

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI

FAKULTA PEDAGOGICKÁ

KATEDRA CHEMIE

**První a druhý termodynamický zákon a jejich aplikace v přípravě budoucích učitelů chemie**

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

**Eliška Krutinová**

*Chemie se zaměřením na vzdělávání*

Vedoucí práce: Mgr. Jitka Štrofová, Ph.D.

**Plzeň, 2022**

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci vypracovala samostatně  
s použitím uvedené literatury a zdrojů informací.

V Plzni, ..... 2022

.....

vlastnoruční podpis

RÁDA BYCH TÍMTO PODĚKOVALA PANÍ MGR. JITCE ŠTROFOVÉ ZA JEJÍ POMOC,  
CENNÉ RADY, POSKYTNUTÍ MATERIÁLU A OCHOTNOU SPOLUPRÁCI PŘI PSANÍ TÉTO  
BAKALÁŘSKÉ PRÁCE.

# OBSAH

1	ÚVOD.....	6
2	TEORETICKÁ ČÁST .....	7
2.1	TERMODYNAMIKA .....	7
2.2	PRVNÍ VĚTA TERMODYNAMICKÁ .....	7
2.2.1	Vnitřní energie .....	7
2.2.2	Matematická formulace první věty termodynamické .....	8
2.2.3	Entalpie .....	9
2.2.4	Tepelné kapacity .....	9
2.2.5	Výpočet tepla a práce z 1. Věty termodynamické .....	10
2.3	APLIKACE I. VĚTY TERMODYNAMICKÉ NA IDEÁLNÍ PLYN.....	11
2.3.1	Mayerův vztah .....	11
2.3.2	Adiabatický vratný děj a poissonovy rovnice.....	12
2.4	DRUHÁ VĚTA TERMODYNAMICKÁ .....	13
2.4.1	Tepelné stroje.....	13
2.4.2	Carnotův tepelný stroj.....	14
2.4.3	Carnotův stroj jako chladnička nebo tepelné čerpadlo .....	15
2.4.4	Slovní formulace druhé věty termodynamické .....	16
2.4.5	Matematická formulace druhé věty-entropie .....	16
2.4.6	Obecné důsledky druhé věty termodynamické .....	17
2.5	SPOJENÉ FORMULACE PRVNÍ A DRUHÉ VĚTY TERMODYNAMICKÉ.....	17
2.5.1	Helmholtzova a gibbsova energie .....	17
2.5.2	Gibbsovy rovnice .....	17
2.5.3	Maxwellovy vztahy.....	18
2.5.4	Závislost entropie na teplotě, objemu a tlaku .....	18
2.5.5	Vnitřní energie jako funkce teploty a objemu a entalpie jako funkce teploty a tlaku .....	19
2.6	ZMĚNY TERMODYNAMICKÝCH VELIČIN .....	19
2.6.1	Změna entropie s teplotou.....	19
2.6.2	Změna entropie s objemem.....	20
2.6.3	Změna entropie s tlakem.....	20

2.6.4	Změna vnitřní energie s teplotou a objemem.....	20
2.6.5	Změna entalpie s teplotou a tlakem .....	21
2.6.6	Změna Helmholtzovy energie s objemem a Gibbsovy energie s tlakem.....	21
2.6.7	Změny termodynamických veličin při vratných fázových přechodech.....	22
2.7	NEVRATNÉ DĚJE .....	23
2.7.1	Změny termodynamických veličin při míšení ideálních plynů .....	23
2.7.2	Nevratná adiabatická expanze.....	24
3	PRAKTICKÁ ČÁST .....	25
3.1	PRŮBĚŽNÉ TESTY .....	25
3.2	UČEBNICE CHEMIE PRO ZŠ A SŠ .....	41
3.3	VYBRANÉ TYPY ÚLOH PRO ZŠ A SŠ.....	41
3.4	DISKUZE .....	42
3.4.1	Průběžné testy .....	42
3.4.2	Učebnice ZŠ a SŠ .....	43
4	ZÁVĚR .....	44
	RESUMÉ.....	45
	SEZNAM LITERATURY .....	46
	SEZNAM OBRÁZKŮ.....	48
	SEZNAM TABULEK .....	50
	SEZNAM PŘÍLOH .....	51
	PŘÍLOHY .....	I

---

# 1 ÚVOD

První a druhý termodynamický zákon jsou východiskem vědního oboru nazývaného termodynamika, která se zabývá obecně vlastnostmi látek, výměnou ve formě tepla a práce během různých dějů a stavem termodynamické rovnováhy a podmínkami, jež tyto rovnováhy ovlivňují.

V bakalářské práci se zabývám problematikou prvního a druhého termodynamického zákona a z nich vyplývajících dalších vztahů. Termodynamika tvoří podstatnou část obsahu kurzu fyzikální chemie, který je součástí bakalářského studijního programu připravujícího budoucí učitele chemie.

Teoretická část je věnována vysvětlení základních termodynamických vztahů, které vycházejí z první a druhé věty termodynamické. Praktická část je z velké části věnována analýze výsledků studentů bakalářského studia chemie při řešení úloh z termodynamiky. V teoretické ani praktické části nejsou zařazeny kapitoly z termochemie, i když se jedná o část přímo související s aplikací první věty termodynamické, protože tato problematika byla již dříve zpracována jako samostatné téma bakalářské práce.<sup>1</sup>

## 2 TEORETICKÁ ČÁST

### 2.1 TERMODYNAMIKA

Termodynamika je vědní obor zabývající se výměnou energie mezi systémem a okolím během fyzikálních a chemických dějů. Studuje podmínky a jejich vliv na průběh dějů. Termodynamika je založena na postulátech, tzv. termodynamických zákonech či termodynamických větách.<sup>2</sup>

Nultá věta termodynamická postuluje existenci teploty a lze formulovat takto: Pokud mezi dvěma systémy, které jsou v kontaktu, nedochází k tepelnému toku, jsou tyto systémy v tepelné rovnováze, což znamená, že mají stejnou teplotu. Naprosto zásadní význam pro termodynamiku má první a druhá věta termodynamická a jejich spojená formulace. První věta termodynamická se zabývá změnou vnitřní energie systému, výměnou energie mezi systémem a okolím a formami energie. Druhá věta definuje entropii jako jednu z termodynamických veličin a třetí věta termodynamická odpovídá na otázku, jaká je entropie látky při teplotě absolutní nula.<sup>2</sup>

