.”* (MAHAN, 1972, p. 226)

Podemos exemplificar isso supondo uma viagem entre duas cidades que pode ser feita por caminhos diferentes. Por exemplo, uma viagem Ribeirão Preto-SP até Poços

de Caldas-MG, se pesquisarmos no Google Maps<sup>3</sup> encontraremos três caminhos diferentes, um de 204 km, um segundo caminho de 206 km e um terceiro de 224 km. As posições iniciais e finais são as mesmas, mas as distâncias percorridas são diferentes, mostrando que distância percorrida não é uma função de estado. Por outro lado, a separação, ou melhor o vetor deslocamento, entre Ribeirão Preto e Poços de Calda, de módulo, aproximadamente, igual a 146 km, só depende da posição inicial e da posição final, mostrando que a separação ou o deslocamento vetorial é uma função de estado.

Na termodinâmica, que estuda os estados de equilíbrio e não como as mudanças de estado ocorrem, as funções de estado permitem o cálculo de variações entre dois estados conhecidos, escolhendo-se os processos (caminhos) de transformação mais simples possíveis. Obtendo-se assim resultados quantitativos de transformações complexas sem as dificuldades inerentes do processo de transformação.



**Figura 9:** o vetor deslocamento é uma função do estado, pois só depende da posição final e da posição inicial e não do caminho. Google Maps.

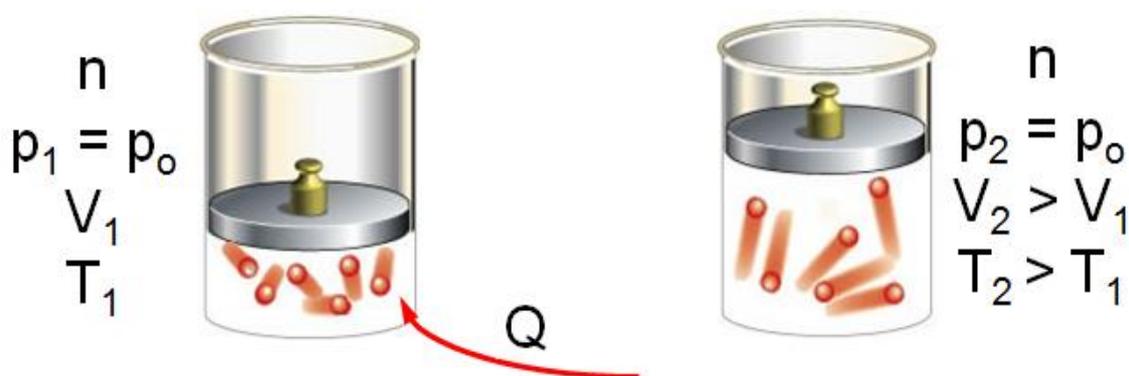
---

<sup>3</sup> Google Maps.

<https://www.google.com.br/maps?source=tldso>

## CAPITULO 3 – PRIMEIRA LEI DA TERMODINÂMICA

Podemos estudar como o calor se transforma em energia mecânica de uma forma bem simples, a transformação isobárica de um gás ideal. Sabemos que numa transformação isobárica, volume e temperatura são grandezas diretamente proporcionais e essa relação é chamada lei de Charles. Assim, para que a transformação isobárica ocorra, fornecemos uma certa quantidade de calor  $Q$  para  $n$  mols de gás ideal, colocados no interior de um cilindro, que possui um êmbolo móvel, e que pode deslizar sem atrito, à pressão constante, e o gás passa do estado 1 para o estado 2, conforme figura abaixo:



**Figura 10:** transformação isobárica.

Nessa transformação ocorre uma variação de temperatura ( $\Delta T$ ) e uma variação de volume ( $\Delta V$ ) que se expande contra a pressão externa exercida pela atmosfera e pelo peso do êmbolo.

### 3.1. Variação de Energia Interna

O aumento da temperatura do gás ( $\Delta T$ ) aumenta a agitação das partículas, ou seja, aumenta a energia cinética dessas partículas. A energia cinética das partículas constitui o que chamamos de energia interna ( $U$ ) do gás, que é função de estado. A energia interna ( $U$ ) de um corpo qualquer é a soma de todas as parcelas de energias que um corpo possui microscopicamente, internamente ao corpo:

$$U = \sum E_{\text{int}}$$

Eq. 01

Essa energia interna (U) é formada pela soma das energias cinética de translação e de rotação das partículas mais as energias potenciais de interação dessas partículas.

*“A matéria é constituída de átomos e moléculas e estas são partículas que possuem energia cinética e energia potencial. Uma tentativa de definir a energia interna é simplesmente dizer que ela é a soma das energias cinéticas de todas as suas partículas constituintes acrescidas da soma de todas as energias potenciais das interações entre as partículas do sistema.” (YOUNG, 2004, p. 182)*

Imaginemos um copo com água, as moléculas de água são as partículas e elas se movimentam de um lado para outro, elas giram, elas sofrem a ação de forças, devido às outras moléculas, assim como os átomos que formam cada molécula se ligam entre si e vibram.

### 3.2. Trabalho

O aumento da temperatura causa um aumento da pressão interna causando variação do volume do gás ( $\Delta V$ ), fazendo com que o êmbolo se desloque. Esse deslocamento empurra o êmbolo até igualar a pressão externa. Força e deslocamento estão diretamente relacionados à realização de trabalho mecânico. A grandeza escalar trabalho<sup>4</sup> ( $\Delta W$ ), definida como o produto escalar entre os vetores força e o deslocamento resultante devido a força  $\vec{F}$  e constante aplicada naquele trecho  $\Delta \vec{s}$ , é dada por:

$$\Delta W = \vec{F} \cdot \Delta \vec{s} \quad \text{Eq. 02}$$

No ensino médio, para simplificar o produto escalar, escrevemos o trabalho de uma força constante como:

$$W = F \cdot \Delta s \cdot \cos \theta \quad \text{Eq. 03}$$

---

<sup>4</sup> Trabalho não só mecânico. Trabalho da força elétrica no deslocamento de cargas elétricas, na difusão de partículas, da força magnética, etc.

onde  $\theta$  é o ângulo formado pelos vetores força e deslocamento.

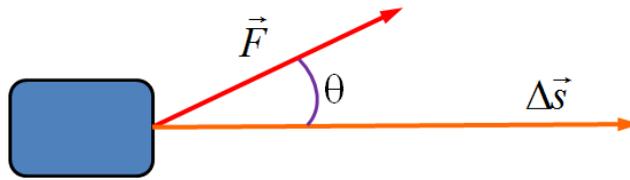


Figura 11: trabalho de uma força constante.

No caso da transformação isobárica  $\theta = 0^\circ$  e  $\cos 0^\circ = 1$ , então:

$$W = F \cdot \Delta s$$

Para uma força aplicada na mesma direção e sentido do deslocamento, pode-se escrever pressão como:

$$p = \frac{F}{A} \Rightarrow F = p \cdot A$$

onde  $A$  é a área do êmbolo e  $F$  a intensidade da força constante que empurrou o êmbolo, podemos escrever que:

$$W = p \cdot A \cdot \Delta s$$

O produto da área do êmbolo pelo deslocamento é a variação de volume do gás, então, numa transformação isobárica, pressão constante:

$$W = p \cdot \Delta V \tag{Eq. 04}$$

### 3.3. Conservação de Energia: Primeira Lei da Termodinâmica

Num sistema termodinâmico, **trabalho mecânico** envolve variação de volume e a variação de temperatura implica numa variação da **energia interna** e, então, podemos definir a 1ª lei da termodinâmica, aplicando o princípio da conservação de energia na transformação isobárica, da seguinte forma:

$$\Delta U = Q + W \quad \text{Eq. 05}$$

Para uma variação infinitesimal, podemos escrever a primeira lei na forma:

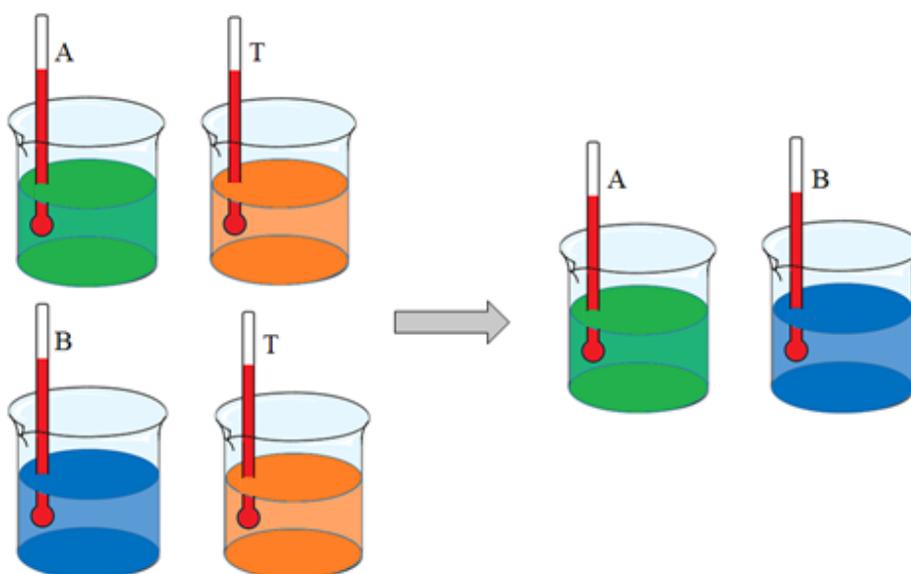
$$dU = dQ - dW \quad \text{Eq. 06}$$

ou seja:

*“A energia interna  $E_{int}$  de um sistema tende a aumentar se acrescentarmos energia na forma de calor  $Q$  e a diminuir se removermos  $W$  realizado pelo sistema.” (HALIDAY, 2013, pag. 200)*

### 3.4. Lei zero e terceira lei da termodinâmica

A lei zero trata dos corpos em equilíbrio térmico, ou seja, dos corpos cujas temperaturas são iguais:



**Figura 12:** lei zero da termodinâmica.

*“Se dois corpos  $A$  e  $B$  estão separadamente em equilíbrio térmico com um terceiro corpo  $T$ ,  $A$  e  $B$  estão em equilíbrio térmico entre si.” (HALLIDAY, 2013, p. 185)*

A terceira lei, muito pouco utilizada no ensino médio, é sobre a entropia de cristais perfeitos na temperatura zero absoluto e o cálculo do valor absoluto da Entropia, estabelecendo uma referência para o cálculo de variações de entropia.

*“A entropia de cristais perfeitos de todos os elementos puros e compostos é zero no zero absoluto de temperatura. ” (MAHAN, 1978, p. 249)*

## CAPÍTULO 04. SEGUNDA LEI DA TERMODINÂMICA

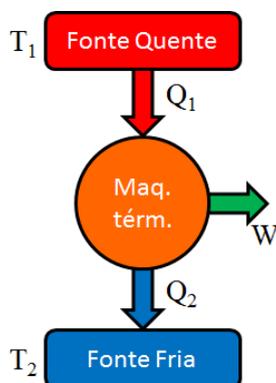
A primeira lei não coloca nenhuma restrição acerca do sentido que as várias transformações de energia podem ocorrer, de forma que todas as transformações poderiam ser reversíveis, enquanto que a segunda lei impõe limitações a essas transformações. Para facilitar a leitura ao professor de nível médio, iniciaremos a discussão da segunda lei seguindo a abordagem dos livros texto do ensino médio.

### 4.1. Máquina Térmica

Uma máquina térmica é um dispositivo que opera em ciclos, entre uma fonte quente e uma fonte fria, cujo objetivo é realizar trabalho a partir do calor absorvido da fonte quente. Ela possui uma substância de trabalho, ou fluido operante, que recebe calor  $Q_1$  da fonte quente, na temperatura  $T_1$ , realizando trabalho útil  $W$ . Essa substância de trabalho, nas máquinas a vapor, é água, nos motores de automóvel, é a mistura de combustível e ar para permitir a combustão. Para essa máquina realizar trabalho de forma contínua, ela deve operar em um ciclo, que se repete continuamente.

O enunciado de Kelvin-Planck para a segunda lei nos diz que:

*“É impossível que uma máquina qualquer, que operando em ciclo, receba calor de uma fonte e execute uma quantidade equivalente de trabalho sem produzir nenhum outro efeito nas suas vizinhanças.” (TIPLER, 1976, p. 449)*



**Figura 13:** máquina térmica.

De acordo com esse enunciado, a substância de trabalho recebe ciclicamente uma certa quantidade de calor  $Q_1$  da fonte quente, converte uma parte em trabalho e rejeita, obrigatoriamente, uma quantidade de calor  $Q_2$  para uma fonte fria que se encontra numa temperatura  $T_2$  menor que  $T_1$ . A figura 13 é uma representação esquemática de uma máquina térmica.

A partir da 1ª lei da termodinâmica podemos relacionar o calor recebido  $Q_1$ , o calor rejeitado  $Q_2$  e o trabalho realizado  $W$ , da seguinte forma:

$$W = Q_1 - Q_2 \quad \text{Eq. 08}$$

Definimos rendimento de uma máquina térmica como a razão entre o trabalho útil realizado  $W$  e a quantidade de calor  $Q_1$  absorvido a partir da fonte quente:

$$\eta = \frac{W}{Q_1} \quad \text{Eq. 09}$$

Substituindo a relação anterior, temos:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \Rightarrow \eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

Simplificando, podemos escrever o rendimento de uma máquina térmica como:

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad \text{Eq. 10}$$

Como, pelo enunciado de Kelvin-Planck, sempre haverá uma perda de calor para a fonte fria, o rendimento  $\eta$  será menor que 1, ou seja, inferior a 100%. A quantidade de calor  $Q_1$  pode ser obtida pela da combustão de carvão, de combustíveis fósseis ou de combustíveis renováveis, como o etanol, ou então a partir de reações nucleares, que possuem um custo; devido a isso busca-se projetar máquinas térmicas que tenham o maior rendimento possível.

Cabe ressaltar que as grandezas trabalho realizado ( $W$ ), calor absorvido ( $Q_1$ ), calor rejeitado ( $Q_2$ ), temperatura da fonte quente ( $T_1$ ), temperatura da fonte fria ( $T_2$ ) e rendimento ( $\eta$ ) podem ser associadas a qualquer processo de transformação onde existe uma fonte de energia e trabalho realizado.

#### 4.2. Reversibilidade e irreversibilidade

Existem transformações que são tão corriqueiras que nem passa pela nossa cabeça que possam ocorrer no sentido inverso. Por exemplo, algo extremamente comum nos nossos lares é estourar pipoca.

A pipoca é um tipo de milho que explode quando aquecida. A pipoca de microondas, por exemplo, vem numa embalagem achatada, um pouco maior que uma carteira de bolso e em aproximadamente três minutos tem seu volume expandido em quase 50 vezes. Um grão de milho qualquer é dividido em três partes: o embrião, o endocarpo e o pericarpo. No embrião fica o material genético do milho. O endocarpo e o pericarpo possuem, basicamente, água e amido. A diferença entre o milho comum e o milho de pipoca é que o de pipoca possui menos água (12 a 13%) e uma casca pelo menos quatro vezes mais resistente. Ao colocarmos o milho de pipoca numa panela com óleo ou num forno de microondas, o calor transforma a água de seu interior em vapor, aumentando a pressão interna, que empurra a casca. Simultaneamente, o amido, inicialmente sólido se transforma numa espécie de gelatina, aumentando seu volume, como se fosse uma espuma de detergente, esse amido gelatinoso é a parte branca da pipoca que comemos. Somadas as pressões da água e o do amido, rapidamente a semente estoura, e o milho se transforma na pipoca que comemos.



**Figura 14:** Estourando pipoca em câmera lenta. You Tube. Programa Fantástico

Existem vários vídeos mostrando a pipoca estourando, por exemplo, um do programa Fantástico, disponível no You Tube, que mostra a pipoca estourando em câmara lenta<sup>5</sup>. Mas alguém já viu ocorrer o processo ao contrário, a pipoca se transformando em milho?

Vimos que calor corresponde à energia transferida devido a diferença de temperatura. Vamos imaginar a seguinte situação: ao segurarmos uma xícara de café quente, colocando a mão em torno da xícara, sentimos o café quente, com a mão esquentando ao receber calor, enquanto o café dentro da xícara esfria, mas já imaginou o contrário, a mão ficar mais fria e o café esquentar?

