

# UM EXPERIMENTO SOBRE O PROCESSO DE COMPRESSÃO ADIABÁTICA

Alexandre Borek<sup>1</sup>

Carlos Eduardo Farias<sup>2</sup>

## RESUMO

A termodinâmica, historicamente, é a ciência das máquinas à vapor. Porém, em vez de se aplicar a termodinâmica somente aos processos industriais, seu ensino é feito a partir de observações cotidianas. Existem certos processos termodinâmicos que tem seus conceitos formados de forma ideal, muitas vezes sendo difíceis de ocorrer naturalmente. Assim, este trabalho tem como objetivo realizar e documentar um estudo experimental do processo de compressão adiabática. Para sua realização, foi feita uma revisão bibliográfica a fim de fundamentar os conceitos envolvidos na parte teórica do estudo, foram feitas estimativas teóricas levando em consideração o modelo dos gases ideais e dos gases de Van der Waals, foi confeccionado material laboratorial para a realização do experimento, e por fim foi feita uma comparação entre os resultados teóricos e experimentais, junto com uma discussão sobre estes. Como principal resultado, foi encontrado uma discrepância entre o previsto na teoria e o obtido experimentalmente, principalmente devido à perda de calor do gás para as paredes da seringa e para a ponta do termopar. De forma geral, este trabalho buscou apresentar seu conteúdo de forma a funcionar como um manual para a realização de um experimento para o estudo deste fenômeno. Foram apontados pontos para trabalhos futuros e melhorias, como a continuação do desenvolvimento do equipamento necessário para se realizar o experimento, como o suporte que teve o início de seu desenvolvimento, uma seringa devidamente isolada termicamente e a utilização de um termopar que não impacte nas medições de temperatura.

Palavras-chave: Termodinâmica. Adiabático. Experimento. Ensino

<sup>1</sup> Aluno do 9º período do curso de Engenharia Mecânica da FAE Centro Universitário. Bolsista do Programa de Apoio à Iniciação Científica (PAIC 2021-2022). *E-mail*: alexandre.borek@mail.fae.edu

<sup>2</sup> Orientador da Pesquisa. Doutor em Engenharia Mecânica e de Materiais pela Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Professor da FAE Centro Universitário. *E-mail*: carlos.farias@fae.edu

## INTRODUÇÃO

A termodinâmica é uma das grandes áreas da física e engloba o estudo do calor, temperatura, trabalho e as relações entre essas grandezas com a matéria. De modo geral, essa área se baseia em quatro leis da termodinâmica para explicar os fenômenos físicos. Seu desenvolvimento teve início no início do século XIX.

Em seu princípio, a termodinâmica era a ciência das máquinas a calor, que teve seu desenvolvimento motivado pelo desejo de aumentar a eficiência de máquinas à vapor. Atualmente existem os seguintes campos de estudo dentro da termodinâmica: Termodinâmica Clássica, Mecânica Estatística, Termodinâmica Química, Termodinâmica de Equilíbrio, Termodinâmica de Não Equilíbrio. As aplicações dos conhecimentos desenvolvidos nessas áreas se alastram por quase tudo que nos cerca, já que todas as coisas seguem as leis da termodinâmica.

Antigamente, conhecimentos de termodinâmica eram aprendidos a fim de serem aplicados na indústria, e seu ensino era feito de tal forma. Hoje, o ensino dessa área se dá a partir de observações intuitivas do dia a dia. Halliday, Walker e Resnick (2016) comentam que, desde jovens, as pessoas já têm um conhecimento prático de um dos conceitos mais populares da termodinâmica, a temperatura.

Blundell e Blundell (2010) citam que todos têm a noção do que é calor, ilustrado pelo fogo da lareira aquecendo o corpo. Sonntag e Borgnakke (2013) discutem que a abordagem do livro será com situações em que a termodinâmica é colocada em prática, como na hora de esquentar água para passar café e outros processos. Estes autores buscam explicar os principais conceitos da termodinâmica e em seguida exemplificar através de situações do cotidiano. Essas situações podem envolver um processo simples, mas tratado de forma detalhada.

Neste trabalho, o assunto a ser discutido é um processo termodinâmico denominado processo adiabático. Este é tema na termodinâmica clássica, e apesar de sua simplicidade conceitual, possui certa complexidade para ser estudado experimentalmente. Além de uma revisão teórica sobre os conceitos essenciais relacionados com o tema, o objetivo principal é desenvolver equipamento laboratorial para o seu estudo de forma prática. Como base, o trabalho busca aliar os conceitos apresentados por Halliday, Resnick e Walker (2016), Blundell e Blundell (2010), Borgnakke e Sonntag (2013), com a proposta de um experimento complementar para auxiliar o ensino no âmbito acadêmico.