### 2.2 PRVNÍ VĚTA TERMODYNAMICKÁ

#### 2.2.1 VNITŘNÍ ENERGIE

Jak již bylo uvedeno, I. věta termodynamická se zabývá výměnou energie mezi systémem a okolím a změnami vnitřní energie, ke kterým v důsledku toho dochází. Vnitřní energie se značí  $U$  a jedná se o stavovou veličinu. To znamená, že je podmíněna vnitřním stavem systému, tudíž je závislá na složení, teplotě, tlaku a fázi, ve které se daný systém nachází. Vnitřní energie nezahrnuje kinetickou ani potenciální energii celku.<sup>2</sup> Rozdíl vnitřní energie  $\Delta U$  představuje rozdíl mezi vnitřní energií konečného  $U_2$  a počátečního stavu systému  $U_1$ .<sup>2</sup> Jednosložkový systém je z pohledu termodynamiky určen látkovým množstvím uvažované látky  $n$ , teplotou  $T$  a objemem  $V$ ,

$$U = U(n, T, V) \quad (1)$$

Vnitřní energie je extenzivní veličina, tudíž platí,

$$U = n U_m(T, V_m) \quad (2)$$

kde symbol  $U_m$  značí molární vnitřní energii. Pro směs platí,

$$U = n U_m(T, V_m, x^1, x^2, \dots) \quad (3)$$

kdy  $x_1, x_2$  značí molární zlomky složení směsí.<sup>2</sup>

### 2.2.2 MATEMATICKÁ FORMULACE PRVNÍ VĚTY TERMODYNAMICKÉ

Formulace I. věty termodynamické pro uzavřený systém, který si může s okolím vyměňovat pouze energii, nikoliv hmotu, lze zapsat v diferenciálním tvaru rovnicí

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (4)$$

kde  $\delta Q$  představuje částečný diferenciál tepla vyměněného s okolím a  $\delta W$  částečný diferenciál vyměněné práce, což znamená, že teplo a práce vyměněné mezi systémem a okolím při přechodu systému ze stavu A do stavu B závisí na počátečním a konečném stavu systému a zvolené cestě.<sup>2</sup>

Stejně tak můžeme I. větu termodynamickou zapsat v integrálním tvaru:

$$\Delta U = Q + W \quad (5)$$

Slovně ji můžeme formulovat takto: změna vnitřní energie v uzavřeném systému se rovná součtu energií procházejících hranicí systému v podobě tepla a práce.<sup>2,3,4</sup>

Budeme-li uvažovat pouze objemovou práci, která je definována vztahem

$$\delta W = -p_{\text{vn}} dV \quad (6)$$

a současně se omezíme na vratné děje (vnější tlak  $p_{\text{vn}}$  lze nahradit tlakem systému  $p$ ), můžeme první větu termodynamickou zapsat ve tvaru.<sup>2</sup>

$$dU = dQ - p dV \quad (7)$$

Z této rovnice můžeme odvodit vztah, který říká, že změna vnitřní energie daného uzavřeného systému, má stejnou hodnotu, jako teplo vyměněné s okolím při izochorickém ději.<sup>2</sup>

Mezi zásadní důsledky I. věty termodynamické patří tvrzení, že změna vnitřní energie izolovaného systému je nulová, protože izolovaný systém je takový systém, který si s okolím nevyměňuje ani hmotu, ani energii. Pokud uzavřený systém přijme z okolí teplo  $Q$  ( $Q > 0$ ), pak se zvýší vnitřní energie ( $\Delta U > 0$ ) nebo se teplo přemění na práci  $W < 0$  ( $\Delta U = 0$ ) případně se na práci přemění jen část tepla a zbylé teplo zvýší vnitřní energii daného systému.<sup>2</sup>

Z první věty termodynamické vyplývá, že nemůže být vyroben perpetuum mobile prvního druhu, tedy cyklicky pracující stroj, který přijímá méně tepla, nežli vykonává práci.<sup>2</sup> Pro cyklický děj platí vztah  $\Delta U = 0$ , kde je stejný počáteční i konečný stav systému, a proto platí



$$Q + W = 0 \quad (8)$$

### 2.2.3 ENTALPIE

Další stavovou veličinou je entalpie, kterou značíme symbolem  $H$  a definujeme ji vztahem

$$H = U + pV \quad (9)$$

Pokud systém vyměňuje s okolím pouze vratnou objemovou práci, zapíšeme vztah ve diferenciálním tvaru

$$dH = dU + d(pV) = \delta Q - pdV + pdV + Vdp = \delta Q + Vdp \quad (10)$$

Z předešlého vztahu vyplývá, že změna entalpie se rovná teplu vyměněného mezi systémem a okolím při izobarickém ději za předpokladu konání pouze objemové práce.<sup>2</sup>

$$\Delta H = Q \quad [p] \quad (11)$$

Entalpie je stejně jako vnitřní energie extenzivní veličinou, a proto pro homogenní systém platí

$$H = nH_m(T, p) \quad (12)$$

kde  $H_m$  značí molární entalpii.<sup>2</sup>

### 2.2.4 TEPELNÉ KAPACITY

Množství tepla, které je třeba dodat k ohřátí dané látky, udává tzv. tepelná kapacita  $C$ . Ta závisí na druhu látky, jejím množství a na tom, zda ohřev probíhá za konstantního tlaku či objemu.<sup>2</sup>