Tanto a pipoca se transformando em milho ou o café quente esquentar ao receber calor de nossas mãos, são processos que não violam um dos princípios mais fundamentais da natureza, a conservação da energia. Todo mundo reconhece que “energia não se cria, não se perde, ela se transforma”, mas existem processos que, mesmo obedecendo a esse princípio básico, nunca ocorrem. Esses processos, que mesmo obedecendo ao princípio da conservação de energia, sofrem transformações somente em um sentido, são chamados de **processos irreversíveis**.



**Figura 15:** corpo deslizando sobre uma superfície com atrito, até parar.

Um outro exemplo: um objeto que desliza ao longo de uma superfície áspera, até parar. O trabalho da força de atrito transforma energia cinética em calor, que aumenta a energia interna do objeto e da superfície. O processo inverso não ocorre, a energia interna resultante do atrito não se transforma, espontaneamente em energia cinética do objeto, fazendo o corpo deslizar, novamente, e resfriando a superfície.

Os processos não reversíveis que ocorrem em um sentido, precisam de um agente externo para ocorrerem em sentido inverso. Por exemplo: ao retirarmos uma pedra de gelo<sup>6</sup> de um congelador, num dia quente, deixando-a num ambiente aberto, sabemos que espontaneamente a pedra de gelo derrete, sofrendo fusão, mas para que a água obtida,

<sup>5</sup> Estourando pipoca em câmara lenta. You Tube.  
<https://www.youtube.com/watch?v=fHpww1Jc2oA>

<sup>6</sup> Vídeo Gelo derretendo. Wikipédia.  
[https://pt.wikipedia.org/wiki/Entropia#/media/File:Melting\\_icecubes.gif](https://pt.wikipedia.org/wiki/Entropia#/media/File:Melting_icecubes.gif)

a partir do gelo, volte a congelar temos que retirar calor colocando essa água no interior de um congelador, que será o agente externo que tornará possível esse congelamento. Esse congelamento, nessas condições, obedece ao princípio da conservação da energia, mas não ocorre espontaneamente em ambiente com temperaturas acima de 0 °C.

Então deve ter algum princípio, além da conservação da energia, que define o sentido de algo acontecer, que define uma seta, dizendo que nesse sentido pode acontecer, e no sentido contrário não pode acontecer.

A grandeza que define o sentido das transformações espontâneas e, portanto, irreversíveis, é a entropia. Podemos enunciar o postulado da entropia, da seguinte maneira:

*“Todos os processos irreversíveis em um sistema fechado são acompanhados por aumento da entropia.” (HALLIDAY, 2012, p. 248)*

Os **processos reversíveis** são aqueles que podem ocorrer espontaneamente nos dois sentidos, de forma que após ter ocorrido espontaneamente, naturalmente, num sentido, ele pode ocorrer, também espontaneamente, no sentido contrário.

Para que um processo seja reversível ele deve obedecer às seguintes condições:

*“1. Não deve haver trabalho realizado pelo atrito, por forças de viscosidade ou por outras forças dissipativas que produzem calor.*

*2. Não deve haver condução de calor devida a diferenças de temperatura.*

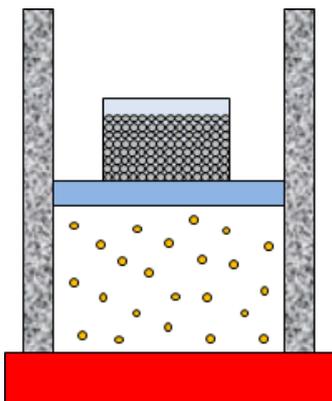
*3. O processo deve ser quase estático, de modo que o sistema esteja sempre num estado infinitamente próximo do estado de equilíbrio. ”*

*(TIPLER, 1976 ,p.453)*

Analisando as condições acima podemos concluir que os processos reversíveis são praticamente impossíveis de ocorrerem na prática, devido à dificuldade de termos um processo que obedeça a todas as condições acima. Mesmo não sendo possível, é importante estudarmos os processos reversíveis para encontrarmos as variações das variáveis termodinâmicas entre os estados inicial e final dos sistemas, por exemplo, no caso de expansão isotérmica reversível, o atrito do pistão com as paredes é considerado desprezível.

### 4.3. Entropia

Como vimos anteriormente, a variação da grandeza entropia define se um processo é reversível ou irreversível, pois em todos os processos irreversíveis em um sistema fechado a entropia aumenta. Vamos definir então como se determina a variação de entropia, e para isso vamos utilizar uma expansão isotérmica reversível.



**Figura 16:** transformação isotérmica reversível.

Para produzirmos uma expansão isotérmica reversível, vamos imaginar que o sistema em consideração corresponde a certa quantidade de gás ideal confinada (fronteira) no interior de um cilindro construído com paredes adiabáticas, cuja base seja uma fonte de calor mantida a uma temperatura constante  $T$ . Como a base é mantida a uma temperatura constante o gás terá uma temperatura fixa. Esse cilindro é provido de um êmbolo que pode se movimentar sem atrito e sobre o êmbolo móvel colocamos um recipiente contendo certa quantidade de pequenas bolinhas de chumbo. Note que a vizinhança neste caso inclui: as paredes do cilindro, o êmbolo, a base de aquecimento e o ambiente externo.

Para efetuarmos a expansão isotérmica reversível de um volume ( $V_i$ ) até o volume ( $V_f$ ), basta ir tirando uma bolinha de chumbo de cada vez e esperando uma nova situação de equilíbrio, quando se atinja um novo estado final, com a mesma temperatura inicial  $T$  e volume ( $V_f$ ). Determinando-se calor trocado ( $\Delta Q_i$ ) a cada bolinha ( $i$ ) retirada, pode-se encontrar a quantidade de calor total  $\Delta Q_T$ , na retirada de  $N$  bolinhas, somando-se todas as contribuições de  $i = 1$  até  $i = N$ .

A Entropia é uma função de estado assim como a pressão ( $p$ ), a temperatura ( $T$ ) e a energia interna ( $U$ ). No caso desta expansão isotérmica reversível a variação da

Entropia pode ser determinada pela simples divisão do calor total introduzido pela temperatura T do sistema:

$$\Delta S_T = \frac{\Delta Q_T}{T} \quad \text{Eq. 11}$$

Note-se que a variação total de entropia assim determinada não depende da substância de trabalho.

Vale a pena ressaltar que se tudo ocorreu de forma reversível a variação de entropia  $\Delta S_U$  do Universo será nula e que existem duas situações distintas e importantes a considerar. A entropia gerada em uma transformação irreversível e a entropia trocada entre o sistema e a vizinhança. O calor recebido pelo Sistema sendo idêntico ao calor retirado da vizinhança, teremos  $\Delta Q_T = \Delta Q_V$  e assim,

$$\Delta S_U = \frac{\Delta Q_T}{T} - \frac{\Delta Q_V}{T} = 0$$

A aplicação destes conceitos é exemplificada determinando-se matematicamente a variação de entropia de uma transformação isotérmica de um gás ideal. Neste caso a variação da energia interna é nula, pois não há variação da energia interna numa transformação isotérmica, assim, na primeira lei da termodinâmica:

$$dQ = dW$$

$$dQ = p \cdot dV \quad \text{Eq. 12}$$

Como a transformação é reversível quase estática e como o gás é ideal podemos utilizar a equação de estado dos gases ideais e escrever a eq. 12 como:

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \Rightarrow p = \frac{n \cdot R \cdot T}{V}$$

$$dQ = p \cdot dV \Rightarrow dQ = n \cdot R \cdot T \cdot \frac{dV}{V} \quad \text{Eq. 13}$$

Dividindo a eq. 13 por T, obtemos:

$$\frac{dQ}{T} = n \cdot R \cdot \frac{dV}{V}$$

E integrando os termos dessa equação de um estado inicial i para um estado final f, obtemos:

$$\int_i^f \frac{dQ}{T} = \int_i^f n \cdot R \cdot \frac{dV}{V} \Rightarrow \int_i^f \frac{dQ}{T} = n \cdot R \cdot \ln \frac{V_f}{V_i}$$

A integral do lado esquerdo desta equação depende dos estados i e f. Naturalmente usamos a isoterma para ir do estado inicial i para o estado o estado final f, mas sendo  $dS = dQ/T$  uma função de estado a variação  $\Delta S$  não dependerá da forma ou do caminho com que o sistema passa de um estado para outro, então:

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ_R}{T} \quad \text{Eq. 14}$$

O índice R foi colocado em dQ para deixar claro que o calor deve ser trocado de forma reversível.

*“É importante compreender, todavia, que somente para um processo reversível a integral  $\int dQ/T$  é independente do processo. Num processo irreversível, a variação da entropia do sistema não será dada pela integral  $\int dQ/T$ . Não obstante, uma vez que entropia é uma função de estado, podemos determinar a variação de entropia do sistema que efetua um processo irreversível do estado 1 para o estado 2, considerando qualquer processo reversível que comece e acabe nestes estados e fazendo o cálculo de  $\int dQ/T$ .”* (TIPLER, 1976, p. 463)

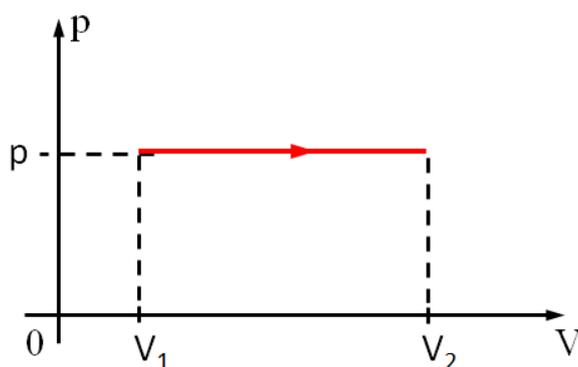
*“Para determinar a variação de entropia em um processo irreversível que ocorre em um sistema fechado, substituímos esse processo por qualquer outro processo reversível que ligue os mesmos estados inicial e final e calculamos a variação de entropia para esse processo reversível”* (HALLIDAY, 2012, p. 250)

Podemos perceber, a partir da definição dada pela equação acima, que a variação da entropia depende da energia transferida em forma de calor e da temperatura na qual o calor é transferido e como  $T$  é a temperatura absoluta, sempre positiva, o sinal da variação da entropia é o igual ao sinal do calor trocado. E ainda perceber que a unidade de entropia e de sua variação, no sistema internacional (SI), é joule por kelvin (J/K).

## CAPÍTULO 05 – EXEMPLOS DE CÁLCULO DE VARIAÇÃO DE ENTROPIA

### 5.1. Transformação Isobárica

Vamos considerar uma transformação isobárica, onde um gás ideal recebe calor e se expande, desde um volume inicial  $V_1$  para um volume final  $V_2$ . Essa transformação pode ser representada pelo diagrama  $p \times V$  abaixo e deve ser feita de maneira reversível:



**Figura 17:** gráfico  $p \times V$  de uma transformação isobárica.

A partir da definição de entropia:  $\Delta S_i = \Delta Q_i/T_i$  e seguindo o procedimento de introdução de calor em pequenas quantidades de calor  $\Delta Q_i$  na temperatura  $T_i$ , como a pressão é mantida constante a temperatura aumenta. Assim, a cada introdução de calor teremos uma temperatura diferente, havendo a necessidade de somarmos as trocas de calor a cada temperatura, ou seja,  $\Delta S_T = \sum \Delta Q_i/T_i$ , a representação matemática rigorosa para incrementos infinitesimais será:

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T} \quad \text{Eq. 15}$$

E lembrando que numa transformação isobárica:

$$dQ = C_p dT \quad \text{Eq. 16}$$

onde  $C_p$  é a capacidade calorífica a pressão constante (TIPLER, 1976, p. 434), a variação da entropia, na expansão de  $V_1$  para  $V_2$ , pode ser escrita como:

$$\Delta S = \int_{V_1}^{V_2} \frac{dQ}{T} \Rightarrow \Delta S = \int_{V_1}^{V_2} \frac{C_p dT}{T}$$

E utilizando-se a equação de Clapeyron, para colocar o volume, podemos escrever que:

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \Rightarrow T = \frac{p \cdot V}{n \cdot R}$$

E, portanto:

$$dT = \frac{p}{n \cdot R} dV$$

Substituindo e simplificando, temos:

$$\Delta S = \int_{V_1}^{V_2} C_p \frac{\frac{p}{n \cdot R} dV}{\frac{p \cdot V}{n \cdot R}} \Rightarrow \Delta S = \int_{V_1}^{V_2} C_p \frac{1}{V} dV$$

E integrando, temos:

$$\Delta S = C_p \ln \frac{V_2}{V_1} \tag{Eq. 17}$$

Se considerarmos um gás ideal monoatômico (TIPLER, 1976, p. 435):

$$C_p = \frac{5}{2} n \cdot R \tag{Eq. 18}$$

Então, na expansão isobárica de um gás ideal monoatômico, a variação da entropia se torna:

$$\Delta S_{\text{isobárica}} = \frac{5}{2} n \cdot R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad \text{Eq. 19}$$

## 5.2. Transformação Isométrica

Vamos considerar uma transformação isométrica reversível, onde um gás ideal recebe calor e se aquece, desde uma temperatura inicial  $T_1$  para uma temperatura final  $T_2$ .

A partir da definição de entropia:

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T} \quad \text{Eq. 20}$$

E lembrando que numa transformação isométrica:

$$dQ = C_v dT \quad \text{Eq. 21}$$

onde  $C_v$  é a capacidade calorífica a volume constante (TIPLER, 1976, p. 434), podemos calcular a variação de entropia, no aquecimento de  $T_1$  para  $T_2$ , escrevendo:

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dQ}{T} \Rightarrow \Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_v dT}{T}$$

Integrando, temos:

$$\Delta S = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad \text{Eq. 22}$$

Se considerarmos um gás ideal monoatômico (TIPLER, 1976, p. 435):

$$C_v = \frac{3}{2}n \cdot R \quad \text{Eq. 23}$$

Então, no aquecimento isométrico de um gás ideal monoatômico, a variação da entropia se torna:

$$\Delta S_{\text{isométrica}} = \frac{3}{2}n \cdot R \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \quad \text{Eq. 24}$$

### 5.3. Transformação Adiabática

Numa transformação adiabática reversível, a variação da entropia é simplesmente nula, pois não há troca calor:

$$\Delta S_{\text{adiabática}} = 0 \quad \text{Eq. 25}$$

### 5.4. Fusão do gelo

Dado um sistema fechado, consistindo unicamente de um bloco de gelo fundente (0 °C) de massa m, mantido a pressão constante. Podemos calcular a variação da entropia durante sua fusão. O estado sólido inicial é dado pelas condições de temperatura,  $T_i = 273 \text{ K}$ , volume,  $V_i = V$ , pressão,  $p_i = p$  e entropia,  $S_i$  e o estado líquido final dado pelas condições de temperatura,  $T_f = 273 \text{ K}$ , volume,  $V_f = V$ , pressão,  $p_f = p$  e entropia,  $S_f$ . Observe que foi desprezada a variação de volume durante a fusão do gelo, admitindo que o trabalho realizado sobre a pressão externa seja desprezível.

A variação de entropia é dada por:

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T} \quad \text{Eq. 26}$$

Na fusão do gelo, supondo que a troca de calor seja feita de forma lenta, podemos calcular a variação da entropia para uma transformação isotérmica reversível, onde

$$Q = m \cdot L_{\text{fusão}} \quad \text{Eq. 27}$$

é a quantidade de calor recebida durante a fusão completa do gelo, sem variação de temperatura.

Podemos, então, calcular a variação da entropia durante a fusão do gelo:

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T} \Rightarrow \Delta S = S_f - S_i = \frac{1}{T} \int_i^f dQ \Rightarrow \Delta S = S_f - S_i = \frac{Q}{T}$$

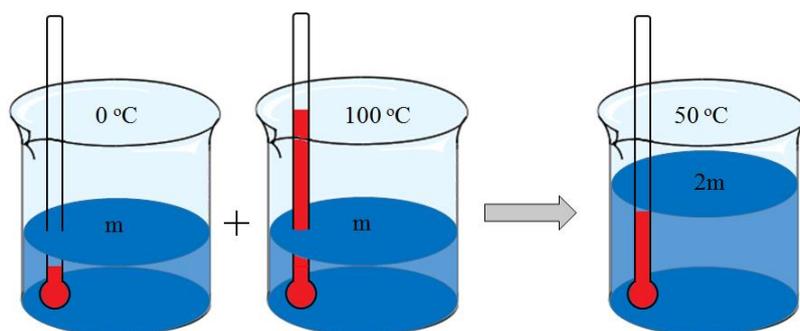
$$\Delta S = S_f - S_i = \frac{m \cdot L_{\text{fusão}}}{T} \quad \text{Eq. 28}$$

Considerando  $m = 1 \text{ kg}$  de gelo e sendo  $L_{\text{fusão}} = 333 \text{ kJ/kg}$ , temos:

$$\Delta S = S_f - S_i = \frac{1 \cdot 333}{273}$$

$$\Delta S = S_f - S_i = 1,2 \text{ kJ/K}$$

### 5.5. Troca de Calor



**Figura 18:** dois corpos de mesma substância e com massas iguais, que após serem colocados no mesmo recipiente, trocam calor até atingirem o equilíbrio térmico.