## 1 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

O fenômeno de compressão adiabática, e por extensão o de expansão também, é uma mudança de estado onde não há troca de calor e é reversível.

Na termodinâmica, diz-se que um gás em um volume de controle, quando em equilíbrio, possui algumas variáveis que caracterizam seu estado. Essas variáveis de estado podem ser proporcionais ao tamanho do sistema (extensivas) ou independentes do tamanho do sistema (intensivas) (BLUNDELL; BLUNDELL, 2010). Existem também equações de estado que relacionam as variáveis, como a equação de estado para um gás real que será apresentada na sequência. Sendo assim, um estado é uma configuração de variáveis de uma substância.

Já uma mudança de estado é quando o gás sofre alguma ação e tem seu estado alterado, por meio da mudança de alguma de suas variáveis ou propriedades (BONGNAKKE; SONNTAG, 2013). Além disso, os autores comentam que pode haver uma sucessão de mudanças de estado, e essa sucessão é denominada de processo termodinâmico.

Quando se fala em equilíbrio na termodinâmica, se entende equilíbrio térmico. Blundell e Blundell (2010) explicam que dois corpos de temperaturas diferentes estão em contato e permitem a troca de calor entre si, após um tempo ambos atingem a mesma temperatura, e a troca de calor entre os dois tem somatório zero; logo, os dois corpos estão em equilíbrio térmico.

Eles também citam que se diversos corpos estiverem em equilíbrio entre si, é esperado que a temperatura entre todos seja a mesma, e que esta ideia está encapsulada na lei zero da termodinâmica: dois sistemas que, separadamente, estão em equilíbrio com um terceiro, estão em equilíbrio térmico entre si.

A lei zero da termodinâmica é praticamente um resumo do funcionamento de termômetros. Em relação a isso, Blundell e Blundell (2010) fazem algumas considerações, entre elas a de que para um termômetro funcionar corretamente, é importante que a capacidade térmica deste seja muito menor do que a da entidade que está tendo sua temperatura aferida, ou a presença do termômetro poderá alterar a sua temperatura, por absorver ou fornecer calor para o material analisado.

Bongnakke e Sonntag (2013) definem calor como sendo a forma de transferência de energia através da fronteira de um sistema, em uma dada temperatura, para outro sistema, que apresenta temperatura inferior, em virtude da diferença entre as temperaturas dos dois sistemas. Já Blundell e Blundell (2010) definem de forma sucinta que calor é energia térmica em trânsito, e fazem algumas considerações. Eles comentam

que de forma empírica, sabemos que calor é transferido espontaneamente de um corpo quente para um frio, a não ser que exista um mecanismo que gaste energia para reverter o sentido da troca de calor.

E, que é importante ter atenção para a parte de estar em trânsito, já que não se pode dizer que um corpo contém uma quantidade de calor. Os corpos não têm capacidade térmica, porém têm capacidade calorífica. Ou seja, capacidade de armazenar energia. Blundell e Blundell (2010) definem o conceito de capacidade calorífica como a quantidade de calor necessária ceder a um objeto para aumentar a sua temperatura, que é expressa na sua forma molar na equação (1)

$$C = \frac{dQ}{dT} \left[ \frac{\text{Joules}}{\text{Kelvin}} \right] \quad (1)$$

onde  $dQ$  é a variação infinitesimal de calor que é cedido ao corpo, e  $dT$  é a variação infinitesimal de temperatura que o corpo sofre.

A capacidade calorífica ou térmica pode ser apresentada de diversas formas, como a capacidade térmica por unidade de massa  $c$ , a capacidade térmica molar, e a capacidade térmica a pressão constante  $C_p$  ou volume constante  $C_v$ . Estas são relacionadas com o modo que estamos cedendo energia para uma substância a fim de aumentar sua temperatura. Podemos fixar o volume de um gás e ceder energia a ele, sem permitir que seu volume mude, ou podemos permitir que o gás se expanda, por meio de um êmbolo móvel por exemplo, mantendo sua pressão constante. Existem propriedades derivadas da capacidade calorífica de uma substância, como por exemplo o coeficiente adiabático, exibido na equação (2).

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (2)$$

Também sabemos que um sistema tem energia interna  $U$ , que é a soma de toda a energia de todos os graus de liberdade internos de um sistema, como a agitação das moléculas, rotação das moléculas, vibração e energia potencial (BLUNDELL; BLUNDELL, 2010). É difícil medir a energia interna, contudo é possível medir uma variação dessa energia. A primeira lei da termodinâmica nos diz que a energia é conservada. Ou seja, que ao considerar um sistema em que as únicas formas de transferir energia seja por

troca de calor através de suas fronteiras, ou pela realização de trabalho, e, que a única consequência seja uma variação da sua energia interna, podemos expressar de forma matemática como segue na equação (3).