Tepelná kapacita představuje množství tepla potřebné ke zvýšení teploty dané látky o jeden kelvin. Čím bude tepelná kapacita vyšší, tím více tepla musíme dodat, aby se látka ohřála na požadovanou teplotu. Množství tepla potřebné k ohřátí látky za stálého tlaku udává izobarická tepelná kapacita značená  $C_p$  a její definice za předpokladu, že platí  $Q = \Delta H$ , je

$$C_p = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \quad (13)$$

Obdobně je definována izochorická tepelná kapacita značená  $C_v$ , která představuje množství tepla potřebné k ohřátí látky za stálého objemu. Pak za předpokladu  $Q = \Delta U$  lze použít vztah

$$C_v = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (14)$$

Jak již bylo uvedeno, tepelná kapacita závisí na množství látky, je to extenzivní veličina. Množství tepla potřebné na ohřátí 1 molu látky za daných podmínek je rovno molární tepelné kapacitě  $C_m$  a množství tepla potřebné k ohřátí 1 kg látky měrné tepelné kapacitě  $C_{sp}$ . Jednotkou měrné tepelné kapacity je  $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ .<sup>2</sup>

$$C_{pm} = \frac{c_p}{n} \quad (15)$$

$$C_{Vm} = \frac{c_v}{n} \quad (16)$$

## 2.2.5 VÝPOČET TEPLA A PRÁCE Z 1. VĚTY TERMODYNAMICKÉ

### 2.2.5.1 Izochorický děj

Při izochorickém ději systém nepřijímá ani nekoná objemovou práci

$$W_{obj} = 0 \quad [V] \quad (17)$$

Tudíž teplo, které systém vydává do okolí, jde na úkor vnitřní energie systému, a naopak teplo přijaté systémem vede ke zvýšení jeho vnitřní energie

$$Q_v = \Delta U \quad [V] \quad (18)$$

$$C_v = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_v \quad (19)$$

Ze vztahu (20) vyplývá, že na ohřátí  $n$  molů látky z teploty  $T_1$  na teplotu  $T_2$  za konstantního objemu  $V$  je nutno dodat teplo  $Q_v$

$$Q_v = \Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_v dT = n \int_{T_1}^{T_2} C_{Vm} dT \quad (20)$$

Sama tepelná kapacita závisí na teplotě  $C_m = C_m(T)$  a pro výpočet tepla je třeba ji znát.<sup>2,5</sup> Nejčastěji se tato závislost vyjadřuje vztahem

$$C_m = a + bT + cT^2 + \frac{d}{T^2} \quad (21)$$

kde  $a, b, c, d$  jsou koeficienty charakteristické pro každou látku.<sup>2</sup>

Teplo potřebné k ohřátí  $n$  mol látky z teploty  $T_1$  na  $T_2$  lze vypočítat dle následujícího vztahu:

$$Q = n \left[ a(T_2 - T_1) + \frac{b}{2}(T_2^2 - T_1^2) + \frac{c}{3}(T_2^3 - T_1^3) \right] \quad (22)$$

Zanedbáme-li závislost tepelné kapacity na teplotě (resp. koeficienty  $b, c, d$  budou rovny nule), zjednoduší se výpočet tepla za konstantního objemu  $Q_v$  na

$$Q_v = \Delta U = nC_{Vm}(T_2 - T_1) \quad (23)$$

### 2.2.5.2 Izotermický vratný děj

Je-li náplní systému ideální plyn, můžeme při izotermickém vratném ději zjistit objemovou práci z rovnice  $W = -nRT \ln(V_2/V_1)$ . Za konstantní teploty nezávisí vnitřní energie ideálního plynu na objemu systému.<sup>2</sup> Tudiž platí, že

$$\Delta U = 0 = Q + W = Q - nRT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad ([T], \text{id. plyn, vratný děj}) \quad (24)$$

Tudiž teplo vyměněné při izotermickém ději za předpokladu, že systém obsahuje ideální plyn

$$Q = nRT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (25)$$

### 2.2.5.3 Adiabatický děj

Adiabatický děj je takový děj, kdy systém nevyměňuje teplo s okolím. Z tohoto důvodu celková vykonaná práce ( $W < 0$ ) jde na úkor snížení vnitřní energie, zatímco práce dodaná do systému ( $W > 0$ ) zvyšuje jeho vnitřní energii.<sup>2</sup>

$$W = \Delta U \quad Q = 0 \quad [ad.] \quad (26)$$

## 2.3 APLIKACE I. VĚTY TERMODYNAMICKÉ NA IDEÁLNÍ PLYN

Vnitřní energie, entalpie a tepelné kapacity ideálního plynu závisí pouze na teplotě a látkovém množství, nikoliv nezávisí na objemu a tlaku.<sup>2</sup>

$$U = nU_m(T) \quad (\text{id. plyn}) \quad (27)$$

$$H = U + pV = U + nRT \Rightarrow H = nH_m(T) \quad (\text{id. plyn}) \quad (28)$$

### 2.3.1 MAYERŮV VZTAH

Závislost entalpie na teplotě získáme v prvním kroku derivací vztahu (28), dle teploty při konstantním tlaku,

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial(U+nRT)}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_p + nR \quad (29)$$

Porovnáme-li předchozí vztah se vztahy (13) a (14), dojdeme ke vztahu mezi tepelnou kapacitou za konstantního tlaku a tepelnou kapacitou za konstantního objemu.<sup>2</sup>

$$C_p = C_V + nR \quad (30)$$

$$C_{pm} = C_{Vm} + R \quad (\text{id. plyn}) \quad (31)$$

Rovnice (31) se označuje jako Mayerův vztah.<sup>2,4</sup>

Teplu, které je nutno dodat na ohřátí uzavřeného systému plynný systém z teploty  $T_1$  na teplotu  $T_2$  za konstantního tlaku, je vždy větší nežli teplo, které je nutno dodat ve stejném teplotním intervalu za konstantního objemu. Izobarický děj v uzavřeném systému při zvýšení teploty je doprovázen zvýšením objemu, proto část tepla dodaná do systému se využije na objemovou práci. V případě, kdy je systém tvořen ideálním plynem, odpovídá rozdíl mezi oběma tepelnými kapacitami hodnotě univerzální plynové konstanty  $R$  (31).<sup>2</sup>

### 2.3.2 ADIABATICKÝ VRATNÝ DĚJ A POISSONOVY ROVNICE

Adiabatické děje jsou využívány v mnoha chemických procesech v průmyslu (není potřeba přidávat a ani odebírat teplo), dále za ně můžeme považovat exploze (tj. rychlé děje), kde je rychlost uvolňujícího se tepla vyšší než rychlost tepla odváděného do okolí.<sup>2</sup>