Uma situação comum em calorimetria é a troca de calor que ocorre quando colocamos em contato térmico dois ou mais corpos, inicialmente com temperaturas diferentes. Essa troca de calor se dá até que os corpos atinjam o equilíbrio térmico, quando a temperatura dos corpos se iguala. Para exemplificar essa situação vamos considerar

1,000 kg de água a 0 °C (273 K) e 1,000 kg de água a 100 °C (373 K), na pressão de 1 atm, misturados no interior de um recipiente de capacidade térmica desprezível.

Como temos quantidades iguais da mesma substância, a temperatura final de equilíbrio térmico será a média aritmética das temperaturas iniciais:

$$T_f = \frac{0+100}{2} \Rightarrow T_f = 50 \text{ } ^\circ\text{C} \Rightarrow T_f = 323 \text{ K}$$

A variação da entropia é dada por:

$$\Delta S_1 = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T} \quad \text{Eq. 29}$$

A quantidade de calor trocada pelos corpos é dada pela equação do calor sensível:

$$Q = m \cdot c \cdot \Delta T \quad \text{Eq. 30}$$

E substituindo na eq. 29 e integrando, temos:

$$\Delta S = \int_i^f m \cdot c \cdot \frac{dT}{T} = m \cdot c \cdot \int_i^f \frac{dT}{T}$$

$$\Delta S = m \cdot c \cdot (\ln T_f - \ln T_i) \quad \text{Eq. 31}$$

E com isso podemos calcular a variação de entropia para os corpos e para o sistema como um todo.

Para a água quente:

$$\Delta S_1 = m \cdot c \cdot (\ln T_f - \ln T_i)$$

$$\Delta S_1 = 1,000 \cdot 4.186 \cdot (\ln 323 - \ln 373) = 4.186 \cdot \ln \left( \frac{323}{373} \right) = 4.186 \cdot (-0,144)$$

$$\Delta S_1 = -602 \text{ J / K}$$

Para a água fria:

$$\Delta S_2 = m \cdot c \cdot (\ln T_f - \ln T_i)$$

$$\Delta S_2 = 1,000 \cdot 4.186 \cdot (\ln 323 - \ln 273) = 4.186 \cdot \ln\left(\frac{323}{273}\right) = 4.186 \cdot (0,168)$$

$$\Delta S_2 = 704 \text{ J / K}$$

Para o sistema como um todo:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = -602 + 704 \Rightarrow \Delta S = 102 \text{ J / K}$$

A entropia da água quente diminui ao se resfriar, mas não tanto quanto a da água fria aumenta ao se esquentar e essa diferença é necessária e natural, a entropia do sistema como um todo tem que aumentar, pois essa é uma transformação irreversível.

Vimos diversos caso de cálculo de variação de entropia de forma macroscópica. A pergunta que fica é, será possível correlacionarmos as variações de entropia com modelos microscópicos, ou mais genericamente com a probabilidade de ocorrência de estados de equilíbrio?

## CAPÍTULO 06 – ENTROPIA E DESORDEM

Entropia pode ser entendida como uma medida quantitativa da desordem de um sistema ou corpo, mas muitas vezes essa relação causa certa confusão, pois estamos acostumados a relacionar desordem com bagunça. Segundo Gaspar (2001):

*“O sentido termodinâmico da palavra desordem não é moral nem disciplinar. Significa apenas desorganização ou falta de ordem, qualquer que seja. Assim, se todos os alunos de uma sala ficarem em pé no fundo da classe de costas para o professor, essa será certamente uma condenável atitude rebelde e indisciplinada. Os alunos podem ser classificados como desordeiros, mas em termodinâmica, não houve desordem, muito pelo contrário; houve ordem, ou organização, e certamente um grande consumo de energia, necessária à redução da entropia na sala de aula” (GASPAR, 2000, p.378).*

Para entendermos essa relação entropia-desordem vamos considerar, novamente, uma expansão isotérmica reversível de um gás ideal, que recebe certa quantidade de calor  $dQ$  e se expande, mantendo a temperatura constante, como em Young (2003).

Considerando-se que o sistema inclui somente o gás ideal, a transformação isotérmica deste gás terá variação da energia interna nula, pois a energia interna é proporcional a temperatura absoluta, então, aplicando a primeira lei da termodinâmica, podemos escrever que:

$$dQ = dU + dW \Rightarrow dQ = dW \quad \text{Eq. 32}$$

O trabalho infinitesimal  $dW$  realizado pelo gás é dado por (HALLIDAY, 2012, p. 197):

$$dW = p \cdot dV, \quad \text{Eq. 33}$$

então, na transformação isotérmica:

$$dQ = p \cdot dV \quad \text{Eq. 34}$$

E utilizando-se da equação de Clapeyron, escrevemos:

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \Rightarrow p = \frac{n \cdot R \cdot T}{V} \quad \text{Eq. 35}$$

Substituindo a eq. 35 na eq. 34, temos:

$$dQ = \frac{n \cdot R \cdot T}{V} dV \quad \text{Eq. 36}$$

Assim:

$$\frac{dQ}{T} = n \cdot R \frac{dV}{V} \quad \text{Eq. 37}$$

Sabemos que a relação  $dQ/T$  é a definição da variação infinitesimal da entropia, então, podemos concluir que a desordem é proporcional a variação da entropia num processo reversível infinitesimal e podemos ver essa relação da seguinte maneira:

*“O gás passa para um estado mais desordenado depois da expansão porque as moléculas se movem em um volume maior e suas posições tornam-se mais aleatória. Logo, a variação relativa de volume  $dV/V$  fornece uma estimativa do aumento da desordem, e a equação anterior mostra que essa razão é proporcional à grandeza  $dQ/T$ .” (YOUNG, 2003, p. 218)*

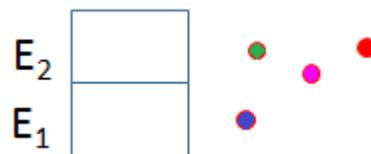
### 6.1. Entropia e configurações possíveis

Para percebermos que certas transformações só ocorrem num sentido e que nesse sentido há um aumento da “desordem”, podemos utilizar um baralho novo, lacrado no interior de sua caixa. Ao abrir a caixa e retirar todas as cartas, sabemos que elas estarão organizadas, separadas em naipes e numa ordem, por exemplo do ás até o rei, com que corresponde a uma configuração possível. Basta dar umas embaralhadas para percebermos, facilmente, que as cartas estão sendo tiradas de sua ordem inicial e que existe um número imenso de ordenamentos possíveis, quanto mais bem embaralhado mais difícil se torna recuperarmos a ordem inicial.

Essa demonstração ilustra como ocorre uma transformação irreversível, onde o estado final (desordem) é uma situação mais provável, de ocorrer espontaneamente, do que estado ordenado inicial do baralho.

Neste caso, como em todas as analogias entre o mundo macroscópico e os fenômenos envolvendo átomos e moléculas, existem limitações. A forma de contagem de configurações possíveis das cartas do baralho, leva em conta que estas são distinguíveis uma das outras, no entanto, para gases, líquidos ou sólidos as partículas constituintes não são a princípio identificáveis uma a uma.

Para desenvolver uma linguagem mais precisa e quantificável em relação à associação entropia-desordem, consideraremos as configurações possíveis de um sistema fechado, relacionando-as com os conceitos de número de micro e macroestados possíveis, partindo de dois estados de energia  $E_1$  e  $E_2$ , que podem ser ocupados com igual probabilidade por quatro partículas.



**Figura 19:** sistema fechado com dois níveis de energia e quatro partículas, que podem ocupar livremente qualquer um desses estados.

Nesse sistema, cada macroestado é dado pela soma da energia total das quatro partículas. Os microestados correspondem às diferentes distribuições das partículas em cada um dos cinco macroestados possíveis ( $4E_1$ ); ( $3E_1 + 1E_2$ ); ( $2E_1 + 2E_2$ ); ( $1E_1 + 3E_2$ ) e ( $4E_2$ ).

Macro	Microestados				
$4E_1 + 0E_2$	●●●●				$E_1$
$3E_1 + 1E_2$	●●●●	●●●●	●●●●	●●●●	$E_2$
$2E_1 + 2E_2$	●●				
	●●				

**Figura 20:** painel utilizado para a distribuição probabilística dos macro e microestados.

Buscando dar visibilidade e tornar quantitativo o termo desordem utilizamos um painel onde representamos os dois níveis de energia. E quatro cartelas de cores diferentes representam as partículas, e suas configurações ilustram os microestados e os macroestados possíveis.

Computando-se o total de microestados temos todas as configurações possíveis:

Macroestado	Microestados					
1. $4E_1$						
2. $3E_1+E_2$						
3. $2E_1+2E_2$						
4. $E_1+3E_2$						
5. $4E_2$						

**Figura 21:** distribuição de todos os microestados de cada macroestado.

Observe que temos cinco macroestados de energias diferentes e um total de 16 microestados. A probabilidade de ocorrência de um determinado macroestado é obtida dividindo-se o número de microestados do macroestado pelo número total de microestados possíveis. Em nosso exemplo, a probabilidade de ocorrência de cada macroestado é:

$$P_1 = \frac{1}{16} \quad P_2 = \frac{4}{16} \quad P_3 = \frac{6}{16} \quad P_4 = \frac{4}{16} \quad P_5 = \frac{1}{16} \quad \text{Eq. 38}$$

O macroestado com maior probabilidade de ocorrer corresponde aquele com maior número de microestados (configurações possíveis), o que se associa à maior

desordem e, portanto, maior entropia, podendo-se assim representar matematicamente a desordem do sistema. Nesse caso, de 4 partículas, que podem ser distribuídas em 2 estados, o macroestado de maior desordem, portanto maior entropia, é o de número 3 que tem a maior probabilidade de ocorrência 6/16.

Analogamente, podemos relacionar o aumento de entropia com o aumento da desordem entendida como situação de maior número de configurações possíveis, utilizando, por exemplo, quatro moedas idênticas (YOUNG, 2004, p. 223). Sabemos que um dos lados da moeda é chamado de “coroa” e o outro é chamado de “cara”. As caras e coros podem ser distribuídas em 5 diferentes macroestados: 4 coroas; 3 coroas e uma cara; 2 coroas e 2 caras; uma coroa e 3 caras; 4 caras. Cada um desses macroestados pode ter um ou mais microestados, que incluem informações sobre cada uma das moedas, individualmente.

macroestados	microestados															
4 caras																
3 caras 1 coroa																
																
2 caras 2 coroas																
																
1 cara 3 coroas																
																
4 coroas																

**Figura 22:** distribuição probabilística de 4 moedas, podendo dar cara ou coroa.

Para  $N = 4$  moedas existem, portanto, 5 macroestados e 16 ( $4^2$ ) microestados e no macroestado com 2 caras e 2 coroas existem 6 microestados, sendo, portanto, o de maior probabilidade de ocorrer, 6 em 16. Podemos mostrar que para dois estados

possíveis (cara ou coroa), o número de microestados ( $W$ ) depende do número  $N$  de partículas, sendo:

$$W = 2^N \quad \text{Eq. 39}$$

Dessa forma, o número de microestados cresce rapidamente com o número  $N$  de moedas; para  $N = 100$  há  $2^{100} = 1,27 \cdot 10^{30}$  microestados.

Uma outra maneira de visualizar essa relação é usando o jogo de bridge, mas não é necessário saber jogar. Nesse jogo, um baralho normal de 52 cartas é dividido, ao acaso, entre 4 jogadores, cada um recebendo uma "mão" de 13 cartas. As cartas valem os seguintes pontos: um Ás vale 4 pontos, um Rei vale 3 pontos, uma Dama vale 2 pontos e um Valete vale 1 ponto. As demais cartas valem zero pontos. No jogo, os macroestados seriam o total de pontos de cada mão e os microestados seriam a distribuição de cartas que equivale a um total de pontos de um dado microestado.

Por exemplo, o macroestado equivalente a zero ponto seria uma mão onde não aparece nenhuma das 12 figuras e nenhum dos 4 Ás do baralho, sobrando, então 36 cartas para serem combinadas numa mão de 13 cartas.

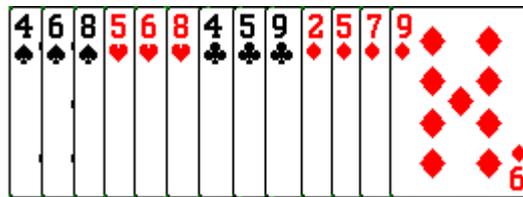
Pela análise combinatória podemos calcular o número de microestados do macroestado zero pontos, 36 cartas para serem distribuídas numa mão de 13 cartas, onde a ordem das cartas não importa, ou seja, uma combinação simples, que é dada pela equação:

$$C_{n,p} = \frac{n!}{[(n-p)! \cdot p!]} \quad \text{Eq. 40}$$

Para as 36 cartas distribuídas numa mão de 13 cartas, temos:

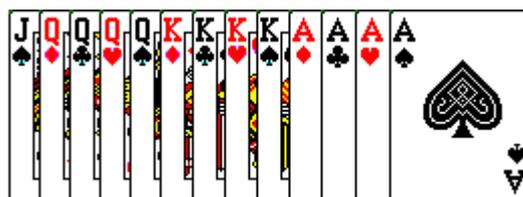
$$C_{36}^{13} = \frac{36!}{[(36-13)! \cdot 13!]} = \frac{3,7 \cdot 10^{41}}{2,6 \cdot 10^{22} \cdot 6,2 \cdot 10^9} = \frac{3,7 \cdot 10^{41}}{1,6 \cdot 10^{32}} \Rightarrow C_{36}^{13} = 2,3 \cdot 10^9$$

Ou seja: existem 2,3 bilhões mãos diferentes com zero ponto. O macroestado de zero pontos possui 2,3 bilhões de microestados diferentes.



**Figura 23:** exemplo de uma mão de zero ponto, num jogo de bridge.

A mão de maior pontuação é formada pelos 4 Ás (16 pontos), 4 reis (12 pontos), 4 damas (8 pontos) e um valete (1 ponto), totalizando 37 pontos, mas só existem 4 mãos possíveis, pois só existem 4 valetes diferentes, ou seja, no macroestado 37 pontos só existem 4 microestados possíveis.



**Figura 24:** uma das quatro mãos com pontuação máxima, 37 pontos.

Podemos entender agora porque que uma mão de zero pontos é muito mais provável: ela tem muito mais microestados.

*“essa definição de entropia serve, com alguma modificação, para ser usada em qualquer sistema físico, seja uma mão de baralho, um motor de carro, um balde com água, uma estrela ou até mesmo o Universo, com U maiúsculo. Antes, vamos resumir o que vimos até aqui.*

- 1) Um macroestado de um sistema é composto de um certo número de microestados.
- 2) Todos os microestados de qualquer macroestado são igualmente prováveis.
- 3) Quanto mais microestados um macroestado tiver, mais provável ele é.
- 4) A entropia de um macroestado é proporcional ao número de microestados que ele tem<sup>7</sup>.

<http://www.seara.ufc.br/donafifi/entropia/entropia4.htm>

<sup>7</sup> Nota-se que a entropia foi associada ao número de microestados, sendo um óbvio equívoco, uma vez que a variação de entropia entre estados corresponde à variação relativa do número de microestados, sendo a entropia uma função logarítmica e não linear com o número de microestados.