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta W$$

(3)

Onde  $\Delta Q$  é a variação do calor cedido ao sistema e  $\Delta W$  é a variação do trabalho realizado no sistema e  $\Delta U$  a variação da energia interna do sistema, sempre considerando a variação entre um estado inicial e final. Como convenção, se  $\Delta Q$  é negativo, calor foi retirado do sistema; e se  $\Delta W$  é negativo, o sistema realiza trabalho na vizinhança. Quando tratamos de um sistema termodinâmico, dizemos que o sistema é aquilo que nos interessa ser estudado, e geralmente é limitado geometricamente por uma superfície de controle que é fechada, ou seja, delimita um volume de controle.

O que está dentro do volume de controle é o sistema, e o que está fora é a vizinhança. No caso de um volume fixo não há como realizar trabalho, logo  $\Delta W = 0$ ; no caso de um sistema termicamente isolado, onde não há troca de calor, então  $\Delta Q = 0$ . E se todo calor for convertido em trabalho, ou vice-versa, sem mudança na energia interna, temos que  $\Delta Q = -\Delta W$ .

No caso de uma compressão adiabática, onde não há troca de calor e é reversível, temos que a equação (3) se torna  $\Delta U = \Delta W$ , já que como citado acima,  $\Delta Q = 0$ .

Para realizar uma compressão adiabática, geralmente, é necessária uma compressão muito rápida para que não haja tempo para ocorrer troca térmica com o meio. Contudo esse é um processo muito difícil de ser medido, pois para que uma temperatura seja mensurada, é necessário que o sensor receba o calor, e isso ocorre ao mesmo tempo que o sistema dissipa esse calor.

De tal forma que ao realizar o aumento da temperatura do gás por meio da compressão, a diferença de temperatura entre o gás e sua vizinhança implicará em uma troca de calor. Ao realizar a compressão rapidamente, o aumento da temperatura será muito mais rápido do que a troca de calor entre o gás e a vizinhança, onde a troca poderá ser desprezada.

Existem várias formas distintas de se obter uma relação entre as funções ou variáveis de estado de um gás, e várias relações diferentes quando se consideram problemas mais simples ou complexos ou se permitem mais aproximações a fim de facilitar o tratamento matemático. Blundell e Blundell (2010) apresentam essas relações

sob o contexto que foram observadas de forma empírica. Podemos partir de lei de Boyle, onde sintetiza a observação experimental que a pressão  $p$  de um volume  $V$  de um gás depende de sua temperatura  $T$ , e, portanto, obedece a seguinte proporcionalidade:

$$p \propto \frac{1}{V}$$

(4)

Um gás que está somente à pressão constante tem seu comportamento descrito pela lei de Charles,

$$V \propto T$$

(5)

Adicionalmente, um gás com seu volume fixo se comporta de acordo com a lei de Gay-Lussac,

$$p \propto T$$

(6)

E, finalmente, as leis acima podem ser combinadas como

$$pV \propto T$$

(7)

No caso de  $N$  moléculas no gás, temos a *Equação de Estado dos Gases Ideais*,

$$pV = Nk_b T = nRT$$

(8)

onde  $K_b$  é a constante de Boltzmann,  $n$  é o número de moles e  $R$  é a constante universal dos gases.

Em geral, a energia interna é uma função da temperatura e volume  $U = U(V,T)$ , e uma variação de  $U$  pode ser descrita pela equação (9).

$$dU = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad (9)$$

E como, para uma transformação reversível,  $dW = -pdV$ , a equação (3) pode ser escrita da seguinte forma

$$dQ = dU + pdV \quad (10)$$

Logo, substituindo a equação (9) na equação (10) e dividindo por  $dT$ ,

$$\frac{dQ}{dT} = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] \frac{dV}{dT} \quad (11)$$

A partir da equação (11), podemos obter  $C_v$  e  $C_p$  como descrito na equação (1). No caso do volume constante, temos que  $\frac{dV}{dT} = 0$ , e a equação se torna

$$C_v = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_V = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (12)$$

Já para quando se tem pressão constante,

$$C_p = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p$$

$$C_p = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] \left( \frac{dV}{dT} \right)_p \quad (13)$$

Blundell e Blundell (2010) apontam que, para um gás ideal, a energia interna  $U$  se dá somente pela energia cinética do gás. Isso quer dizer que  $U = U(T)$ , logo, se a temperatura for constante, tem-se