Poissonovy rovnice lze odvodit ze vztahu mezi stavovými proměnnými  $p$ ,  $V$ ,  $T$  v uzavřeném systému za adiabatického děje.<sup>2</sup> Při adiabatickém ději platí

$$dU = \delta W \quad (32)$$

Jeli děj vratný a koná se pouze objemová práce

$$dU = -pdV \quad (33)$$

Dosadíme-li do (33) za tlak ze stavové rovnice ideálního plynu, bude

$$dU = -\frac{nRT}{V}dV \quad (34)$$

Z předešlých rovnic (14), (15) a (16) dostaneme  $dU = nC_{Vm}dT$  a spojením s (34), získáme

$$nC_{Vm}dT = -nRT \frac{dV}{V} \quad (35)$$

Řešením diferenciální rovnice (35) je následující vztah

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\kappa-1} \quad (36)$$

kde indexy 1 a 2 označují počáteční a konečný vztah a pro koeficient  $\kappa$  platí:

$$\kappa = \frac{c_{pm}}{c_{vm}} \quad (37)$$

Vztah označujeme jako Poissonovu rovnici, která při vratném adiabatickém ději udává vztah mezi objemem a teplotou.<sup>2,6</sup>

$$TV^{\kappa-1} = \text{konst} \quad (38)$$

Pokud do (38) dosadíme za  $T$  či  $V$  ze stavové rovnice ideálního plynu dopracujeme se ke dvěma dalším Poissonovým rovnicím

$$pV^{\kappa} = \text{konst} \quad (39)$$

$$Tp^{(1-\kappa)/\kappa} = \text{konst} \quad (40)$$

## 2.4 DRUHÁ VĚTA TERMODYNAMICKÁ

### 2.4.1 TEPELNÉ STROJE

Tepelné stroje přeměňují práci na teplo (tj. dříve rozdělení ohně třením dřívěk, míchadlo otáčené v kapalině s odporovým drátem) nebo teplo na práci. Tato přeměna však není tak snadno realizovatelná, ale izotermická expanze ideálního plynu však dokazuje, že uskutečnitelná je. Důvodem je skutečnost, že se při izotermickém ději vnitřní energie ideálního plynu nemění.<sup>2</sup> Z první termodynamické věty plyne

$$\Delta U = 0 \Rightarrow Q + W = 0 \Rightarrow W = -Q \quad ([T], \text{ideální plyn}) \quad (41)$$

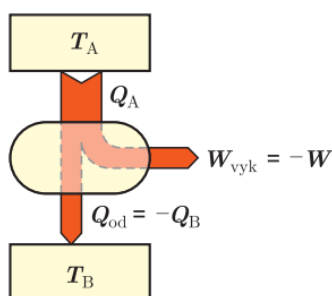
Přeměna tepla trvá tak dlouho, dokud se vnější tlak nevyrovná tlaku systému. Pokud bychom chtěli přeměnu opakovat, spotřebovali bychom stejnou práci, kterou jsme dosud získali. Z toho vyplývá, že není možné dosáhnout trvalé a nevratné přeměny, protože se může přeměna neustále opakovat.<sup>2</sup>

Tepelný stroj je zařízení, které cyklicky a pravidelně odebírá teplo  $Q_A$  z tepelného zásobníku o teplotě  $T_A$  následně přemění část tepla na práci  $W_{\text{vyk}}$ , nepřeměněnou část vrátí do zásobníku o nižší teplotě  $T_B$  a vrátí se do původního stavu. Účinnost tepelného stroje  $\eta$  lze definovat jako podíl vykonané práce a přijatého tepla.<sup>2</sup>

$$\eta = \frac{W_{\text{vyk}}}{Q_A} \quad (42)$$

Z první věty termodynamické vyplývá vztah pro tepelný stroj

$$\Delta U = Q_A + Q_B + W \quad (43)$$



Obr. 1: **Schéma tepelného stroje**,  $T_A$ ,  $T_B$  teplota teplejšího resp. chladnějšího zásobníku,  $Q_A$  – přijaté teplo,  $Q_{od}$  – odevzdané teplo,  $W_{\text{vyk}}$  – vykonaná práce. (převzato z literatury<sup>2</sup>)

Změna stavové veličiny je při cyklickém ději nulová, protože se systém vrací do původního stavu, a tudíž  $\Delta U = 0$

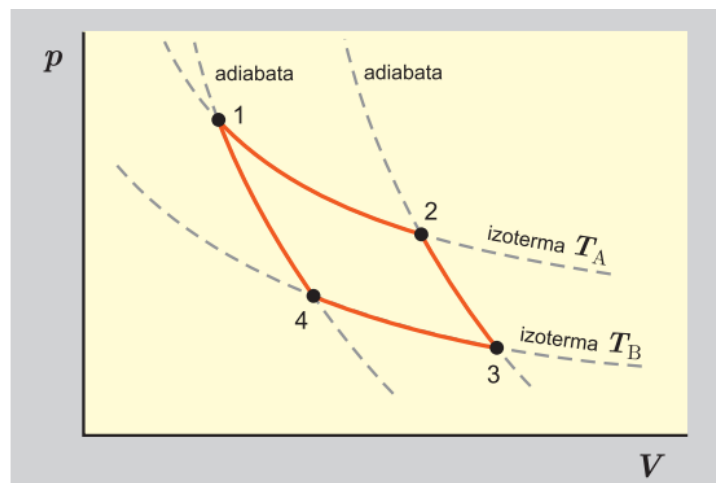
$$Q_A + Q_B + W = 0 \Rightarrow -W = Q_A + Q_B \quad (44)$$

$$\eta = \frac{-W}{Q_A} = \frac{Q_A + Q_B}{Q_A} \quad (45)$$

Odevzdané teplo  $Q_B$  má zápornou hodnotu, tudíž jmenovatel má vyšší hodnotu než čitatel, proto účinnost tepelného stroje je méně než jedna.<sup>2</sup>

#### 2.4.2 CARNOTŮV TEPELNÝ STROJ

V 19. století se zabýval známý francouzský inženýr Sadi Carnot účinností tepelných strojů, která byla zhruba 5 %. Zformuloval teoretický model tepelného stroje, na kterém zjistil, že účinnost tepelného stroje nesmí překročit danou mez. Proto účinnost tepelných strojů je menší či rovna účinnosti Carnotova stroje.<sup>2</sup>



Obr. 2 Carnotův cyklus v souřadnicích  $p, V$   
(převzato z literatury<sup>2</sup>)