Podemos, então, a partir dos vários exemplos anteriores, chegarmos à seguinte conclusão:

*“para qualquer sistema, o estado macroscópico mais provável é aquele que corresponde ao maior número de estados microscópicos que também correspondem ao estado macroscópico com maior desordem e a maior entropia.” (YOUNG, 2004, p. 224)*

Existe uma consideração essencial nessa relação entropia-probabilidade. A entropia, cuja variação é definida pela integral  $\int dQ_R/T$ , é uma quantidade aditiva, enquanto probabilidade é uma quantidade multiplicativa. Por exemplo: a probabilidade de jogarmos um dado e encontrarmos um quatro é  $1/6$ , mas se lançarmos dois dados, a probabilidade de obtermos um quatro é  $1/6 \cdot 1/6$ . Por outro lado, se um sistema A tem entropia  $S_A$  e um sistema B tem entropia  $S_B$ , um sistema C formado pelos sistemas A e B terá entropia  $S_C = S_A + S_B$ .

Como, então relacionar entropia e probabilidade, se uma se soma e a outra se multiplica? A solução, natural, é que possam ser associadas através de uma função logarítmica. Sabemos, da matemática básica, que se  $C = A \cdot B$ , então  $\log C = \log A + \log B$ , portanto, o logarítmico é a forma lógica de relacionar essas duas grandezas, entropia e probabilidade.

Ludwing Eduard Boltzmann (1844-1906) em seus trabalhos, publicados durante a década de 1870, mostrou que a segunda lei da termodinâmica é essencialmente uma lei estatística (GASPAR, 2000, p. 378), mas a equação, como a conhecemos foi proposta por Max Planck, no seu artigo em alemão “Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum” de 1901. Apesar disso, essa fórmula, famosa, se encontra gravada no túmulo de Boltzmann, e é a seguinte:

$$S = k \cdot \ln W \quad \text{Eq. 41}$$

Nessa equação,  $k$  é a constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K), e  $W$  é chamada de multiplicidade, que corresponde ao número de microestados de uma configuração ou de um macroestado e  $S$  é a entropia da configuração.

Note que estamos utilizando a constante de Boltzmann que decorre de distribuições estatísticas, de energia e tempo, ou de velocidades e momento linear em

função da temperatura absoluta (K) em determinada região do espaço com posições definidas por x, y, z.

Em relação a entropia no contexto da teoria da informação, não abordaremos detalhes que são tratados pela teoria de informação de Shannon<sup>8</sup>. Lembraremos somente que a entropia é uma função logarítmica e que os Bits (0 e 1) consistem na base mais comum para tratar-se informação. Assim, poderíamos utilizar a equação  $S_I = C \cdot \log_2 W$  como a Entropia associada com a multiplicidade de microestados, porém para facilitar as comparações manteremos a base *e* introduzindo a constante C que se refere à constante para mudança para a base de interesse.

Por exemplo, no caso do jogo de Bridge, o número de microestados ou sua multiplicidade (W) da mão de maior pontuação (37 pontos) é 4, então sua entropia seria:

$$S_I = C \cdot \log_2 W \quad \text{Eq. 42}$$

que será representada na base neperiana por:

$$S = C \cdot \ln W \Rightarrow S_{\text{maior}} = C \cdot \ln 4 \Rightarrow S_{\text{maior}} = 1,39 \cdot C$$

Para a mão de menor pontuação (zero) a multiplicidade é cerca de 2,3 bilhões, então sua entropia seria:

$$S = C \cdot \ln W \Rightarrow S_{\text{menor}} = C \cdot \ln(2,3 \cdot 10^9) \Rightarrow S_{\text{menor}} = 21,6 \cdot C$$

Observe que a maior entropia corresponde a maior multiplicidade, que corresponde ao maior número de microestado de uma dada configuração ou macroestado. Vale a pena ressaltar que a entropia varia de forma logarítmica com a multiplicidade de estados, tendo assim variação lenta para números grandes.

Em um processo termodinâmico estamos mais interessados em calcular a variação da entropia que ocorre numa transformação de um estado inicial A para um estado final B:

---

<sup>8</sup> A teoria da informação é um ramo da matemática que estuda quantificação da informação. Essa teoria teve seus pilares estabelecidos por Claude Shannon (1948) que formalizou conceitos com aplicações na teoria da comunicação e estatística. A teoria da informação foi desenvolvida originalmente para compressão de dados, para transmissão e armazenamento destes. Porém, foi planejada para aplicação ampla, e têm sido usada em muitas outras áreas. (PAVÃO. 2011. P. 1)

$$\Delta S = S_B - S_A \quad \text{Eq. 43}$$

Substituindo a equação de Boltzmann para a entropia, temos:

$$\Delta S = k \cdot \ln W_B - k \cdot \ln W_A \Rightarrow \Delta S = k \cdot \ln \frac{W_B}{W_A} \quad \text{Eq. 44}$$

Ou seja, a variação de entropia entre dois estados depende da razão entre as multiplicidades dos estados finais e iniciais.

Podemos usar a eq. 43 para calcularmos a variação da entropia na expansão livre de  $n$  mols de um gás ideal na temperatura  $T$ , calculo que será feito posteriormente na seção 6.2 integrando  $dQ/T$ , utilizando-se para esse cálculo de uma transformação isotérmica reversível.

Para simplificar considere a situação onde o volume final é o dobro do volume inicial,  $V_f = 2V_i$ . Sendo  $W_1$  o número de microestados no volume  $V_i$  e  $W_2$  o número de microestados no volume  $V_f$  e como  $V_f = 2V_i$ . Para  $n$  mols, o número de partículas é  $N = n \cdot N_A$ , onde  $n$  é o de mols e  $N_A$  é o número de Avogadro e como cada partícula pode se mover num volume duas vezes maior o número de microestados possíveis é  $2^N$  maior, ou seja:

$$W_2 = 2^N \cdot W_1 \quad \text{Eq. 45}$$

Substituindo na eq. 43:

$$\Delta S = k \cdot \ln \frac{W_2}{W_1} \Rightarrow \Delta S = k \cdot \ln \frac{2^N W_A}{W_A} \Rightarrow \Delta S = k \cdot \ln 2^N$$

$$\Delta S = k \cdot N \cdot \ln 2 \quad \text{Eq. 46}$$

Como  $N = n \cdot N_A$  e  $k = R/N_A$ , obtemos:

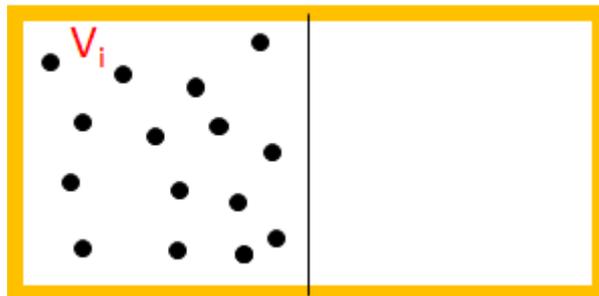
$$\Delta S = k \cdot N \cdot \ln 2 \Rightarrow \Delta S = \frac{R}{N_A} \cdot n \cdot N_A \cdot \ln 2 \quad \text{Eq. 47}$$

Ou seja:

$$\Delta S = \frac{R}{N_A} \cdot n \cdot N_A \cdot \ln 2 \Rightarrow \Delta S = n \cdot R \cdot \ln 2 \quad \text{Eq. 48}$$

Correspondendo ao mesmo resultado calculado para a expansão livre de  $n$  mols de um gás ideal dobrando de volume, ilustrado a seguir na seção 6.2., mas sem precisar definir qual a transformação realizada. No caso a seguir, para se calcular a variação da entropia para a expansão livre de  $n$  mols de gás, será usada uma transformação isotérmica reversível.

## 6.2. Expansão livre (irreversível) de um gás ideal



**Figura 25:** expansão livre de um gás ideal.

Considere um sistema isolado de volume  $2V$ , com certa quantidade de gás ideal confinada num volume inicial  $V_i = V$  por uma barreira, fig. 25. Retira-se a barreira e o gás sofre uma expansão livre, passando a ocupar um volume final  $V_f$ .

Num sistema isolado, não há troca de calor com o ambiente, e como é uma expansão livre, nenhum trabalho é realizado, então, podemos escrever a primeira lei da termodinâmica para a expansão livre de um gás ideal, como:

$$\Delta U = W - Q \Rightarrow \Delta U = 0 - 0 \Rightarrow \Delta U = 0 \quad \text{Eq. 49}$$

Como  $\Delta U = 0$ , não há variação da energia interna, então a temperatura do estado final deve ser a mesma do estado inicial e os estados final e inicial devem estar sobre uma mesma isoterma.

Uma expansão livre não é uma expansão isotérmica, mas pode ser substituída por uma transformação isotérmica reversível, pois possuem os mesmos estados inicial e final e, portanto, a mesma variação de entropia. Como já vimos anteriormente, entropia é uma variável de estado, cuja variação não depende do caminho da transformação e sim dos estados inicial e final do gás ideal. Então, podemos calcular a variação de entropia de uma expansão livre a partir de uma transformação isotérmica reversível, já analisada anteriormente.

Como numa expansão isotérmica a temperatura é mantida constante, não há variação da energia interna, portanto, todo o calor fornecido é usado na realização do trabalho na expansão do gás, então, podemos escrever a primeira lei da termodinâmica para a expansão isotérmica de um gás ideal da seguinte forma:

$$\Delta U = W - Q \Rightarrow \Delta U = 0 \Rightarrow Q = W \quad \text{Eq. 50}$$

O trabalho realizado sobre o gás, durante sua expansão, é dado pela área (A) sobre o gráfico  $p \times V$  de uma expansão isotérmica. A partir da equação de Clapeyron, a variação da pressão em função do volume numa transformação isotérmica pode ser escrita como:

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \Rightarrow p = n \cdot R \cdot T \cdot \frac{1}{V} \quad \text{Eq. 51}$$

Podemos calcular a área (A) sobre o gráfico integrando a equação acima, o que nos dá o trabalho realizado sobre o gás durante sua expansão isotérmica do estado inicial  $i$  ao estado final  $f$ , assim:

$$A \stackrel{N}{=} W = \int_i^f \frac{n \cdot R \cdot T}{V} dV \Rightarrow W = n \cdot R \cdot T \int_i^f \frac{dV}{V}$$

Integrando:

$$W = n \cdot R \cdot T \cdot \ln \left[ \frac{V_f}{V_i} \right] \quad \text{Eq. 52}$$

Então, na transformação isotérmica reversível podemos escrever:

$$Q = W = n \cdot R \cdot T \cdot \ln \left[ \frac{V_f}{V_i} \right] \quad \text{Eq. 53}$$

A variação de entropia é dada por:

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T} \quad \text{Eq. 54}$$

Numa transformação isotérmica, temos:

$$\Delta S = S_f - S_i = \frac{1}{T} \int_i^f dQ \Rightarrow \Delta S = S_f - S_i = \frac{Q}{T} \quad \text{Eq. 55}$$

Substituindo a eq. 53 na equação 55 temos:

$$\Delta S = S_f - S_i = \frac{nRT \ln \frac{V_f}{V_i}}{T}$$

Simplificando:

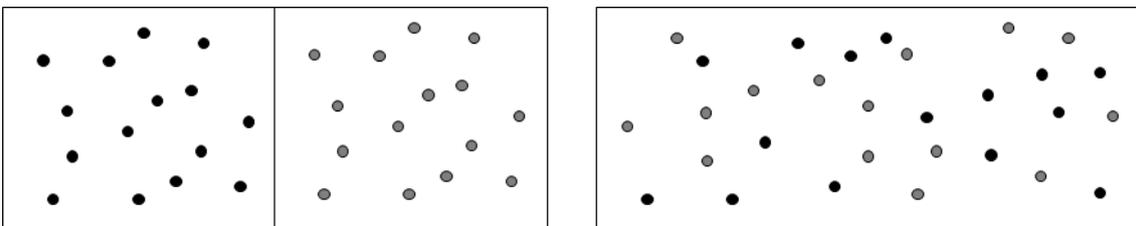
$$\Delta S = S_f - S_i = nR \ln \frac{V_f}{V_i} \quad \text{Eq. 56}$$

Considerando  $n = 1$  mol, podemos montar uma tabela onde, calculamos a variação da entropia a partir da relação entre  $V_f$  e  $V_i$ : Considerando  $V_f = x \cdot V_i$ , para  $x$  inteiro e maior que 1, temos:

x	$\Delta\Sigma$
2	5,8
3	9,1
4	11,5
5	13,4
6	14,9
7	16,2
8	17,3
9	18,3
10	19,1

Como a variação da entropia é positiva, a expansão livre de um gás ideal é irreversível. Como interpretar este resultado considerando os microestados disponíveis? Note que na expansão o gás passa a dispor de mais configurações possíveis espacialmente, ou seja, novos microestados.

Se ao invés de uma expansão livre tivéssemos o gás A em uma das metades e gás B na mesma quantidade na outra metade, quando a separação fosse removida teríamos aumento de Entropia pela simples razão que aumenta as configurações possíveis para cada um dos gases. É interessante notar que se após a mistura ocupar o volume final esta for comprimida isotermicamente até o volume inicial a variação de Entropia será nula.



**Figura 26:** dois gases A e B, inicialmente separados e depois misturados.

O aumento de temperatura normalmente está associado com o aumento da Entropia e esta associação precisa levar em conta que um aumento de configurações possíveis consequente aumento do número de microestados deve levar em conta diversos aspectos como: estados da energia cinética de translação, de rotação de vibração e toda a diversidade de variáveis que caracterizam os estados possíveis de um sistema.

## CAPITULO 07 – MÁQUINA DE CARNOT

É um tipo de máquina térmica ideal que foi idealizada pelo cientista e engenheiro francês N. L. Sadi Carnot em 1824, antes que primeira lei da termodinâmica e a própria entropia fossem descobertos.

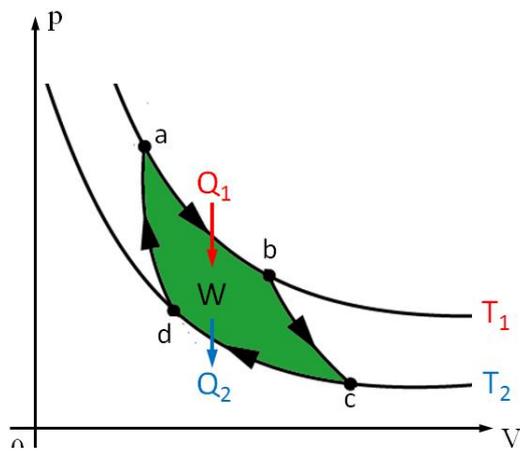
Como toda máquina térmica, a de Carnot recebe a cada ciclo uma quantidade de calor  $Q_1$  de uma fonte quente que está a uma temperatura  $T_1$  e rejeita uma quantidade de calor  $Q_2$  para uma fonte fria que está a uma temperatura  $T_2 < T_1$  e realiza um trabalho útil  $W$ . O rendimento de uma máquina de Carnot é menor que 100%, mas qualquer máquina térmica real terá um rendimento menor que a de Carnot, operando entre as mesmas temperaturas  $T_1$  e  $T_2$ , ou seja, a máquina de Carnot possui o máximo rendimento possível e para que isso ocorra ele tem que ser um processo reversível, onde não há perda de calor por atrito, nem troca de calor por condução.

*“O fluxo de calor através de uma diferença de temperatura finita é um processo irreversível. Portanto, durante a transferência de calor no ciclo de Carnot não deve existir nenhuma diferença de temperatura finita.” (YOUNG, 204, p. 212)*

Devido a isso, quando a máquina de Carnot receber calor da fonte quente a substância de trabalho tem que estar na mesma temperatura  $T_1$  dessa fonte. Analogamente, quando ceder calor para a fonte fria, a substância de trabalho tem que estar na mesma temperatura que essa, ou seja, na temperatura  $T_2$ . Essas trocas de calor devem, então, serem feitas de forma isotérmica, ficando a pergunta como trocar calor se não há diferença de temperatura?