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0 \quad (14)$$

E da equação de estado para um gás ideal, para um mol de gás,

$$V = \frac{RT}{p} \quad (15)$$

Em uma transformação à pressão constante e variando a temperatura,

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p} \quad (16)$$

Subtraindo  $C_p - C_v$  obtidos nas equações (12) e (13), e substituindo (14) e (16), obtém-se a seguinte relação

$$C_p - C_v = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right]\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p\right] = R \quad (17)$$

Pode-se relacionar a capacidade calorífica de um gás ideal com a variação da energia interna e com o trabalho realizado em um processo reversível, a partir da primeira lei da termodinâmica, equação (3), e a transformação adiabática discutida anteriormente, tendo

$$dU = dW \quad (18)$$

$$C_v dT = -pdV = -\frac{RT}{V} dV \quad (19)$$



Então,

$$\ln \ln \frac{T_2}{T_1} = - \frac{R}{C_V} \ln \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (20)$$

onde os subscritos 1 e 2 se referem ao estado inicial e final da mudança de estado.

Com a relação obtida na equação (17),  $C_p = C_V + R$ , tem-se

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V} \quad (21)$$

E por fim, obtemos as seguintes relações para um processo adiabático:

$$\begin{aligned} TV^{\gamma-1} &= \text{constante} \\ p^{1-\gamma} T^\gamma &= \text{constante} \\ pV^\gamma &= \text{constante} \end{aligned} \quad (22)$$

Essas relações serão a base para as estimativas teóricas relacionadas ao experimento a ser preparado, mesmo sendo realizado com o gás sendo o ar, e não um gás ideal. A seguir serão citadas algumas equações de estado para gases reais e em outra seção utilizaremos uma delas para comparar com as estimativas da equação dos gases ideais, que mostrará a validade da aproximação para o modelo de um gás ideal para as condições experimentais aqui estudadas.

Blundell e Blundell (2010) apontam que, ao adotarmos o modelo dos gases ideais, se deixa de considerar fatores importantes, como o fato de as propriedades de um gás real serem diferentes sob altas pressões, volumes pequenos ou temperaturas baixas, e que também desconsideramos o tamanho físico das moléculas e as interações entre elas. Sendo assim, diversas foram as tentativas para descrever de forma mais precisa algumas situações termodinâmicas, gerando os modelos do gás de Van der Waals, a equação de Dieterici, a expansão Virial e outros.

A equação de estado para um gás de Van de Waals considera a intensidade das interações intermoleculares, pelo parâmetro  $a$ , e o volume ocupado devido ao tamanho finito das moléculas, pelo parâmetro  $b$ , e é como segue (KUMAR; BABU; PONMURUGAN, 2017)

$$p + \left( \frac{n^2 a}{V^2} \right) (V - nb) = nRT \quad (23)$$

De onde pode-se tirar, de forma semelhante à equação de estado dos gases ideais, como mostra Kumar, Babu e Ponmurugan (2017), as seguintes relações para um processo adiabático

$$nRT (V - nb)^{1-\Gamma} = \text{constante} \quad (24)$$

$$\left( p + \frac{n^2 a}{V^2} \right) (V - nb)^\Gamma = \text{constante}$$

com

$$y = 1 + \frac{\Gamma - 1}{f_v} \quad (25)$$

$$f_v = \left[ 1 - \frac{2na}{V^3 RT} (V - nb)^2 \right] \quad (26)$$

onde  $y$  representa a constante adiabática para um gás real e  $\Gamma$  representa a constante adiabática para um gás de Van der Waals e é calculado a partir de  $y$  e  $f_v$  que é uma função auxiliar.

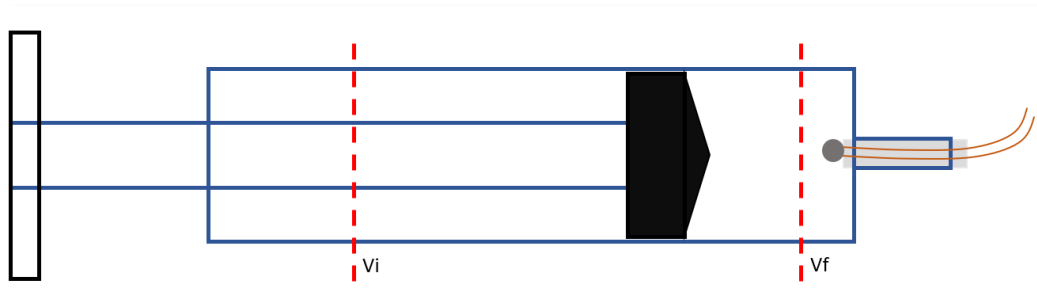
## 2 MÉTODO

Tendo em vista todos os conceitos apresentados anteriormente, nesta seção será mostrado o método de realização do experimento de compressão adiabática do ar.