Carnotův stroj je cyklicky pracující zařízení, které odebírá teplo z teplejšího zásobníku o teplotě  $T_A$  a následně odevzdává část tohoto tepla chladnějšímu zásobníku o teplotě  $T_B$ , kdy  $T_B < T_A$  (viz obr. 2). Teplota v zásobnících se při odebírání a odevzdávání tepla nemění. Uvnitř stroje je ideální plyn, jehož izochorická tepelná kapacita nezávisí na teplotě.<sup>2</sup> Carnotův stroj je tvořen čtyřmi ději (všechny děje jsou zachyceny viz obr.2):

- 1 → 2: izotermická vratná expanze
- 2 → 3: adiabatická vratná expanze
- 3 → 4: izotermická vratná komprese
- 4 → 1: adiabatická vratná komprese

Pro každý děj  $1 \rightarrow 2$  až  $4 \rightarrow 1$  je možné odvodit vztahy pro teplo a práci a z nich dosadit do vztahu (45).<sup>2,7</sup> Po úpravě dostaneme vztah

$$\eta = \frac{T_A - T_B}{T_A} \quad (46)$$

Účinnost Carnotova stroje závisí pouze na teplotách zásobníků a lze ji zvýšit pouze změnou teplot zásobníků. Pouze při  $T_B = 0 \text{ K}$  nebo při  $T_A = \infty \text{ K}$  se jedná o stoprocentní účinnost. Nelze však docílit teploty  $0 \text{ K}$  či nekonečné teploty.<sup>2,7</sup>

Při nevratném ději v Carnotově cyklu je nižší účinnost než ta, která vyplyne z předešlé rovnice

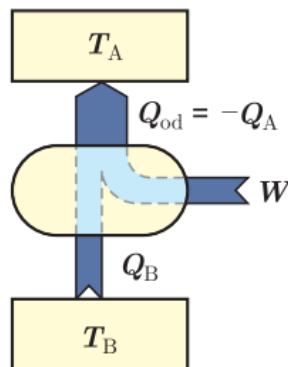
$$\eta < \frac{T_A - T_B}{T_A} \quad (\text{nevratný děj}) \quad (47)$$

Carnotův tepelný stroj pracuje nejvýkonněji pouze dle vztahu (46). Jeho výkonost nelze nijak zvýšit či upravit. Pokud bychom nějak změnili podmínky bylo by to v rozporu s druhou termodynamickou větou.<sup>2,7</sup>

### 2.4.3 CARNOTŮV STROJ JAKO CHLADNIČKA NEBO TEPELNÉ ČERPADLO

Stroj pracuje na principu odebírání tepla z chladnějšího zásobníku a následnému odevzdávání tepla teplejšímu zásobníku. Do stroje musí být dodávána práce, protože děj neprobíhá samovolně. Děje jsou stejné jako v Carnotově stroji, ale celý cyklus má obrácený směr.<sup>2</sup> Místo účinnosti se v případě obráceného Carnotova cyklu zavádí hospodárnost  $\beta$

$$\beta = \frac{Q_B}{W} = \frac{T_B}{T_A - T_B} \quad (48)$$

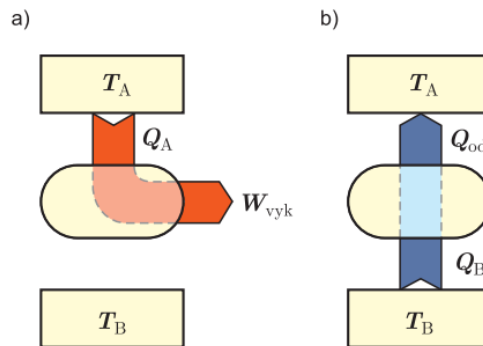


Obr. 3: Schéma Carnotova stroje  $T_A, T_B$  pracující jako chladicí stroj, který odebírá z chladnějšího zásobníku a odevzdává jej teplejšímu zásobníku,  $Q_B$  – přijaté teplo,  $Q_{od}$  – odevzdané teplo,  $W$  – práce z okolí (převzato z literatury<sup>2</sup>)

Hospodárnost má často větší hodnotu než 1 na rozdíl od účinnosti. Obrácený Carnotův stroj se využívá jako chladicí zařízení nebo tepelné čerpadlo. Chladicí zařízení (tj. chladničky, klimatizace, či mrazicí boxy) ochlazují studený zásobník, zatímco tepelné čerpadlo ohřívá teplejší zásobník. Tepelná čerpadla jsou hospodárnější např. při ohřívání budovy než při přeměně stejného množství práce na teplo za využití dodané práce a převedeného tepla.<sup>2,7</sup>

#### 2.4.4 SLOVNÍ FORMULACE DRUHÉ VĚTY TERMODYNAMICKÉ

Carnotův teorém: Tepelné stroje pracující vratně mezi stejnými tepelnými zásobníky a mají stejnou účinnost bez vlivu pracovní náplně. Carnot si představoval, že teplo je hmota, která teče z teplejšího tělesa na chladnější, ale i když jeho představy byly brány jako chybné, tak se jeho formulace ukázaly pravdivé.<sup>2</sup>



Obr. 4: **Princip druhé věty termodynamické**, a) Thomsonův princip, b) Clausiův princip (převzato z literatury<sup>2</sup>)

Thomsonův princip: Nelze sestrojít takový cyklický pracující stroj, který by byl schopen plně převádět teplo na práci (viz obr 4a).<sup>2</sup>

Clausiusův princip: Nelze sestrojít cyklický pracující stroj, který by byl schopen pouze převádět teplo z chladnějšího tělesa na teplejší těleso. Příkladem aplikace tohoto principu je chladnička, která nedokáže pracovat bez přívodu energie (viz obr 4b).<sup>2</sup>

#### 2.4.5 MATEMATICKÁ FORMULACE DRUHÉ VĚTY-ENTROPIE

Entropie se značí symbolem  $S$  platí pro ni:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (\text{vratný děj}) \quad (49)$$

$$dS > \frac{dQ}{T} \quad (\text{nevratný děj}) \quad (50)$$

Tyto rovnice matematicky formulují druhou termodynamickou větu. Při adiabatickém ději platí  $dQ = 0$ , což znamená, že vztah (49) a (50) přejde na



$$dS \geq 0 \quad [\text{ad.}] \quad (51)$$

Entropie v izolované soustavě vždy roste, obzvláště při nevratných procesech. Následně se systém po určité době dostane do termodynamické rovnováhy a entropie již nebude dále růst, protože nabyde za daných podmínek maximální možné hodnoty.<sup>2</sup>