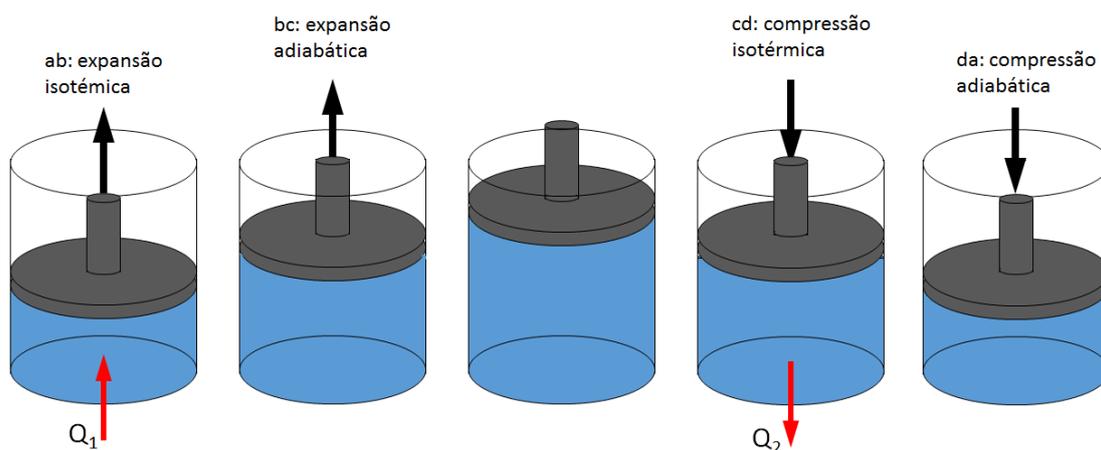
A resposta é: podemos imaginar um processo de quase equilíbrio, onde diferenças infinitesimais  $\Delta T_i$  de temperatura são permitidas. Na expansão o gás esfria para uma temperatura  $T_1 - \Delta T_i$ , a seguir ganha calor  $\Delta Q_i$  voltando à temperatura  $T_1$ . Este procedimento é repetido, de forma que a temperatura  $T$  esteja sempre tão perto de  $T_1$  quanto desejarmos, até que a soma de todos os  $\Delta Q_i$  alcance o valor desejado  $Q_1$ . O mesmo procedimento é imaginado da troca térmica com a fonte fria, onde  $Q_2$  é atingido pela soma de  $\Delta Q_i$  infinitesimais até atingir o valor  $Q_2$ . Então, a substância de trabalho se aquece até a temperatura  $T_1$  e depois se esfria até a temperatura  $T_2$  e para completar o ciclo, novamente é aquecida até a temperatura  $T_1$  e essas variações de temperatura devem

ocorrer sem que haja troca de calor, novamente para garantir que o ciclo seja reversível e por isso o aquecimento e o resfriamento devem ocorrer através de transformações adiabáticas, cuja variação de entropia é nula.



**Figura 27:** gráfico  $p \times \hat{V}$ , representado o reversível ciclo de Carnot, formado por duas transformações isotérmicas e duas adiabáticas.

Na transformação isotérmica  $ab$  o gás recebe uma quantidade de calor  $Q_1$  da fonte quente e se expande; a seguir, na transformação adiabática  $bc$  o gás se expande e resfria da temperatura  $T_1$  (fonte quente) para a temperatura  $T_2$  (fonte fria); na transformação isotérmica  $cd$  o gás cede uma quantidade de calor  $Q_2$  para a fonte fria e sofre uma compressão; finalmente, na transformação adiabática  $dc$  o gás sofre uma compressão e esquenta até a temperatura  $T_1$  e o ciclo recomeça.



**Figura 28:** representação das transformações durante o ciclo de Carnot.

O trabalho  $W$  executado em cada ciclo é dado pela área interna ao ciclo. Como em toda transformação cíclica a variação de energia interna  $\Delta U$  é nula, podemos, a partir da primeira lei da termodinâmica, escrever que:

$$W = |Q_1| - |Q_2| \quad \text{Eq. 57}$$

A variação da entropia de um ciclo de Carnot é dada por:

$$\Delta S_{Carnot} = \Delta S_{ab} + \Delta S_{bc} + \Delta S_{cd} + \Delta S_{da} = \frac{|Q_1|}{T_1} + 0 + \frac{|Q_2|}{T_2} + 0 \quad \text{Eq. 58}$$

Observe que a variação da entropia nas transformações adiabáticas,  $bc$  e  $da$ , é nula, pois durante essas transformações o sistema não troca calor com o ambiente. Então, a variação da entropia total num ciclo de Carnot completo fica:

$$\Delta S_{Carnot} = \frac{|Q_1|}{T_1} + \frac{|Q_2|}{T_2} \quad \text{Eq. 59}$$

A entropia é uma função de estado, então, a variação de entropia num ciclo completo é nula, ou seja:

$$\Delta S_{Carnot} = \frac{|Q_1|}{T_1} + \frac{|Q_2|}{T_2} = 0 \Rightarrow \frac{|Q_1|}{T_1} = -\frac{|Q_2|}{T_2} \quad \text{Eq. 60}$$

Como  $Q_2$  é uma quantidade de calor cedida ela será um valor negativo, então, podemos escrever a equação acima como:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2}{Q_1} \quad \text{Eq. 61}$$

O rendimento  $\eta$  de uma máquina térmica qualquer, já definido anteriormente, equação 09, é:

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad \text{Eq. 62}$$

Para uma máquina de Carnot o rendimento se torna:

$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad \text{Eq. 63}$$

Qualquer máquina térmica real operando entre as temperaturas  $T_1$  e  $T_2$  terá, obrigatoriamente, um rendimento menor que a da máquina de Carnot:

$$\eta_{real} < \eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad \text{Eq. 64}$$

Para finalizarmos esta seção, é importante considerarmos exemplos fáceis de se imaginar em transformações de energia mecânica em calor e vice-versa. Considere que para aquecer de 1 litro de água até a ebulição, por exemplo, para preparar seu café da manhã, foi necessário aquecer a água de 80 °C. Qual foi a energia gasta levando em conta que o calor específico da água é de 1 cal/(g °C) ou de 4180 J/(kg °C) e sua densidade 1 kg/litro?

$$\text{Energia gasta } Q = m \cdot c \cdot \Delta T = 334400J.$$

Qual o valor do trabalho mecânico que poderíamos realizar elevando este mesmo 1 litro de água?

Lembrando que a energia mecânica potencial é dada por  $\Delta U = m \cdot g \cdot \Delta h$ , teremos  $\Delta h = 33,40 \text{ km}$  considerando  $g = 10\text{m/s}^2$ .

Fica aqui a reflexão: as maneiras como a água pode absorver energia dependerá dos graus de liberdade das moléculas que a constituem. Energia térmica é introduzida em cada molécula de água, ao passo que a energia potencial é transferida com somente um grau de liberdade, que é a altura ( $\Delta h$ ).

A expansão e a compressão de um gás como na figura 28, que pode ser associada com o trabalho mecânico produzido, ocorre pelo movimento mecânico do pistão com um único grau de liberdade. Fica assim evidente que expansão e compressão são transformações que podem ocorrer com variações de entropia desprezíveis (nulas em

ciclos perfeitamente reversíveis). Podemos imaginar então que o ciclo com a mais alta eficiência possível (ciclo de Carnot), seria formado por isotermas onde realiza-se trabalho sem troca térmica e por adiabáticas onde a entropia não varia.

## CAPITULO 08. DEGRADAÇÃO DA ENERGIA

Se para calcularmos a variação de entropia de um sistema que passa de um estado de equilíbrio inicial  $i$  para um estado final de equilíbrio  $f$  de forma irreversível podemos usar uma transformação reversível que comece e acabe nestes estados fazendo o cálculo de  $\int dQ/T$ , cabe a seguinte pergunta:

*“se a variação de entropia de um sistema ao passar de um estado de equilíbrio  $i$  para outro estado de equilíbrio  $f$  é a mesma quer isso ocorra por um processo reversível ou irreversível, que diferença isso faz?” (NUSSENZVEIG, 1981, p. 230)*

A resposta a essa pergunta ganha uma importância maior ainda nos dias atuais, pois muito se fala atual da crise energética e suas consequências, assim como dos problemas ambientais decorrentes da exploração dos recursos naturais.

*“O princípio do aumento da entropia mostra que a diferença está no aumento da entropia do universo no caso irreversível. Do ponto de vista prático, conforme vamos ver, isto corresponde em geral a um desperdício de energia que, em princípio, poderia ter sido utilizada. ” (NUSSENZVEIG, 1981, p. 230)*

Sabemos e facilmente aceitamos o princípio da conservação da energia, ou seja, facilmente aceitamos que a energia do universo é constante, e que ela pode ser transformada de uma forma para outra indefinidamente. Por outro lado, praticamente desconhecemos totalmente as consequências do princípio do aumento da entropia do universo. Segundo o Dr. Mario Bruno Sproviero, Professor titular DLO-FFLCHUSP:

*“Com o problema da entropia ocorre um fenômeno curioso: apesar de ter a máxima importância, afetando diretamente - a curto, médio e longo prazo - a própria sobrevivência humana no planeta, tem sido bem pouco divulgado e assim praticamente ignorado pela opinião pública.*

*Recentemente, foi publicado na Europa a tradução atualizada do clássico *Entropy* de Jeremy Rifkin, que apresenta a tendência universal de todos os sistemas - incluídos os econômicos, sociais e ambientais - a passar de uma situação de ordem à crescente desordem. Portanto, deve ser discutido por toda*

*a sociedade, em todos os seus setores e não apenas em círculos especializados de cientistas. ” (SPROVIERO, 2001)*

O aumento de entropia, numa transformação irreversível, faz com que haja uma degradação de energia, ou seja, a energia disponível para realização de trabalho fica menor, e o sistema se torna mais desorganizado, mais caótico. Sobre essa óptica é que se deve ser analisada duas relações importantes para o nosso cotidiano: a relação entropia-vida e a relação entropia-exploração dos recursos naturais.

### **8.1. A Entropia e a Vida**

O físico e divulgador das ciências Marcelo Gleiser escreveu, em 19/04/2002, um excelente artigo para o jornal Folha de São Paulo, cujo título era “Tempo, vida e entropia”. Numa parte do texto ele escreve:

*“Sempre que discuto a segunda lei, as pessoas me perguntam se ela não contradiz a teoria da evolução. Afinal, segundo essa teoria, a vida na Terra começou com seres unicelulares bastante simples e, com o passar do tempo, foi ficando cada vez mais complexa, cada vez mais organizada. Nós somos seres complicados, com um grau de organização celular muito maior do que aquele de uma ameba ou de um simples vírus. Como foi possível que formas altamente organizadas se desenvolvessem em meio a esse aumento de entropia?*

*A resposta se encontra na formulação da segunda lei. Conforme expliquei acima, ela diz respeito a sistemas isolados, que não trocam energia e informação com o exterior. E esse não é, certamente, o caso dos seres vivos. Qualquer animal depende de um influxo constante de energia e de alimentação para viver. A vida não é possível para um ser que exista completamente isolado dos outros animais e do mundo. Ela só é possível quando existe um decréscimo local de entropia, um aumento local de ordem. ” (GLEISER, 2002)*

Segundo Gleiser, a vida se desenvolve de forma que localmente haja um decréscimo da entropia, ou seja, a vida resulta de um aumento local de ordem e não da desordem. Mas, como ele mesmo disse, um ser vivo não é um sistema isolado, ele é um sistema aberto que troca, constantemente, energia e matéria com o exterior, bebendo,

comendo e respirando e como ressalta o prof. Adilson de Oliveira, num texto publicado na revista Ciência Hoje em 15/03/2013:

*“A manutenção da vida é um embate constante contra a entropia. Desde a concepção, o nosso organismo se desenvolve e fica mais complexo. Partimos de uma única célula e chegamos à fase adulta com trilhões delas, especializadas para determinadas funções. Para alcançar esse estágio, temos que consumir muita energia, pois, quanto mais desordem há no processo, mais informação necessitamos para organizá-lo.” (ADILSON, 2013)*

Esse embate constante contra o aumento da entropia é impossível de ser vencido, o aumento da entropia e da desordem é inevitável. O envelhecimento é a maior prova dessa luta inglória contra o aumento da entropia.

*“Entretanto, com o passar do tempo, nosso organismo não consegue mais vencer essa batalha. Começamos a sentir os efeitos do tempo e envelhecer. Nosso corpo já não consegue manter a pele com a mesma elasticidade, os cabelos caem e nossos órgãos não funcionam mais adequadamente. Em um determinado momento, ocorre uma falha fatal e morremos.” (ADILSON, 2006)*

Nessa batalha contra a entropia, sendo um sistema aberto, consumimos muita energia para mantermos essa organização e pagamos um preço alto para isso, o preço de aumentarmos a desorganização do nosso planeta.

*“Dessa forma, para que existamos, pagamos o preço de aumentar a desorganização do nosso planeta.” (ADILSON, 2006)*

E essa desorganização causada pelo ser humano não é de hoje, não começou no séc. XXI nem no séc. XX, como ressalta o prof. Josualdo Menezes da Silva, no texto “O homem, Meio Ambiente, Antropia e Entropia”, na Revista Diálogos, em 2015:

*“A terra como sistema, o homem e suas ações aceleram essa “desordem”, a entropia. A vida social de toda história humana se revela nervosa, tensionada. Todos os registros e memórias de que dispõe as ciências humanas e sociais sustentada pela investigação histórico-arqueológica e antropológica dão conta de que o existir humano é um tecido confeccionado a base de ranhuras profundas. São frutos de conflitos sociopolíticos, ideológicos e cultural de*

*curta, média e longa duração. Seus efeitos nos ecossistemas são mais visíveis hoje que no passado. (SILVA, 2015)*

## **8.2. A Entropia e o Meio Ambiente**

Sabemos, pelo princípio da entropia, que a entropia do universo aumenta com o passar do tempo, portanto, naturalmente a entropia do planeta Terra também aumenta, o problema é que o ser humano, ao manter sua entropia baixa, acelera o aumento da entropia da vizinhança.

*“o homem ao utilizar energia para produzir trabalho e melhorar sua qualidade média de vida, produz também energia residual de baixa qualidade a qual, irreversivelmente, reduz a qualidade do meio ambiente com a produção de lixo, poluição do ar, poluição de recursos hídricos, e de forma geral, com a redução das fontes de sustentabilidade da vida. (BRANDI, p. 165, 2001)*

Vamos imaginar, por exemplo, a extração do minério de ferro. O minério de ferro é extraído da natureza a partir de grandes jazidas e transformado em lingotes de ferro. Esses lingotes de ferro possuem uma entropia menor, está mais organizado que o próprio minério ao ser retirado da natureza e ele vai ser transformado em objetos, máquinas e construções ainda mais organizadas, com entropia menor ainda. Então nessa ordem, minério, lingotes e produtos derivados do minério de ferro, a entropia diminui.

Por outro lado, a região de onde se extraiu a o minério será muito alterada, se deteriora, e sua entropia aumenta. Durante cada fase desse processo há consumo de energia, que gera calor, por exemplo, para fundir o minério de ferro e sabemos, pelo princípio da entropia, que uma parte dessa energia será degenerada e nunca mais poderá ser usada de forma útil. No fim desse processo, após a produção e uso de algum objeto, quando ele não for mais utilizado, ele poderá ser descartado, voltando à terra em forma de sucata, se não for reutilizado, com uma entropia maior que a presente no produto sucateado.

Portanto, um dos grandes desafios atuais da humanidade é o de fazer uma transição para um futuro energético sustentável, e conforme afirma CHECIN (2008) tem que se levar em conta a mudança na base energética na qual se baseou o desenvolvimento a partir da revolução industrial.

*“Muitos dos confortos valorizados pela civilização industrial e que são acessíveis a quase todas as pessoas dos países ricos, conferem uma qualidade de vida com a qual nenhuma geração prévia jamais sonhou. Por exemplo: muito tempo para o lazer, viagens de longa distância em curto intervalo de tempo, nutrição adequada, cuidados com a saúde, educação de todas as crianças, ambientes quentes e seguros, etc. Tais possibilidades foram viabilizadas pelos combustíveis fósseis, uma vez que a restrição de se viver com energia ambiente foi substituída pelo uso da energia solar estocada na forma de carbono pelos 350 milhões de anos precedentes.” (CHECIN, 2008, p. 154)*

Nesse desafio, da busca de uma sociedade energeticamente sustentável, está presente o princípio da entropia, pois a economia não é um sistema isolado, do qual nada entra ou sai, sem produzir resíduos:

*“Se a economia não gera resíduos e não requer novas entradas de matéria e energia, então se trata de uma máquina de moto-perpétuo, ou seja, uma máquina capaz de produzir trabalho ininterruptamente, consumindo a mesma energia e valendo-se dos mesmos materiais. Tal máquina seria um reciclador perfeito. Todavia, isso contradiz umas das principais leis da Física: a segunda lei da termodinâmica, a lei da entropia.” (CHECIN, 2010, p. 41)*

Vivemos uma época de desafios e um dos maiores é a forma com que vamos enfrentar os problemas ambientais causados pelo homem, devido a seu modelo de sociedade, que hoje está fortemente ligado ao consumismo. E na busca dessa solução, devemos levar em conta, entre outras coisas, o princípio da entropia, que nos diz que com o tempo a energia disponível para ser utilizada de forma útil se torna sempre menor. O prof. Mário Bruno Sproviero, em relação a esse desafio nos diz que:

*“Estamos, então, num universo que se degrada energeticamente, e esta realidade deveria levar a um dispêndio minimal das energias disponíveis, ainda mais no sistema de nossa pobre Terra, cujos materiais utilizáveis são muito limitados. Portanto, a produtividade não deveria ser medida pela maior quantidade de bens econômicos produzida num determinado período de tempo, mas sim pela maior quantidade produzida com o menor dispêndio energético possível. E, do mesmo modo, criar a ordem que deixe menos desordem (em outros âmbitos).” (SPROVIERO, 2001)*

## CAPÍTULO 9 – CONCLUSÃO

O estudo de entropia se mostrou ser de extrema valia para o desenvolvimento de um curso de termodinâmica. Desde a definição de termodinâmica até o ciclo de Carnot há elementos de sobra para uma posterior elaboração de aulas que sejam mais significativas para a aprendizagem dos alunos.