Sendo assim, foi escolhido realizar a compressão do gás em uma seringa, já que é possível realizar um deslocamento rápido do êmbolo. Foram utilizadas seringas de 5, 10, 20 e 60mL para a prototipagem do experimento. Também é necessário medir a temperatura do gás dentro da seringa, e para isso foi utilizado um termopar tipo K (Minipa MTK-01).

Durante a montagem das seringas, vários modos de acoplar o termopar foram explorados e a melhor maneira foi identificada. A ponta do termopar utilizado pode ser inserido pelo bico da seringa, e foi fixado no lugar com cola epóxi. O termopar foi fixado de forma que a sua ponta não entrasse em contato com o epóxi, assim garantindo uma superfície ótima para a troca de calor com o gás, ilustrado na FIG. 1. A resina epóxi também garantiu ótima estanqueidade, porém continua existindo a possibilidade de ter algum tipo de vazamento entre a parede da seringa e o êmbolo. A posição natural do êmbolo foi da capacidade máxima marcada na seringa, respectivo ao seu tamanho (5, 10, 20 ou 60 mL), e a ponta do termopar foi posicionada de modo que não entrasse em contato com o êmbolo em sua posição mais baixa durante a compressão.

FIGURA 1 – Esquema de uma seringa com o termopar acoplado



FONTE: O autor (2022)

NOTA: As marcações de  $V_i$  e  $V_f$  representam a posição do êmbolo para os volumes inicial e final

Para realizar o experimento, foram feitas estimativas teóricas para o estado do gás dentro do êmbolo logo após a compressão, e estas foram comparadas entre si (no caso de um gás ideal e de Van der Waals) e comparadas com os dados obtidos experimentalmente. O volume final em todas as medições foi  $V_f = V_i/5$ , e todas as medições foram realizadas com  $p_i = p_{atm}$ , onde a temperatura do laboratório era de  $T_{amb} = 20^\circ C$ . O gás dentro da seringa foi o ar atmosférico, sendo considerado ar seco. Como o laboratório está localizado em Curitiba, a pressão atmosférica média foi considerada  $p_{atm} = 92 kPa$ .

Outro aspecto importante é o cálculo da massa do ar, massa do termopar e quanta energia térmica ambos vão trocar para chegar ao equilíbrio térmico entre si. A partir da medição, por paquímetro, do diâmetro da ponta do termopar  $D = 2 mm$ , sua massa foi estimada

$$m_{termopar} = \frac{4\rho\pi}{3} \left(\frac{D}{2}\right)^3 = 3,73 \times 10^{-2} g$$

(27)

A massa do ar também foi estimada a partir da quantidade de moles, prevista pela equação 8 e sua massa molar, da seguinte forma

$$m_{ar} = nM = 5.47 \times 10^{-3}g$$

(28)

A partir da equação (1), pode-se calcular o calor a ser cedido para o termopar a fim de alcançar a temperatura de equilíbrio, que é a temperatura sendo medida

$$\Delta Q = m_{termopar} c_{termopar} (T_{medida} - T_i)$$

(29)

onde a temperatura inicial  $T_i$  do termopar é a mesma do sistema em equilíbrio com o ambiente  $T_{amb}$ .

Essa quantidade de calor a ser cedida ao termopar vem de sua vizinhança, ou seja, do gás, da continuação dos fios do termopar e da resina, caso esteja em contato. Sendo assim, se for considerada somente a troca de calor com o ar aquecido, pode-se estimar a variação de temperatura do ar entre o momento em que a temperatura máxima foi atingida, devido à compressão, e o momento em que o ar e o termopar atingiram o equilíbrio termodinâmico

$$\Delta T = \frac{Q}{m_{ar} c_v}$$

(30)

As medições foram realizadas com o objetivo de estudar o experimento e conferir se este estaria de acordo com o esperado da teoria, e não com o objetivo de se obter dados precisos para um estudo mais rigoroso. Logo, foram consideradas grandes incertezas numéricas e várias aproximações.