#### 2.4.6 OBECNÉ DŮSLEDKY DRUHÉ VĚTY TERMODYNAMICKÉ

Entropie bývá také charakterizována jako míra neuspořádanosti (chaosu) systému. Entropie při nevratných procesech roste kvůli přechodu od pořádku k chaosu v adiabatické soustavě (např. výbuchy sopek). Člověk svou prací lokálně zvyšuje míru uspořádanosti a tím snižuje svou entropii, ale zvyšuje ji pro okolí. Celková změna těchto hodnot systému a jeho okolí je však kladná.<sup>2</sup>

Dalším důsledkem je nemožnost sestrojení perpetua mobile druhého druhu, což je hypotetické, cyklicky pracující zařízení, které odebírá teplo z tepelného zásobníku a přeměňuje ho na práci. Tento druh perpetua nijak nenarušuje zákon zachování energie oproti prvnímu druhu, ale odporuje druhé větě termodynamické, přesněji Thomsonovu principu. Údajně by tento druhý typ poskytl lidem dlouhodobý a ekologický zdroj energie, kde by lidé nemuseli řešit problémy s jedovatými plyny a radioaktivním odpadem.<sup>2</sup>

### 2.5 SPOJENÉ FORMULACE PRVNÍ A DRUHÉ VĚTY TERMODYNAMICKÉ

#### 2.5.1 HELMHOLTZOVA A GIBBSOVA ENERGIE

Helmholtzova energie se značí symbolem  $F$  a je definována vztahem (52), kde  $U$  značí vnitřní energii,  $T$  termodynamickou teplotu a  $S$  entropii.<sup>2</sup>

$$F = U - TS \quad (52)$$

Gibbsova energie se značí symbolem  $G$  a je definována vztahem (53), kde  $H$  značí entalpii

$$G = H - TS \quad (53)$$

Z těchto dvou definic a s použitím vztahu (9) lze odvodit vztah

$$G = F + pV \quad (54)$$

#### 2.5.2 GIBBSOVY ROVNICE

V této kapitole uvažuji pouze uzavřený a homogenní systém, který obsahuje čistou látku či směs, jejíž složení se nemění. Jednoduchý systém vyměňuje objemovou

práci a teplo s okolím a současně jsou všechny děje vratné.<sup>2</sup>

V Gibbsově rovnici je výhodou, že jsou zde pouze stavové veličiny oproti první větě termodynamické. Gibbsovu rovnici pro vnitřní energii získáme dosazením definičního vztahu pro objemovou práci do první věty termodynamické za diferenciál práce a následně místo  $\delta Q$  dosadíme z druhé věty termodynamické  $dS = \delta Q/T$

$$dU = \delta Q - pdV \quad (55)$$

$$dU = TdS - pdV \quad (56)$$

Vztah (56) se označuje jako spojená formulace I. a II. věty termodynamické. Dále odvodíme Gibbsovu rovnici pro entalpii ze vztahů (9), (10).<sup>2</sup>

Za  $dU$  dosadíme  $dU = TdS - pdV$  a dostaneme Gibbsovu rovnici pro entalpii

$$dH = TdS + Vdp \quad (57)$$

Výsledné rovnice pro Helmholtzovu a Gibbsovu energii získáme podobným způsobem

$$dF = -SdT - pdV \quad (58)$$

$$dG = -SdT + Vdp \quad (59)$$

### 2.5.3 MAXWELLOVY VZTAHY

Na základě tzv. Maxwellových vztahů, které vycházejí z vlastností totálního diferenciálu, je možné z Gibbsových rovnic odvodit řadu pro termodynamiku důležitých vztahů.<sup>2</sup>

Pro příklad uvádím Maxwellův vztah pro rovnici  $dU = TdS - pdV$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V \quad (60)$$

Další odvozené vztahy

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T \quad (61)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T \quad (62)$$

### 2.5.4 ZÁVISLOST ENTROPIE NA TEPLOTĚ, OBJEMU A TLAKU

Totální diferenciál entropie jako funkce teploty a objemu,  $S = S(T, V)$ , je

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T dV \quad (63)$$

Tento vztah na pravé straně nahradíme výrazy, které lze změřit (tj. teplota, tlak, objem a tepelné kapacity).<sup>2</sup>

Nejprve z rovnice  $dU = TdS - pdV$  dostaneme

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V \quad (64)$$

Derivací levé strany je izochorická tepelná kapacita, která dále udává vztah

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = \frac{c_V}{T} \quad (65)$$

Do vztahu (63) dosadíme (65) a místo  $\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T$  použijeme Maxwellův vztah (61) získáme tuto rovnici pro diferenciál entropie

$$dS = \frac{c_V}{T} dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV \quad (66)$$

Podobně lze odvodit i vztah pro entropii jako funkci tlaku a teploty.<sup>2</sup>

$$dS = \frac{c_p}{T} dT - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P dp \quad (67)$$

### 2.5.5 VNITŘNÍ ENERGIE JAKO FUNKCE TEPLoty A OBJEMU A ENTALPIE JAKO FUNKCE TEPLoty A TLAKU

Do rovnice pro vnitřní energii (56) dosadíme za  $dS$  z rovnice (66) a dostaneme

$$dU = c_V dT + \left[ T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p \right] dV \quad (68)$$

Na pravé straně jsou pouze veličiny, které lze změřit. Po úpravě vznikne vztah

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p \quad (69)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \quad (70)$$

## 2.6 ZMĚNY TERMODYNAMICKÝCH VELIČIN

### 2.6.1 ZMĚNA ENTROPIE S TEPLotOU

Z předešlé rovnice (66) vplyne

$$dS = \frac{c_V}{T} dT \quad [V] \quad (71)$$

Při změně z teploty  $T_1$  na  $T_2$  za konstantního objemu dojde ke změně entropie, kterou je možné vyjádřit

$$\Delta S \equiv S(T_2, V) - S(T_1, V) = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_V}{T} dT \quad [V] \quad (72)$$

Entropie se zvyšuje s rostoucí teplotou z důvodu zvyšování neuspořádanosti systému.<sup>2</sup>

Z rovnice (83) získáme vztah pro změnu entropie za konstantního tlaku

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_p}{T} dT \quad [p] \quad (73)$$

Pokud tepelná kapacita není závislá na teplotě, pak platí

$$\Delta S = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} \quad [p, C_p] \quad (74)$$