Essa dissertação surgiu da vontade em terminar um curso de termodinâmica de uma forma mais interessante para os alunos. Essa dificuldade foi completamente superada ao se introduzir o estudo da entropia com métodos de quantificar o que chamamos de desordem.

O conceito de entropia foi sendo elaborado desde o estudo das máquinas térmicas, abrindo uma perspectiva para a discussão dos problemas ambientais tão importantes atualmente, assim como a maneira como a vida se desenvolve até o envelhecimento, com os alunos, pelo menos uma parte deles, mostrando um grande interesse pelo assunto e seus desdobramentos, o que não ocorria antes. O ciclo de Carnot, devido a sua idealização parecia ser algo tirado do nada, com a entropia, tudo passou a ter uma lógica maior.

As associações do inevitável aumento da entropia do universo, com ênfase nos processos da vida e dos impactos no meio ambiente pretende estimular o estudante para atitudes de quantificar e avaliar os processos que ocorrem a sua volta.

O próximo passo seria a elaboração de uma dissertação ou tese, que usando os materiais disponíveis na internet, com as ideias aqui expostas, propusessem uma sequência mais significativa, do tipo TLS ou UEPS.

Minhas aulas de termodinâmica nunca mais serão as mesmas e terão, cada vez, um caráter muito menos tradicional, se aproximando cada vez mais de aulas mais participativas, mais significativas para os alunos.

## REFERÊNCIAS

HALLIDAY, DAVID. Fundamentos de física, volume 2: gravitação, ondas e termodinâmica/ David Halliday, Robert Resnick, Jean Walker. Rio de Janeiro. LTC. 2013.

YOUNG, HUGH D. Física II: Termodinâmica e ondas/ Hugh D. Young, Roger A. Freedman. São Paulo. Addison Wesley. 2004.

NUSSENZVEIG, HERSH MOYSÉS. Curso de física básica, volume 2: Fluidos; Oscilações e ondas; Calor. São Paulo. Edgard Blücher. 1996.

TIPLER, PAUL A. Física 1. Rio de Janeiro. LTC. 1976.

MAHAN, BRUCE H. Química, um curso universitário. São Paulo. Edgar Blücher. 1978.

GASPAR, ALBERTO. Física 2: Ondas, óptica e termodinâmica. São Paulo. Editora Ática. 2000

DICIONÁRIO DAS CIÊNCIAS. Direção de Lionel Salem. Editora Unicamp e Vozes. São Paulo. 1995.

CECHIN, ANDREI. Georgescu-Roegen e o desenvolvimento sustentável: diálogo ou anátema? Dissertação. USP. 2008.

CECHIN, ANDREI. A Natureza como Limite da Economia – A Contribuição de Nicholas Georgescu-Roegen. Editora SENAC/EDUSP, S. Paulo, 2010.

SILVA, JOSUALDO M. O Homem, Meio Ambiente, Antropia e Entropia: Passado e Presente de uma relação tensa. Revista Diálogos, número 14. 2015.  
[http://www.revistadiálogos.com.br/Dialogos\\_14/dial\\_14\\_josualdo.pdf](http://www.revistadiálogos.com.br/Dialogos_14/dial_14_josualdo.pdf)

BRANDI, ANDRÉ P./ BARLETTE, VANIA E. Degradação Ambiental: uma Abordagem por Entropia. *Disciplinarum Scientia*. Série: Ciências Exatas, S. Maria, v.2. 2002.

OLIVEIRA, ADILSON. O Caos e a ordem. *Ciência Hoje on line*. 2006  
[http://www.cienciahoje.org.br/noticia/v/ler/id/2832/n/o\\_caos\\_e\\_a\\_ordem](http://www.cienciahoje.org.br/noticia/v/ler/id/2832/n/o_caos_e_a_ordem)

OLIVEIRA, ADILSON. O Caos e a ordem. *Ciência Hoje on line*. 2013  
[http://www.cienciahoje.org.br/noticia/v/ler/id/2753/n/o\\_maravilhoso\\_fenomeno\\_da\\_vida](http://www.cienciahoje.org.br/noticia/v/ler/id/2753/n/o_maravilhoso_fenomeno_da_vida)

GLEISER, MARCELO. Tempo, vida e entropia. *Folha de São Paulo*. 2002  
<http://www1.folha.uol.com.br/fsp/ciencia/fe1905200202.htm>

BRAGA, KAKAO. Como o milho vira pipoca. *Revista Decifra-me*. 2009  
<https://revistadeciframe.com/2009/07/01/como-o-milho-vira-pipoca/>

PAVÃO, RODRIGO. Teoria da Informação. 2011  
[http://www.ib.usp.br/~rpavao/Teoria\\_da\\_Informacao.pdf](http://www.ib.usp.br/~rpavao/Teoria_da_Informacao.pdf)

WIKIPEDIA. Entropy.  
<https://en.wikipedia.org/wiki/Entropy>

WIKIPEDIA. Ludwig Boltzmann.  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Ludwig\\_Boltzmann](https://en.wikipedia.org/wiki/Ludwig_Boltzmann)

WIKIPEDIA. Gelo Derretendo.  
[https://pt.wikipedia.org/wiki/Entropia#/media/File:Melting\\_icecubes.gif](https://pt.wikipedia.org/wiki/Entropia#/media/File:Melting_icecubes.gif)

HYPER PHYSICS. Internal Energy  
<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html>

UFF. Termodinâmica. Vídeo Aulas. Prof. Jorge Sá Martins. You Tube.  
<https://www.youtube.com/channel/UCsTouk9yeAbJc2X27OnMb-A/playlists>

UFC. Seara da Ciência. Entropia.

<http://www.seara.ufc.br/donafifi/entropia/entropia1.htm>

CAOS E ENTROPIA: UM MUNDO DOIDO. Física Vivencial. Governo Federal.

<http://www.fisicavivencial.pro.br/sites/default/files/sf/638SF/index.htm>

SPROVIERO. Entropia: "Progresso" para a Destruição! Entrevista com o Dr. Mario

Bruno Sproviero. <http://hottopos.com/vdletras2/mario.htm>

FISICA INTERESSANTE. Termodinâmica. Renato P. Santos.

<http://www.fisica-interessante.com/fisica-termodinamica.html>

ESTOURANDO PIPOCA EM CAMARA LENTA. You tube.

<https://www.youtube.com/watch?v=fHpww1Jc2oA>

## Apêndice A: Entropia e os Materiais Didáticos do Ensino Médio

Não pretendemos aqui fazer um estudo profundo sobre como os livros didáticos tratam a entropia, se os conceitos tratados estão corretos ou não, por exemplo, mas como trabalhamos nessa área há mais de duas décadas, não podemos fugir desse estudo, mesmo que apenas informativo sobre se há ou não alguma informação sobre entropia.

O ensino médio brasileiro regular, não técnico, está dividido, entre aqueles que usam como material didático o livro e aqueles que usam as apostilas dos grandes sistemas de ensino.

Em relação aos sistemas de ensino, tivemos acesso ao de quatro: Objetivo, Anglo, Etapa e COC, que estão entre os maiores sistemas do estado de São Paulo, fornecendo materiais a um grande número de escolas particulares e conseqüentemente, responsáveis, por uma boa parcela dos ingressantes nas principais Universidades do estado de São Paulo. Geralmente, esses sistemas de ensino dividem o material do ensino médio em dois, um que será usado na primeira e na segunda série e um segundo que será usado na terceira série.

Alguns deles, como o do sistema Etapa, incluem todo o conteúdo do ensino médio nas duas primeiras séries, de forma que o material da terceira série revise todo o conteúdo dado anteriormente. Outros, como o do sistema Objetivo, deixa uma parte do conteúdo para ser trabalhado apenas na terceira série.

Dos materiais avaliados, pelo menos aos que tivemos acesso, apenas o do sistema COC trata de entropia e de forma bem superficial.

O material do sistema COC avaliado foi o da segunda série e ele trata entropia em algumas poucas linhas, citando que foi introduzida por Rudolf Julius Emanuel Clausius e relacionando entropia com “grau de desordem” da seguinte forma:

*“Um conceito interessante que surge com o segundo princípio é o conceito de entropia. Em termos simples, entropia significa “grau de desordem”. Nos processos físicos, a entropia dos sistemas isolados sempre aumenta.*

*Para ilustrar, imaginemos uma gota de tinta sendo colocada em um copo com água. À medida que o tempo passa, a tinta se dilui mais; logo, o grau de desorganização do sistema aumenta. Outro caso interessante é o do gelo derretendo em um copo com água. Mais um exemplo do aumento da entropia.*

*” (COC, 2016)*

Os livros didáticos que tivemos acessos foram alguns daqueles que fazem parte do Programa Nacional do Livro Didático de 2015 (PNLD-2015) do governo federal, que tem por objetivo prover as escolas públicas de ensino fundamental e médio com livros didáticos.



## **FÍSICA - CONCEITOS E CONTEXTOS: PESSOAL, SOCIAL, HISTÓRICO**

**Maurício Pietrocola  
Alexander Pogibin  
Renata de Andrade  
Talita Raquel Romero**

27532COL22  
Coleção Tipo 2

Editora FTD  
1ª edição 2013

[www.ftd.com.br/pnld2015/fisicaconceitosecontextos](http://www.ftd.com.br/pnld2015/fisicaconceitosecontextos)

O livro Física: conceitos e contextos, volume 2 (PIETROCOLA, 2013, p. 169 – 174) da FTD, possui um tópico inteiro dedicado ao estudo da entropia, depois do estudo do ciclo de Carnot, desde a sua definição macroscópica, passando pela interpretação estatística da matéria e finalizando de forma a quantificar a desordem, para um processo isotérmico reversível.



## **SER PROTAGONISTA FÍSICA**

**Angelo Stefanovits**

27630COL22  
Coleção Tipo 2

Edições SM  
2ª edição 2013

[www.edicoessm.com.br/pnld2015/serprotagonistafisica](http://www.edicoessm.com.br/pnld2015/serprotagonistafisica)

Ser protagonista: Física, volume 2 (STEFANOVITS, 2013, p. 114 – 115), Edições SM, também possui um tópico dedicado ao estudo da entropia, que vem depois do dedicado ao estudo do ciclo de Carnot. É um tópico curto, onde há uma explicação microscópica da entropia e sua relação com a desordem do sistema, assim como uma expressão matemática da variação da entropia.



## **FÍSICA**

**Alysson Ramos Artuso**  
**Marlon Wrublewski**

27530COL22  
Coleção Tipo 2

Editora Positivo  
1ª edição 2013

[www.editorapositivo.com.br/pnld2015/fisica](http://www.editorapositivo.com.br/pnld2015/fisica)

No PNLD-2015, a editora Positivo possui o livro Física e no volume 2 (ARTUSO, 2014, p. 136 – 146) começa analisando a letra de uma música do Legião Urbana, relacionando-a com o fato da passagem do tempo ser irreversível. Também fornece a definição matemática de entropia, salientando que no ensino médio não é possível apresentar uma equação geral para a entropia. Esse livro, em sua página 140, detalha o que significa explicar os fenômenos naturais por meio de probabilidades, sugerindo a realização de um experimento simples com caixas de fósforos e 10 feijões, introduzindo o conceito de microestados e interpretando a entropia em termos probabilísticos com a desordem do sistema. O livro ainda relaciona a entropia com a degeneração da energia, citando a morte térmica do universo.



## **FÍSICA PARA O ENSINO MÉDIO**

**Luiz Felipe Fuke**  
**Kazuhito Yamamoto**

27539COL22  
Coleção Tipo 2

Editora Saraiva  
3ª edição 2013

[http://www.editorasaraiva.com.br/pnld2015/fisica\\_para\\_o\\_ensino\\_medio](http://www.editorasaraiva.com.br/pnld2015/fisica_para_o_ensino_medio)

Física para o Ensino Médio, da editora Saraiva, no volume 2 (FUKE, 2010, p. 119 – 122) analisa rapidamente a entropia citando a degradação de energia em uma forma de energia desorganizada, o calor. Também fornece uma equação para a variação da entropia e analisa o caráter probabilístico da entropia. Na seção “Outras Palavras”, para analisar a relação entropia-vida o livro publica o texto “O caos e a ordem”, publicado originalmente na revista Ciência Hoje On Line em 2006, de autoria do prof. Adilson de Oliveira.



## CONEXÕES COM A FÍSICA

**Gloria Martini**  
**Walter Spinelli**  
**Hugo Carneiro Reis**  
**Blaidi Sant'Anna**

27646COL22  
 Coleção Tipo 2

Editora Moderna  
 2ª edição 2013

<http://www.moderna.com.br/pnld2015/conexoescomafisica/>

Conexões com a Física, da editora Moderna, volume 2 (MARTINI, 2014, p. 140 – 142), relaciona a variação de entropia com a degradação da energia e com a variação do grau de ordenação do sistema, sem propor nenhuma equação para o cálculo da entropia. Na seção “Investigar é Preciso” propõe, como atividade experimental, estudar a desordem dos feijões, com caixas de fósforos formando dois compartimentos separados por uma abertura.



## FÍSICA

**José Roberto Castilho**  
**Piqueira**  
**Wilson Carron**  
**José Osvaldo de Souza**  
**Guimarães**

27533COL22  
 Coleção Tipo 1

Editora Ática  
 1ª edição 2013

[www.atica.com.br/pnld2015/fisica](http://www.atica.com.br/pnld2015/fisica)

O livro Física, da editora Ática, em seu volume 2 (PIQUEIRA, 2014, p. 98), numa seção batizada de “Física explica” há um texto cujo título é “O irreversível e o irremediável” que trabalha as transformações irreversíveis sem citar o aumento de entropia.

Percebe-se, por essa simples análise, que a maioria dos materiais didáticos não tocam, a não ser um, e num texto adicional, a relação entropia-vida e a relação entropia-planeta, tão importante atualmente, devido aos vários problemas ambientais que temos hoje.

## Apêndice B: Entropia na Sala de Aula

Nossa dissertação veio de uma constatação, as nossas aulas sobre do ciclo de Carnot eram pouco motivadoras para os alunos, pois a relação que define que a razão entre o calor recebido da fonte quente e o calor cedido para a fonte fria é igual a razão entre as respectivas temperaturas absolutas dessas fontes era algo muito pouco discutido. Percebemos, ao estudar entropia, que o caminho poderia ser esse.

Essa dissertação nunca se propôs a produzir um esquema de aula a ser seguida por professores. Também não é uma análise de como os alunos reagem ao estudo da entropia. Ela é resultado de um estudo sobre entropia, onde estão, juntas, várias ideias sobre entropia, que se encontravam dispersas, presentes em fontes diferentes, mas ela influenciou e mudou a maneira com que trato a termodinâmica em sala de aula.

No primeiro semestre de 2016 experimentei essa ideia em três salas da segunda série do ensino médio, em duas escolas particulares, onde leciono na cidade de Mococa-SP. Ambas as escolas utilizam materiais de sistemas de ensino. A escola A é mantida pela fundação Funvic e utiliza material do sistema Etapa, possuindo duas salas de segunda série do ensino médio. A escola B integra a Rede Conceptionista de Ensino, utiliza material do sistema Anglo e possui apenas uma sala de segunda série do ensino médio. Portanto, devido as características dessas duas escolas, são escolas preparatórias para ingresso no ensino superior, com um método bem tradicional de ensino.