Segue um resumo das constantes utilizadas nos cálculos:

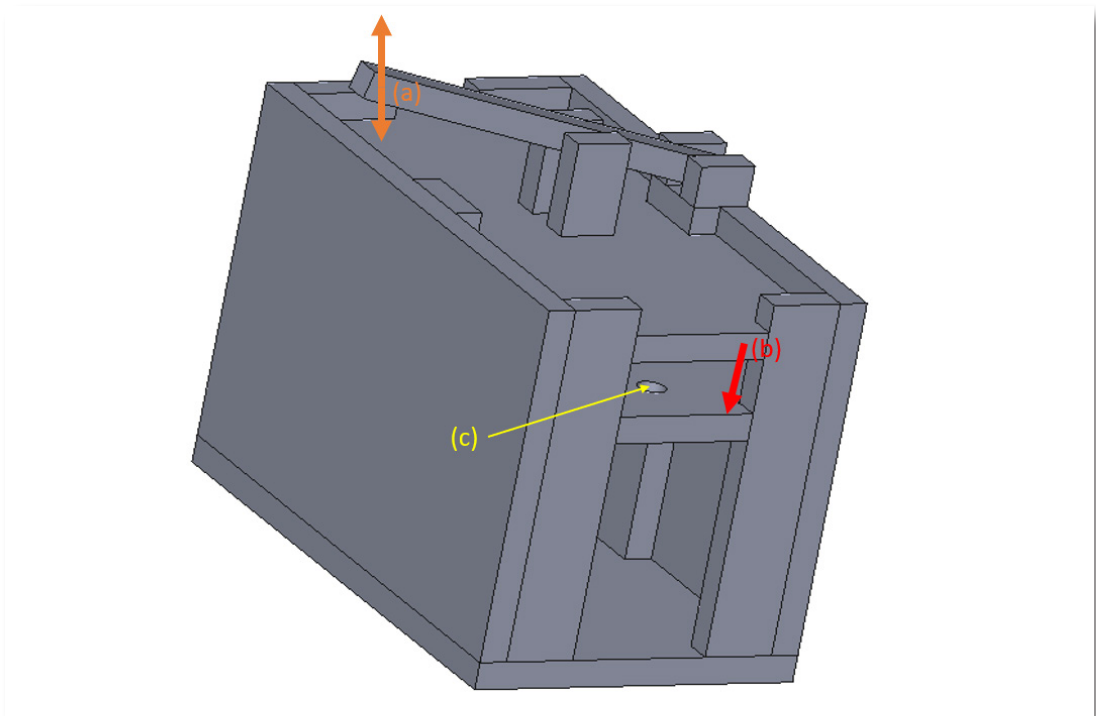
TABELA 1 – Constantes utilizadas para os cálculos

GRANDEZA	VALOR
$R$	$8,3144621 \frac{J}{mol \cdot K}$
$T_{amb}$	20°C
$a$	$0,1358 \frac{J \cdot m^3}{mol^2}$
$b$	$3,64 \times 10^{-5} \frac{m^3}{mol}$
$C_V$	$20,8 \frac{J}{mol \cdot K}$
$c_V$	$0,721 \frac{J}{g \cdot K}$
$C_p$	$1,013 \frac{J}{g \cdot K}$
$\gamma$	1,4
$P_{atm}$	92 kPa
$P_f$	$25 \cdot P_{atm}$
$V_i$	5 mL
$V_f$	$V_i/5$
$C_{termopar}$	$0,444 JK^{-1} g^{-1}$
$M_{ar}$	$28.9645 \frac{g}{mol}$
$P_{termopar}$	$\rho_{Niquel} = 8,9 \frac{g}{cm^3}$
$D_{termopar}$	$D=2mm$

FONTE: O autor (2022)

Para resolver o problema da compressão mecânica do êmbolo, foi desenvolvido um suporte para auxiliar na compressão, de modo a realizar a ação de forma mais consistente. O modelo foi projetado em CAD e o protótipo confeccionado em MDF, como ilustrado nas FIGs. 2 e 3 respectivamente. Não foram realizadas medições utilizando o protótipo devido a necessidade de compreender o experimento como um todo, prevendo todos os fatores que podem impactar em sua realização.