### 2.6.2 ZMĚNA ENTROPIE S OBJEMEM

Při konstantní teplotě rovnici (66) zjednodušíme a použijeme ji v rovnici pro změnu entropie při změně objemu  $V_1$  na  $V_2$  za konstantní teploty

$$\Delta S \equiv S(T, V_2) - S(T, V_1) = \int_{V_1}^{V_2} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dV \quad [T] \quad (75)$$

Za předpokladu, že systém je tvořen ideálním plynem, lze do rovnice (75) dosadit ze stavové rovnice ideálního plynu. Výsledný vztah (76) vyjadřuje změnu entropie ideálního plynu v závislosti na tlaku za konstantní teploty.<sup>2</sup>

$$\Delta S = nR \ln \frac{V_2}{V_1} \quad ([T], \text{ideální plyn}) \quad (76)$$

S rostoucím objemem roste i entropie.<sup>2</sup>

### 2.6.3 ZMĚNA ENTROPIE S TLAKEM

Z rovnice (67) za konstantní teploty za konstantní teploty vyplývá následující vztah

$$dS = - \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp \quad [T] \quad (77)$$

Změnu entropie z tlaku  $p_1$  na  $p_2$  lze vyjádřit

$$\Delta S \equiv S(T, p_2) - S(T, p_1) = - \int_{p_1}^{p_2} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp \quad [T] \quad (78)$$

Za předpokladu platnosti stavové rovnice ideálního plynu získáme ze vztahu (78) následující vztah pro změnu entropie ideálního plynu za konstantní teploty. Entropie ideálního plynu s rostoucím tlakem klesá.<sup>2</sup>

$$\Delta S = -nR \ln \frac{p_2}{p_1} \quad ([T], \text{ideální plyn}) \quad (79)$$

### 2.6.4 ZMĚNA VNITŘNÍ ENERGIE S TEPLOTOU A OBJEMEM

Pro změnu vnitřní energie s objemem za konstantní teploty je třeba vycházet z rovnice (68)

$$dU = \left[ T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p \right] dV \quad [T] \quad (80)$$

Integrovaný tvar pak je

$$\Delta U \equiv U(T, V_2) - U(T, V_1) = \int_{V_1}^{V_2} \left[ T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p \right] dV \quad [T] \quad (81)$$

Ze stavové rovnice ideálního plynu vyplývá

$$T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = T \frac{nR}{V} = p \quad (82)$$

Po dosazení do (81) bude  $\Delta U = 0$ , tudíž vnitřní energie ideálního plynu není závislá na objemu.<sup>2</sup>

### 2.6.5 ZMĚNA ENTALPIE S TEPLOTOU A TLAKEM

Budeme-li entalpii uvažovat jako funkci teploty a tlaku, pak s využitím vztahu (70) získáme

$$dH = C_p dT + \left[ V - T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad (83)$$

Pokud je konstantní tlak i tepelná kapacita bude pro změnu entalpie s teplotou platit:

$$dH = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT \quad (84)$$

Bude-li tepelná kapacita nezávislá na teplotě, zjednoduší se vztah (84) na

$$\Delta H = C_p (T_2 - T_1) \quad [p, C_p] \quad (85)$$

Pro změnu entalpie s tlakem za stálé teplotě plyne ze (83) a (70) tento vztah

$$dH = \left[ V - T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad [T] \quad (86)$$

Jeho integrovaný tvar je

$$\Delta H \equiv H(T, p_2) - H(T, p_1) = \int_{p_1}^{p_2} \left[ V - T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad [T] \quad (87)$$

Za předpokladu platnosti stavové rovnice ideálního plynu ze vztahu (87) vyplývá

$$V - T \frac{nR}{p} = 0 \quad (88)$$

Po dosazení do vztahu (87) bude  $\Delta H = 0$ . To znamená, že entalpie ideálního plynu nezávisí na tlaku.<sup>2</sup>

### 2.6.6 ZMĚNA HELMHOLTZOVY ENERGIE S OBJEMEM A GIBBSOVY ENERGIE S TLAKEM

Pro změnu Helmholtzovy energie s objemem za konstantní teploty plyne z rovnice (58)

$$dF = -pdV \Rightarrow \Delta F \equiv F(T, V_2) - F(T, V_1) = - \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad [T] \quad (89)$$

Pro plyn platí vztah

$$\Delta F = nRT \ln \frac{V_1 - b}{V_2 - b} - n^2 a \left( \frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right) \quad ([T], \text{van der Waalsův plyn}) \quad (90)$$

Pro změnu Gibbsovy energie s tlakem za konstantní teploty plyne z rovnice (59).<sup>2</sup>

$$dG = V dp \quad \Rightarrow \quad \Delta G \equiv G(T, p_2) - G(T, p_1) = \int_{p_1}^{p_2} V dp \quad [T] \quad (91)$$

V případě ideálního plynu pak platí

$$\Delta G = nRT \ln \frac{p_2}{p_1} \quad ([T], \text{ideální plyn}) \quad (92)$$

### 2.6.7 ZMĚNY TERMODYNAMICKÝCH VELIČIN PŘI VRATNÝCH FÁZOVÝCH PŘECHODECH

Vratné fázové přechody (var, tání, ...) se dějí pouze za konstantní teploty a tlaku. Dostupná jsou experimentálně zjištěná data pro změnu entalpie  $\Delta H$  a změnu objemu  $\Delta V$ , ke kterým při těchto dějích dochází.<sup>2,8</sup>

Pro změnu entropie při vratném fázovém přechodu a za konstantní teploty platí vztah

$$\Delta S = \frac{1}{T} \int dQ = \frac{Q}{T} \quad ([T], \text{vratný fázový přechod}) \quad (93)$$

Změna entalpie se za konstantního tlaku rovná vyměněnému teplu, pak lze změnu entropie při vratném fázovém přechodu vyjádřit vztahem

$$\Delta S = \frac{\Delta H}{T} \quad ([T, p], \text{vratný fázový přechod}) \quad (94)$$

kde  $\Delta H$  představuje entalpii příslušného fázového přechodu, např. entalpie tání, výparná entalpie, sublimační entalpie apod.,  $T$  je teplota, při které k danému fázovému přechodu dochází – např. teplota tání, teplota varu, teplota sublimace.<sup>2</sup>

Ze vztahu (9) je možné odvodit následující vztah pro změnu vnitřní energie při vratných fázových přechodech.<sup>2</sup>

$$\Delta U = \Delta H - \Delta(p, V) = \Delta H - p\Delta V \quad [p] \quad (95)$$

Z předešlých vztahů (52) a (94) vyplývá, že se Gibbsova energie při vratných fázových přechodech nemění

$$\Delta G = 0 \quad ([p, T], \text{vratný fázový přechod}) \quad (96)$$

Podobně pro Helmholtzovu energii lze na základě vztahu (54) zjistit, jak se při vratném fázovém přechodu odvodit následující

$$\Delta F = \Delta G - \Delta(pV) = -p\Delta V \quad [T, p] \quad (97)$$

## 2.7 NEVRATNÉ DĚJE

Doposud byly uvedeny vztahy pro vratné děje, ačkoli v přírodě častěji probíhají nevratné děje (např. míšení látek).