As três turmas possuem características diferentes, portanto as aulas correram de forma diferenciada. Uma das turmas da escola A é extremamente participativa, questionadora, que se encanta com as explicações teóricas e as aplicações dessas teorias no nosso cotidiano ou então na natureza em geral. Foi a aula onde foi possível desenvolver melhor todo o conteúdo da termodinâmica, desde o que é termodinâmica até o ciclo de Carnot.

A outra turma da escola A é bem diferente da primeira. Ela é menos participativa e, portanto, a aula flui mais regularmente, sem interrupções para questionamentos e são poucos alunos que se admiram de verdade com a física e sua relação com as coisas que nos cercam.

Na outra escola B, quando comecei a termodinâmica, lecionava a menos de dois meses na escola e a aula sobre termodinâmica foi dada aproveitando o fato de que as aulas programadas pelo material para o primeiro semestre tinham sido dadas e uma

nova apostila só chegaria depois das férias de julho, isso restando duas semanas para o fim do primeiro semestre. Portanto, as aulas sobre termodinâmica foram dadas de forma mais solta, sem grande preocupação com o conteúdo a ser seguido, sendo dadas mais como uma palestra. O que diferenciou essas aulas das anteriores foi o interesse dos alunos na relação variação de entropia desenvolvimento da vida e também com os impactos ecológicos da variação de entropia devido a exploração dos recursos naturais do planeta.

**Aula 01:** essas aulas começaram pela definição de termodinâmica. Usamos a definição de que termodinâmica estuda como que um sistema transforma calor em trabalho mecânico e vice-versa, exemplificando várias situações onde ocorrem essas transformações.

A seguir, para melhor entender essas transformações em termos energéticos, introduzimos a primeira lei da termodinâmica a partir de uma transformação gasosa isobárica, relacionando a variação de volume ocorrida com trabalho mecânico e a variação da temperatura com a variação de energia interna do gás. Concluindo a primeira lei da termodinâmica com a aplicação do princípio da conservação de energia. A aula termina com a realização de alguns exercícios de aplicação da primeira lei.

**Aula 02:** normalmente seria uma aula sobre máquinas térmicas, mas para introduzir entropia, que não faz parte da programação normal desses dois materiais didáticos, começamos a partir da definição de calor, enquanto energia transferida de uma região mais quente para uma região mais fria. Uma máquina térmica aproveita esse fluxo espontâneo de energia para produzir algum trabalho útil.

Após o estudo das máquinas térmicas a sala é questionada sobre se é possível ocorrer esse fluxo de energia, espontaneamente, no sentido contrário, da região mais fria para a mais quente. Essa impossibilidade é um dos enunciados da segunda lei termodinâmica.

A seguir, citamos, também, alguns exemplos onde isso ocorre, mas não de maneira espontânea, como a geladeira e o ar condicionado, para concluir que para que isso ocorra, algum trabalho externo deve ser realizado.

Usando a internet mostramos dois vídeos de transformações irreversíveis, um do gelo derretendo e se transformando em água líquida e um outro que mostra o milho de pipoca estourando. Por fim, para demonstrar de vez as transformações irreversíveis, pegamos um baralho novo, dentro de uma caixa ainda lacrada, e com calma, com todos

olhando, pois, ao abrir o baralho, com o barulho do plástico sendo rasgado, mostro as cartas todas ordenadas. E começo a embaralhar as cartas, perguntado o que está acontecendo com as cartas. Dessa forma e com todos os exemplos anteriores os alunos percebem o caráter irreversível das transformações.

**Aula 03:** sabemos que a relação, entropia-desordem, é diferente da noção de desordem que usamos no cotidiano. Para entender de maneira correta essa relação começando usando o painel de macro e microestados já descrita anteriormente, para demonstrar o caráter probabilístico da entropia. A partir dessa constatação introduz-se o conceito de entropia, como uma medida dessa desordem, e que o estado de maior entropia é aquele macroestado que possui o maior número de microestados.

O problema a ser resolvido é como quantificar entropia para o ensino médio? A maioria dos livros de ensino médio, como os vistos anteriormente, fornecem a variação de entropia para uma transformação isotérmica reversível:

$$\Delta S = \frac{Q}{T}$$

O que é conveniente, pois é essa a transformação que ocorre no ciclo de Carnot, que por ser ideal tem que ter variação nula de entropia. Assim para completar o ciclo, as transformações isotérmicas devem ser intercaladas com as adiabáticas, que por não trocarem calor possuem variação de entropia nula. Com isso, podemos definir o ciclo de Carnot, de uma forma muito mais interessante do que a proposta em qualquer livro.

Outro ponto importante é que nesse aumento da desordem a energia se degrada, ou seja, uma parte da energia nunca mais poderá ser utilizada de forma útil e isso fica claro no rendimento de uma máquina térmica, que nunca será de 100%, uma parte sempre será perdida de forma irremediável para a fonte fria. A relação entropia-desordem, agora pode ser estendida para a vida e para o que ocorre na natureza, devido a intervenção humana.

## Apêndice C: produto educacional.

### Kit Entropia e Desordem.

#### I. Introdução

A variação da entropia ( $\Delta S$ ) em uma transformação reversível, de um dado sistema, é dada pela quantidade de calor trocada ( $\Delta Q$ ) dividida pela temperatura absoluta (T):

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}$$

A unidade de entropia e de sua variação, no sistema internacional (SI), é joule por kelvin (J/K).

A variação da entropia do universo (sistema + vizinhança) define se um processo é reversível ou irreversível. Em todos os processos irreversíveis a entropia aumenta.

Sendo a entropia uma função de estado, sua variação de entropia ( $\Delta S$ ) depende somente dos estados inicial e final. Pode-se assim fazer o cálculo de  $\Delta S$ , mesmo para processos irreversíveis, escolhendo um processo reversível e a transformação mais fácil para se resolver a integral abaixo:

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T}$$

*“Para determinar a variação de entropia em um processo irreversível que ocorre em um sistema fechado, substituímos esse processo por qualquer outro processo reversível que ligue os mesmos estados inicial e final e calculamos a variação de entropia para esse processo reversível” (HALLIDAY, 2012, p. 250)*

Entropia pode ser entendida como uma medida quantitativa da **desordem** de um sistema, mas muitas vezes essa relação causa certa confusão, pois estamos

acostumados a relacionar desordem com bagunça, sem nenhum parâmetro quantificável. Segundo Gaspar (2001):

*“O sentido termodinâmico da palavra desordem não é moral nem disciplinar. Significa apenas desorganização ou falta de ordem, qualquer que seja. Assim, se todos os alunos de uma sala ficarem em pé no fundo da classe de costas para o professor, essa será certamente uma condenável atitude rebelde e indisciplinada. Os alunos podem ser classificados como desordeiros, mas em termodinâmica, não houve desordem, muito pelo contrário; houve ordem, ou organização, e certamente um grande consumo de energia, necessária à redução da entropia na sala de aula”* (GASPAR, 2000, p.378).

Afirmar simplesmente que a Entropia está relacionada ao aumento da desordem é insuficiente porque não permite comparações quantitativas. Para melhor esclarecer a relação entropia desordem pensamos numa maneira prática e rápida de demonstrar o caráter probabilístico da entropia para ser usada em sala de aula.

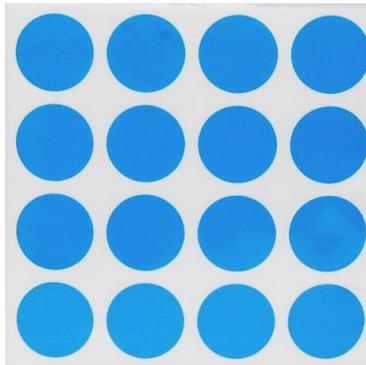
Como todos os modelos simples, a abordagem descrita abaixo tem suas limitações, não representando rigorosamente conceitos associados a átomos e moléculas, cujo caráter quântico é essencial. Algumas dessas limitações estão descritas no apêndice D dessa dissertação.

Nesta montagem optamos por enfatizar os conceitos de macroestados, microestados e multiplicidade. Para isto utilizaremos um quadro branco magnético e imãs com cores diferentes, um painel, onde para cada macroestado são representados os respectivos microestados, de forma que os alunos percebam o caráter probabilístico de cada estado possível de energia do sistema.

## **II. Micro e Macroestado**

Para esclarecer a relação entropia-desordem vamos usar a distribuição de quatro partículas que podem ocupar com igual probabilidade dois níveis de energia  $E_1$  e  $E_2$ . As partículas serão representadas por pequenos discos imantados. Esses discos foram construídos com etiquetas circulares de quatro cores diferentes, vermelho, rosa, azul e verde, coladas numa folha imantada com adesivo e recortadas no formato circular.

São necessários 16 discos de cada cor. A folha imantada é do tipo usado em imãs de geladeira e se encontra a venda nas papelarias.



**Figura 29:** etiquetas circulares usadas para representar as partículas.



**Figura 30:** folha imantada adesiva, usada para colar as etiquetas.

Para distribuir essas partículas foi usado um quadro branco magnético a venda nas livrarias. No quadro branco foi desenhada uma tabela com um pincel de tinta permanente. Também poderíamos preparar esse quadriculado numa folha de papel, prendendo-a no painel metálico por meio de ímãs.

Nesse modelo os macroestados são caracterizados pela energia total das partículas. Por exemplo, as 4 partículas colocadas no nível  $E_1$  geram a energia  $4E_1$ , uma partícula colocada no nível  $E_1$  e 3 no nível  $E_2$  resultará na energia  $1E_1 + 3E_2$ . Prosseguindo-se com as diferentes opções de distribuição das 4 partículas, nos dois níveis de energia, teremos os macroestados:  $4E_1$ ,  $3E_1 + E_2$ ,  $2E_1 + 2E_2$ ,  $E_1 + 3E_2$  e  $4E_2$ . Teremos, então, 5 macroestados no total.

Macroestado	Microestados				
$4E_1 + 0E_2$					$E_1$
					$E_2$
$3E_1 + 1E_2$					
$2E_1 + 2E_2$					

**Figura 31:** quadro branco magnético dividido em linhas e colunas, para distribuir as partículas. A primeira coluna representa os cinco macroestados possíveis e nas outras colunas representamos os dois níveis de energia,  $E_1$  e  $E_2$ , disponíveis em cada macroestado.

Os microestados correspondem as diferentes distribuições possíveis das partículas em cada macroestado. Nessa situação, de dois níveis de energia, ocupadas por quatro partículas, teremos 16 microestados. Sendo quatro partículas distribuídas em dois níveis de energia  $16 = 2^N$ , onde 2 corresponde ao número de níveis de energia e  $N$  é o número de partículas.

Macroestado	Microestados					
1. $4E_1$						
2. $3E_1 + E_2$						
3. $2E_1 + 2E_2$						
4. $E_1 + 3E_2$						
5. $4E_2$						

**Figura 32:** distribuição de todos os microestados possíveis.

Define-se multiplicidade ( $W$ ) de em macroestado como o número de microestados desse macroestado. É importante deixar claro que se mudarmos a ordem

das partículas, num mesmo nível de energia, não teremos um microestado diferente. Os microestados se diferem quando uma partícula que ocupa um nível puder ocupar o outro nível. As partículas são idênticas, mas são distintas uma das outras, por isso foram feitas de cores diferentes.

Temos cinco macroestados com energias diferentes e um total de 16 microestados. A probabilidade de ocorrência de um determinado macroestado é obtida dividindo-se o número de microestados do macroestado pelo número total de microestados. Em nosso exemplo, a probabilidade de ocorrência de cada macroestado é:

$$P_1 = \frac{1}{16} \quad P_2 = \frac{4}{16} \quad P_3 = \frac{6}{16} \quad P_4 = \frac{4}{16} \quad P_5 = \frac{1}{16}$$

### **III. Procedimento**

Antes de realizar essa atividade deve-se ser realizada uma aula sobre entropia. Essa aula deve relacionar o aumento de entropia com o aumento da desordem. Essa atividade visa relacionar melhor entropia e desordem, fugindo do uso cotidiano da palavra desordem, relacionando entropia com o número de microestados de cada macroestado, a sua multiplicidade. Portanto, a entropia maior, a maior desordem, se relaciona a uma multiplicidade maior.

#### **1ª etapa: trabalho em grupo**

Os alunos foram divididos em grupos de cinco alunos e, como forma de incentivo a participação, cada grupo recebeu um nome para sua identificação, nome esse dado pelos próprios alunos.

Para também incentivar a participação dos alunos, essa atividade foi dividida em fases, seis no total. As fases foram fornecidas uma de cada vez e o instante em que foi fornecida a primeira foi marcado, assim como os instantes em que cada fase foi terminada. A próxima fase só é entregue depois de comprida, corretamente e completamente, a fase anterior.

Para desenhar as várias distribuições das partículas, foi fornecida uma tabela para que os alunos fossem preenchendo conforme realizassem cada fase.

	$3E_1 + 1E_2$	• • •							
		•							

**Figura 33:** tabela fornecida aos alunos em papel sulfite. A primeira distribuição foi feita no quadro branco magnético, como exemplo para os alunos.

A explicação de como seria feita essa atividade foi feita utilizando-se do painel metálico anteriormente construído. O primeiro exemplo, uma distribuição com 3 partículas no nível 1 e uma partícula no nível 2 ( $3E_1 + 1E_2$ ), foi marcada no painel metálico.

Após essa explicação entrega-se a primeira fase, recortada das demais, marcando-se a hora do início. Após terminarem, estando correta a 1ª fase, marca-se a hora do fim da 1ª fase e entrega-se a 2ª e assim por diante, até a realização da última fase.

**Início:**

**Fase 1.** São 4 partículas, cada uma representada por uma cor diferente e elas podem ser distribuídas em dois níveis de energia,  $E_1$  e  $E_2$ . Por exemplo: podem ficar 3 no nível  $E_1$  e uma no nível  $E_2$  e nesse caso a energia total é  $3E_1 + 1E_2$ .

Existem outras maneiras diferentes de distribuir essas partículas de forma a terem essa mesma quantidade de energia,  $3E_1 + 1E_2$ ? Se sim, quais seriam? Desenhe essas distribuições na tabela fornecida, utilizando a linha onde foi escrito a primeira configuração possível para esse nível de energia, e terminando, mostre ao professor.

Fim da 1ª fase:

.....

**Fase 2.** Montamos as configurações possíveis para a energia total  $3E_1 + 1E_2$ . Quantas foram as configurações possíveis, para esse nível de energia?

Resp:

Existem outros níveis de energia possíveis? Se sim, quais são esses outros níveis de energia possíveis? Escreva todos eles na coluna da tabela onde foi escrito o nível  $3E_1 + 1E_2$ , e mostre ao professor, após achar que escreveu todos os possíveis.

Fim da 2ª fase:

.....

**Fase 3.** Esses níveis diferentes de energia são chamados de **macroestado**. Quantos macroestados são possíveis, nesse nosso exemplo de 4 partículas distribuídos em dois níveis de energia?

Resp:

Agora, para cada um desses macroestados, desenhe as várias distribuições das partículas, da mesma forma como distribuiu elas para o macroestado  $3E_1 + 1E_2$ . Após achar que desenhou todos as possíveis configurações, mostre ao professor.

Fim da 3ª fase:

.....

**Fase 4.** Quantas distribuições foram possíveis no total?

Resp:

As diferentes configurações possíveis, para um dado macroestado, são chamadas de **microestados**. Existem quantos microestados para cada macroestado? Responda na tabela fornecida, na penúltima coluna.

Agora, calcule a probabilidade de ocorrência de cada macroestado, dividindo o número de microestados de cada macroestado pelo número total de microestados. Responda na tabela fornecida, na última coluna. Após fazer esses cálculos, mostre o resultado ao professor.

Fim da 4ª fase:

.....

**Fase 5.** Calculado as probabilidades de ocorrência de cada macroestado, qual é o macroestado mais provável? Responda escrevendo o nível de energia desse macroestado mais provável.

Resp:

Esse macroestado mais provável é o que possui maior **entropia**.

Fim da 5ª fase:



**Figura 34:** alunos do colégio Maria Imaculada, Mococa-SP, divididos em grupo, trabalhando com a relação entropia-desordem.

**Fase 6.** Foram no total 16 microestados, numa distribuição de 4 partículas em dois níveis de energia, onde,  $16 = 2^4$ . Para um número  $N$  de partículas, distribuídas em dois níveis de energia, o número total de microestados é dado por  $2^N$ , onde  $N$  é o número de partículas.

Quantos microestados no total teríamos se considerássemos 6 partículas?