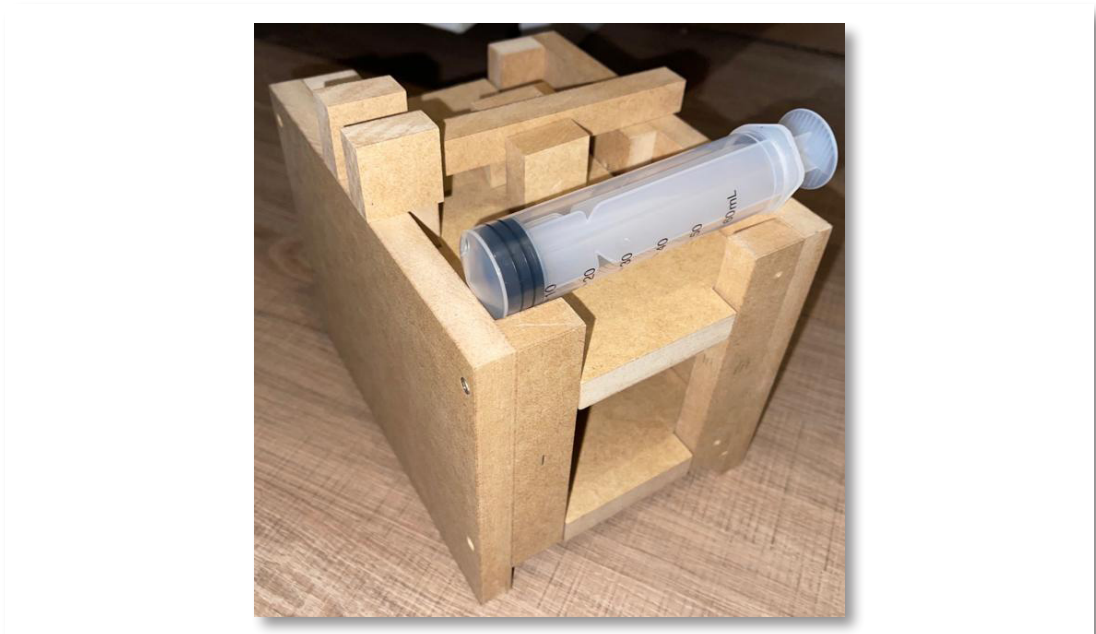
FIGURA 2 – Modelo CAD do suporte



Legenda: (a) Alavanca de movimentação; (b) Direção de movimento da placa superior; (c) Encaixe da seringa, poderá também ser na placa superior

FONTE: O autor (2022)

FIGURA 3 – Protótipo produzido em MDF e seringa de 60 mL para referência



FONTE: O autor (2022)

### 3 ANÁLISE DOS RESULTADOS

O primeiro passo das estimativas foi comparar o modelo dos gases ideais com o dos gases de Van der Waals. O primeiro passo foi calcular o coeficiente  $\Gamma$  pela equação (16). O resultado foi muito próximo de  $\gamma$  e foi calculado levando em conta a temperatura mínima do gás, de 20°C, já que  $f_v = 1$  e  $\Gamma \rightarrow \gamma$ . Portanto, quanto menor a temperatura, mais as constantes divergem.

Assim, foram calculados as temperaturas e pressões para o estado final de uma transformação adiabática, utilizando as relações mostradas na equação (13) para um gás ideal e 15 para um gás de Van der Waals. Para uma transformação adiabática de  $V_i = 5\text{ mL}$  para  $V_f = V_i/5$ , houve uma variação menor que 2% nas temperaturas finais. Segue um resumo das grandezas obtidas utilizando as equações supracitadas:

TABELA 2 – Grandezas obtidas na estimativa teórica

GRANDEZA	VALOR
$n$ , gás ideal	$1.888 \times 10^{-4}$ moléculas "de ar"
$n$ , Van der Waals	$1.885 \times 10^{-4}$ moléculas "de ar"
$\Gamma$	1,39973
$T_f$ , gás ideal	285°C
$T_f$ , Van der Waals	286°C

FONTE: O autor (2022)

Fica evidente que a aproximação do modelo de gás ideal é apropriada para prever o fenômeno estudado neste experimento, o que poderá facilitar na hora do tratamento matemático utilizado por alunos durante essa fase da atividade. Todas as constantes foram facilmente encontradas na literatura, porém várias dependem da temperatura. Estas foram aproximadas para a temperatura ambiente, já que a variação de seus valores é muito pequena.

O experimento em si foi realizado utilizando diferentes seringas de 5 mL, todas apresentando resultados similares. A média dos valores obtidos para a temperatura final foi  $T^f = 34^\circ\text{C}$ . Também foi notado que em algumas seringas, independente do volume, onde o termopar estava parcialmente imerso na resina, as aferições de temperatura foram descartadas por serem muito próximas à temperatura ambiente. A razão pela qual isto ocorreu foi devido à baixa superfície disponível para a troca de calor com o gás, e a baixa condutividade térmica da resina.

Ainda assim, temos uma discordância óbvia entre a temperatura final obtida e a estimada em teoria. Vale citar que a leitura da temperatura não é instantânea, mas existe um pequeno atraso entre o momento da compressão até o volume final e a estabilização da leitura de temperatura. No caso de uma compressão onde o operador

da seringa solta o êmbolo prematuramente, não será aferida a temperatura máxima a ser lida, portanto é necessária atenção nesse aspecto.