Resp:

O macroestado mais provável, o de maior entropia, é aquele em que metade das partículas ficam num nível e a outra metade no outro nível, com 4 partículas tínhamos 6 microestados possíveis. E com 6 partículas, quantos microestados teremos para o macroestado mais provável, que é o de três em cada nível de energia?

O número de microestados, de um dado macroestado, é chamado de **multiplicidade**  $W$  desse macroestado.

Para calcular essa multiplicidade basta lembrar que essa distribuição é uma combinação de 6 elementos tomados 3 a 3, que pode ser calculado pela equação:

$$W = \frac{N!}{n_1!n_2!}$$

Resp:  $W =$

**Fim da 6ª fase:**

Para a realização dessa etapa foi usada uma aula de 50 minutos.

Handwritten table titled "Grupo Malardiamini" showing microstates for different energy levels. The table has columns for energy levels (E1, E2) and rows for combinations like 1E1 + 0E2, 2E1 + 0E2, etc. Each cell contains colored dots representing particles. Calculations for the number of microstates (W) are shown in the rightmost column.

Macroestado	Microestados	W
1E1 + 0E2	4	1
2E1 + 0E2	6	15
3E1 + 0E2	4	6
0E1 + 1E2	4	6
1E1 + 1E2	6	15
2E1 + 1E2	4	6
3E1 + 1E2	4	6
0E1 + 2E2	4	6
1E1 + 2E2	6	15
2E1 + 2E2	4	6
3E1 + 2E2	4	6
0E1 + 3E2	4	6
1E1 + 3E2	6	15
2E1 + 3E2	4	6
3E1 + 3E2	4	6

**Figura 35:** tabela preenchida por um dos grupos de alunos do Colégio Maria Imaculada de Mococa-SP

## 2ª etapa: conclusão

Após o término da 1ª etapa, em sala de aula, foi feita uma rápida explicação onde foi relacionado entropia-desordem com o número de microestados. Sendo o macroestado mais provável o de maior número de microestados.

A partir do resultado final da sexta etapa, 6 partículas em vez de 4, deve-se calcular o estado mais provável para 100 partículas.  $W_{100} = 1,01 \cdot 10^{29}$  microestados, no macroestado mais provável, portanto o de maior entropia-desordem, 50 partículas em cada nível de energia.

A partir desse resultado, para 100 partículas, foi perguntado qual seria o número de microestados, para o macroestado mais provável, se tivéssemos um mol de partículas, evidenciando, então, a grande quantidade de microestados que teríamos nesse caso.

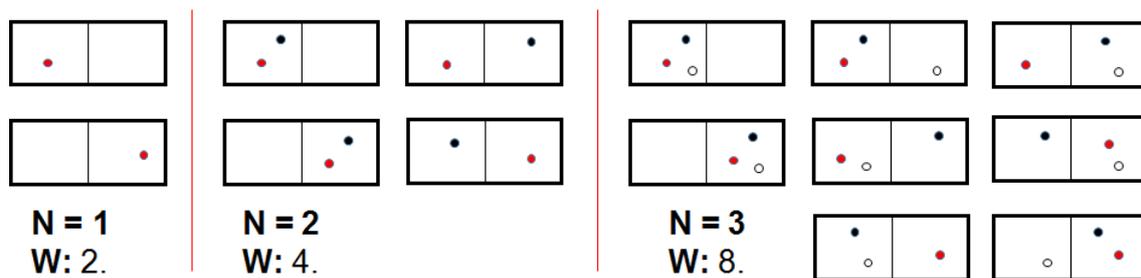
Associa-se então a multiplicidade ( $W$ ) com a ideia de desordem, de forma que o macroestado mais provável é o que possui maior desordem, ou seja, um maior número de configurações possíveis.

Dessa forma esperamos que a relação entropia-desordem saia do senso comum do que é desordem, relacionando-a com a multiplicidade de um dado macroestado, ou seja, com a maior quantidade de microestados.

#### IV. Estatística.

Considerando  $N$  partículas que podem ser distribuídas em dois níveis de energia, o número total de microestados do sistema é dado por  $2^N$ .

Na figura abaixo temos os microestados, as configurações possíveis, para uma, duas e três partículas, de forma a percebermos que o número de microestados possíveis é dado por  $2^N$ .



**Figura 36:** microestados possíveis para a distribuição de uma, duas e três partículas em dois níveis de energia.

A multiplicidade ( $W$ ) de cada macroestado é o número total de microestados e pode ser calculada usando a equação:

$$W = \frac{N!}{n_1!n_2!}$$

Onde,  $n_1$  = número de partículas em um dos níveis de energia,  $n_2$  = número de partículas no outro nível de energia e  $N = n_1 + n_2$ , representa o número de partículas. Essa equação é uma adaptação da equação de combinação, usada em análise combinatória.

## V. Entropia.

Utilizamos exemplos de dois níveis de energia para facilitar as ideias envolvidas nos conceitos de microestados, macroestados, multiplicidade e probabilidade de ocorrência de cada macroestado.

O conceito de Entropia dos fenômenos naturais trata de um número enorme de possibilidades. De fato, associado com o número de Avogadro ( $6,02 \cdot 10^{23}$ ) que é o número de partículas em um mol de qualquer substância, as configurações possíveis do macroestado mais provável é um número muito maior que os dos outros estados.

Para o tratamento de números grandes é essencial a utilização da probabilidade de ocorrência, no entanto, a entropia é uma quantidade aditiva, enquanto probabilidade é uma quantidade multiplicativa. Por exemplo: a probabilidade de jogarmos um dado e encontrarmos um quatro é  $1/6$ , mas se lançarmos dois dados, a probabilidade de obtermos quatro nos dois dados é  $1/6 \cdot 1/6$ . Por outro lado, se um sistema A tem entropia  $S_A$  e um sistema B tem entropia  $S_B$  o sistema C formado pelos sistemas A + B terá entropia  $S_C = S_A + S_B$ .

Sabemos, da matemática básica, que se  $C = A \times B$ , então  $\log C = \log A + \log B$ , portanto, o logarítmico é a forma lógica de relacionar essas duas grandezas, entropia e probabilidade.

Assim, a relação universalmente aceita para a definição da entropia a partir da multiplicidade  $W$  é:

$$S = k \cdot \ln W$$

Nessa equação,  $k$  é a constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K), e  $W$  corresponde ao número de microestados de um macroestado, ou seja, sua multiplicidade.

Em um processo termodinâmico estamos mais interessados em calcular a variação da entropia na transformação de um estado inicial  $i$  para um estado final  $f$ :

$$\Delta S = S_f - S_i$$

Substituindo a equação de Boltzmann para a entropia, temos:

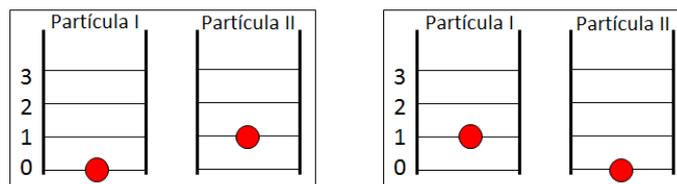
$$\Delta S = k \cdot \ln W_f - k \cdot \ln W_i$$

$$\Delta S = k \cdot \ln \frac{W_f}{W_i}$$

Ou seja, a variação de entropia entre dois estados depende da razão entre as multiplicidades dos estados final ( $W_f$ ) e inicial ( $W_i$ ).

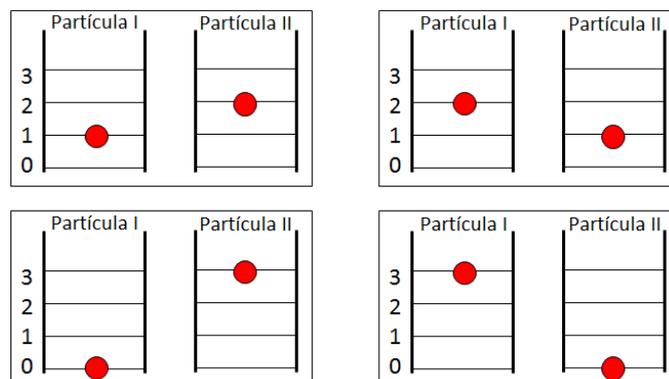
## VI. Exemplo: Equilíbrio Energético

Como aplicação dos conceitos de macroestados, microestados e multiplicidade na determinação da variação da entropia, vamos considerar duas barras idênticas com estados de energia diferentes, uma fria com um quantum de energia (1E), figura 37, e outra quente com três quanta de energia (3E), figura 38.



**Figura 37:** barra fria e as distribuições possíveis para as duas partículas.

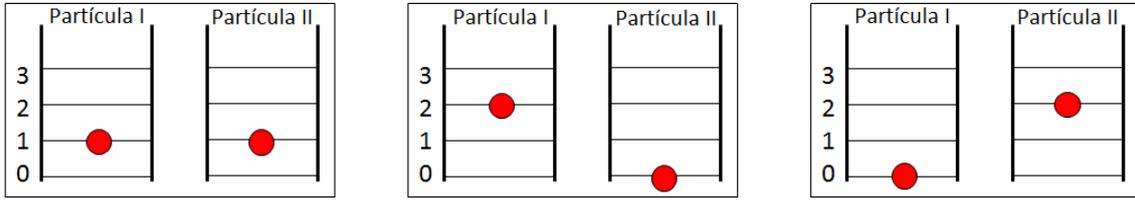
Podemos perceber, a partir da figura 37, que para a barra fria ter energia total 1E, as duas partículas podem ser distribuídas de duas maneiras diferentes, ou seja, a barra fria possui multiplicidade inicial  $W_F = 2$ .



**Figura 38:** barra quente e as possíveis distribuições das duas partículas.

Na figura 38 temos as 4 possíveis distribuições das duas partículas da barra quente, de forma a possuírem energia total 3E, ou seja, a barra quente possui inicialmente multiplicidade  $W_Q = 4$ .

Após atingirem o equilíbrio térmico, essas duas barras, por serem iguais, estarão no estado energético  $2E = \frac{1E+3E}{2} = \frac{4E}{2}$ .



**Figura 39:** distribuições das partículas nas duas barras, no estado de equilíbrio, de forma a possuírem energia total  $2E$ .

No equilíbrio, as duas barras estarão no mesmo estado energético total:  $2E$ . Na figura 39, temos as 3 possíveis distribuições das partículas, para energia total  $2E$ . Portanto, tanto a barra fria quanto a quente, após o equilíbrio ter sido atingido, possuirão multiplicidades finais  $W_e = 3$ .

A variação da entropia do sistema isolado formado pelas duas barras é dada por:

$$\Delta S = \Delta S_{Fria} + \Delta S_{Quente} = k \cdot \ln \frac{W_e}{W_F} + k \cdot \ln \frac{W_e}{W_Q}$$

Substituindo os valores, temos:

$$\Delta S = k \cdot \ln \frac{3}{2} + k \cdot \ln \frac{3}{4} \Rightarrow \Delta S = k \cdot \ln 1,5 + k \cdot \ln 0,75$$

$$\Delta S = k \cdot (0,405) + k \cdot (-0,288)$$

Ou seja:

$$\Delta S = k \cdot 0,118 > 0$$

A barra fria tem variação de entropia positiva. A barra quente tem uma variação de entropia negativa. A variação total é positiva porque a barra fria tem o aumento de  $0,405 \cdot k$ , enquanto a barra quente tem diminuição da entropia de  $0,288 \cdot k$ . Lembrando a abordagem macroscópica, onde a variação da entropia ( $dS = dQ/T$ ) é inversamente proporcional à temperatura absoluta e que para barras idênticas, o calor cedido pela barra quente é igual ao calor recebido pela barra fria, e pode ser representado por  $dQ = C_V \cdot dT$ , espera-se que a variação total da entropia  $dS = C_V \cdot dT/T$  ou,

$$\Delta S = C_V \cdot \ln \frac{T_e}{T_F} + C_V \cdot \ln \frac{T_e}{T_Q} > 0.$$

Note que as temperaturas, quente ( $T_q$ ), fria ( $T_f$ ) e de equilíbrio ( $T_e$ ), tem o mesmo papel de  $W_F$ ,  $W_Q$  e  $W_e$  no modelo microscópico.

## VII. Partículas Distinguíveis e Indistinguíveis.

É importante ressaltar que existe uma diferença fundamental na estatística (contagem de estados possíveis) para partículas, tais como átomos e moléculas e suas representações com modelos macroscópicos como moedas, baralhos, etc.

Os conceitos da física estatística para objetos na escala atômica requerem as ideias da natureza quântica, sendo assim necessário considerar-se, por exemplo, o princípio de incerteza de Heisenberg. Destas considerações resultam os conceitos de bósons e férmions, ou seja, a estatística de Bose-Einstein.

Curiosamente estes conceitos foram desenvolvidos por Satyandra Nath Bose, quando ao contar possíveis estados de um conjunto de partículas, considerou ambos os casos, partículas indistinguíveis e distinguíveis e entendeu que para a correta descrição dos fenômenos naturais existem duas naturezas intrínsecas de partículas, as indistinguíveis e as distinguíveis. Ver, por exemplo, o artigo “Bose-Einstein statistics”<sup>9</sup> na Wikipédia.

Para entender a dificuldade S. A. Bose escreveu para A. Einstein, sobre esta questão e teve como resposta que com aquelas ideias nascia uma nova estatística.

Para ilustrar a origem desta questão fundamental na física, descrevemos abaixo os aspectos essenciais desta abordagem, para que sirva de inspiração para estimular cuidadosas reflexões sobre maneiras de contar-se estados possíveis, como no produto educacional descrito nesta dissertação.

Tome duas moedas e conte os estados disponíveis, considerando cara = H e coroa = T: HH; TT; HT e TH, ou seja, são 04 possibilidades. Considere se deve contar HT e TH, como estados diferentes sendo as moedas idênticas.

Não seria o caso de contar-se somente 03 estados: HH; TT e (HT = TH)?

---

<sup>9</sup> [https://en.wikipedia.org/wiki/Bose%E2%80%93Einstein\\_statistics](https://en.wikipedia.org/wiki/Bose%E2%80%93Einstein_statistics)

A composição desta simples dúvida com as ideias de superposição de funções de onda para a descrição de partículas distinguíveis e de partículas indistinguíveis gerou a estatística de Bose-Einstein.

Importante notar que na contagem de estados possíveis, para os discos coloridos macroscópicos utilizados no produto educacional demonstrativo, eles são considerados idênticos, no entanto, distinguíveis por poderem ser identificados local e temporalmente.

### **Exercício 01**

1. Selecione oito moedas idênticas.
2. Monte os arranjos. HH, TT, HT e TH

Note que mesmo sendo idênticas estas moedas podem ser identificadas em qualquer momento seguindo continuamente suas posições e deste ponto de vista serão **DISTINGUÍVEIS**. Serão quatro configurações possíveis. No entanto, se as moedas idênticas, por uma razão qualquer não puderem ser identificadas continuamente, teremos três configurações possíveis: HH, TT, (HT ou TH) onde não é possível considerar HT diferente de TH.

### **Exercício 02**

Utilizando ao menos, os quatro conjuntos de quatro discos de cores diferentes do kit desta dissertação, construa todas as possibilidades distintas de distribuí-los em dois níveis de energia distintos  $E_1$  e  $E_2$  conforme ilustrado na figura 32 do apêndice C desta dissertação.

Os discos têm um lado colorido e outro cinza escuro da cor natural do ímã. Tente repetir a montagem das distribuições possíveis dos ímãs, partindo de discos idênticos (mesma cor) e perceba a dificuldade em identificar todas as possibilidades de distribuir-se os discos nos dois níveis de energia. Lembre-se que as posições dos discos em cada um dos níveis são irrelevantes, ou seja, não podem ser utilizadas para distinguir estados possíveis. Para ilustrar estas ideias monte a distribuição dos estados de energia  $E_1$  e  $E_2$  colocando os discos um sobre o outro e notando que mesmo assim pode-se seguir cada uma das partículas, sendo então consideradas distinguíveis embora idênticas.

Conclusão: A contagem de configurações possíveis precisa considerar critérios claros para identificar microestados diferentes. As cores diferentes dos discos utilizados no kit desta dissertação servem para facilitar a contagem dos diferentes microestados, porém são irrelevantes no sentido de definir-se o número de microestados de cada macroestado. A aparente trivialidade e as dúvidas geradas neste exercício de construção dos microestados possíveis, consiste em aspecto essencial para a correta consideração da natureza probabilística dos fenômenos naturais.