Os pontos citados acima estão associados à utilização do termopar como termômetro. Primeiro, para o termopar entrar em equilíbrio térmico com o ar aquecido dentro da seringa, é necessário tempo suficiente para ocorrer a transferência de calor. Esse tempo depende de características do ar, características geométricas do termopar e características físicas do termopar, além do gradiente de temperatura. Via de regra, quanto “menor” o termopar, mais rapidamente este entrará em equilíbrio térmico com o gás.

E como exposto anteriormente, o ideal é que o termômetro sendo utilizado tenha capacidade térmica muito menor do que a capacidade térmica do gás que está tendo sua temperatura aferida, caso contrário a temperatura final medida não será a temperatura real que o gás atingiria sem a presença do termômetro. Este é um dos fatores que implica na medição da temperatura final de 34°C, já que a ponta do termopar é um melhor condutor térmico em relação às paredes da seringa e à resina, e possui capacidade térmica  $c_{\text{termopar}} = 0,444 \text{ JK}^{-1} \text{ g}^{-1}$  que não pode ser desprezada.

De forma prática, o que acontece é que o ar é aquecido durante o processo de compressão adiabática, e para aferir a temperatura, o termopar recebe calor do gás e o sistema entra em equilíbrio térmico a uma temperatura  $T_e < T_f$ . Logo, se faz necessário estimar quanto calor está sendo absorvido pelo termopar. Esse fenômeno, chamado de *Thermal Shunting*, é devido ao termopar ter massa finita, muitas vezes maior do que a do gás sendo medido. Esse problema é mais comum em situações transientes, já que em sistemas onde a temperatura é monitorada constantemente, a temperatura do gás é governada por outros mecanismos e não somente uma mudança de estado “pontual”. Outra fonte de “perda” de calor são as paredes, o êmbolo e a resina, já que toda a vizinhança do gás tenderá a entrar em equilíbrio térmico. Porém, devido aos diferentes materiais e geometria complexa, é muito difícil estimar o impacto deste fator na temperatura.

Devido ao aquecimento do termopar para atingir a temperatura de equilíbrio, foi possível estimar, utilizando as equações (29) e (30), que o gás teve uma variação de aproximadamente na sua temperatura somente devido a presença do termopar, e absorveu cerca de Joules de calor. Ainda assim, a temperatura que deveria ter sido detectada passa dos 200°C, indicando que existem perdas significativas através da transferência de calor com as paredes, com o êmbolo e com a resina. De forma empírica, pode-se verificar que existe um aquecimento das paredes por meio do contato físico.



Foram identificados como problemas alguns fatores, como a dificuldade em comprimir o êmbolo até o determinado volume, comprimir o êmbolo rapidamente, ter um termopar que meça a temperatura rapidamente e ter uma seringa onde a perda de calor pelas paredes seja mínima.

## CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho o fenômeno de compressão adiabática foi abordado na sua forma teórica e experimental, com o objetivo de gerar um entendimento suficiente dos conceitos envolvidos para confeccionar equipamento laboratorial para a realização de experimentos neste contexto. Os achados experimentais divergiram dos valores esperados teoricamente por diversos fatores, os quais foram explicitados e por si só podem ser alvo de estudos. A temperatura final do ar esperada da teoria, no modelo dos gases ideais, foi estimada em  $T_f = 285^\circ\text{C}$ , sendo muito próxima do estimado para um modelo dos gases de Van der Waals. A temperatura final do ar medida foi de  $T_f = 34^\circ\text{C}$ . A variação da temperatura final do ar causada pela absorção de calor pelo termopar foi estimada em  $-80^\circ\text{C}$ , levando em consideração a massa estimada pelo tamanho da ponta do termopar e suas características físicas. Dado o contexto deste trabalho, o ponto principal a ser melhorado é a utilização de um termopar que tenha o mínimo impacto na temperatura do ar, a melhoria no isolamento térmico da seringa e a conclusão do suporte para auxiliar no processo mecânico de compressão.

## REFERÊNCIAS

BLUNDELL, Stephen J.; BLUNDELL, Katherine M. **Concepts in Thermal Physics**. 2. ed. New York: Oxford University, 2010.

BORGNAKKE, Claus; SONNTAG, Richard E. **Fundamentos da termodinâmica**. 8. ed. São Paulo: Blucher, 2013.

HALLIDAY, David; RESNICK, Robert; WALKER, Jearl. **Fundamentos de física**. 10. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2016. v. 2: Gravitação, Ondas e Termodinâmica.

KUMAR, Kiran S.; BABU, Aravind P.; PONMURUGAN, M. Van der Waal's gas equation for an adiabatic process and its Carnot engine efficiency. **ArXiv.org**, 2017.