### 2.7.1 ZMĚNY TERMODYNAMICKÝCH VELIČIN PŘI MÍŠENÍ IDEÁLNÍCH PLYNŮ

Při výpočtech změn termodynamických veličin při nevratných dějích nelze použít přímo vztahy odvozené v předchozích kapitolách pro vratné děje. Protože ale změna termodynamické veličiny závisí pouze na počátečním a konečném stavu, nikoliv na cestě, je možné vhodnou volbou cesty nahradit vztah vratným dějem z výchozího stavu (tj. čisté látky za daného tlaku a teploty) do stavu konečného (tj. směsi za daného tlaku, teploty a známého složení).<sup>2</sup>

Příkladem takového postupu může být odvození vztahu pro změnu entropie při smíchání dvou ideálních plynů A, B. Na začátku budou oba plyny v separátních částech nádoby, které budou oddělené přepážkou. Jedna část nádoby o objemu  $V_A$  bude obsahovat  $n_A$  molů ideálního plynu A, druhá část o objemu  $V_B$  bude obsahovat  $n_B$  molů ideálního plynu B. Oba plyny mají stejnou teplotu  $T$  a tlak  $p$ . Po odstranění přepážky se oba plyny promíchají, jejich teplota a tlak se nezmění. Po určité době oba plyny vyplní celý objem nádoby  $V$ , pro který platí  $V=V_A+V_B$ .<sup>2</sup> Celý proces můžeme rozdělit na dva hlavní děje:

- 1) Vratná expanze plynu A z objemu  $V_A$  na konečný objem  $V$
- 2) Vratná expanze plynu B z objemu  $V_B$  na konečný objem  $V$

Při změně entropie s objemem pracujeme se vztahem (93), který upravíme pro tento případ

$$\Delta S_A = n_A R \ln \frac{V}{V_A} \quad \Delta S_B = n_B R \ln \frac{V}{V_B} \quad ([T], \text{ideální plyn}) \quad (98)$$

Zároveň platí, že

$$V_A = \frac{n_A RT}{p} \quad V_B = \frac{n_B RT}{p} \quad V = \frac{(n_A + n_B) RT}{p} = \frac{n RT}{p} \quad (99)$$

Nahradíme-li objemy v rovnici (98) vztahy ze (99), získáme následující vztahy pro změnu entropie každého plynu.<sup>2</sup>

$$\Delta S_A = n_A R \ln \frac{n}{n_A} \quad \Delta S_B = n_B R \ln \frac{n}{n_B} \quad ([T], \text{ideální plyn}) \quad (100)$$

Celková změna entropie bude rovna součtu změn entropií obou plynů bude představovat tzv. směšovací entropii

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_B = -n_A R \ln x_A - n_B R \ln x_B \quad ([T, p], \text{ideální plyn}) \quad (101)$$

kde molární zlomky  $x_A, x_B$  představují obsah jednotlivých plynů v dané směsi.<sup>2</sup>

Směšovací entropie směsi ideálních plynů závisí pouze na složení dané směsi, nikoliv na tlaku a teplotě. Rovnici (101) můžeme zobecnit na  $k$ -složkovou směs ideálních plynů a v případě, že budeme uvažovat 1 mol této směsi, získáme vztah pro molární směšovací entropii.<sup>2</sup>

$$\Delta S_m = -R \sum_{i=1}^k x_i \ln x_i \quad (102)$$

Pro směšovací vnitřní energii a směšovací entalpii platí, že jsou nulové, protože nejsou závislé na objemu.<sup>2</sup> Vztahy (52), (53) a (101) použijeme při odvození směšovací Gibbsovy (104) a Helmholtzovy energie (103)

$$\Delta F_m = \Delta U_m - T \Delta S_m = RT(x_A \ln x_A + x_B \ln x_B) \quad ([T, p], \text{ideální plyn}) \quad (103)$$

$$\Delta G_m = RT(x_A \ln x_A + x_B \ln x_B) \quad ([T, p], \text{ideální plyn}) \quad (104)$$

### 2.7.2 NEVRATNÁ ADIABATICKÁ EXPANZE

Zde uvádím příklad nevratné adiabatické expanze ideálního plynu se stálými tepelnými kapacitami, kde  $T_A$  značíme teplotu výchozího stavu o tlaku  $p_A$  a  $T_B$  je teplota konečného stavu o tlaku  $p_B$ .<sup>2</sup> Změna vnitřní energie, entropie a entalpie je dána těmito vztahy

$$\Delta U = C_V(T_B - T_A), \quad \Delta H = C_p(T_B - T_A), \quad \Delta S = C_p \ln \frac{T_B}{T_A} - nR \ln \frac{p_B}{p_A} \quad (105)$$

Práci lze vypočítat několika způsoby. Jedná-li se o adiabatický děj, je práce rovna vnitřní energii.<sup>2</sup>

$$W = \Delta U \quad W = - \int_{V_A}^{V_B} p_{vn} dV = -p_B(V_B - V_A) \quad (5)$$



### 3 PRAKTICKÁ ČÁST

První a druhý termodynamický zákon se vyučuje v rámci předmětu Fyzikální chemie, který studenti absolvují ve čtvrtém semestru bakalářského studijního programu Chemie se zaměřením na vzdělávání. Obsahem tohoto předmětu je dále např. stavové chování plynů a kapalin, fázové a chemické rovnováhy, elektrochemie a chemická kinetika.

Tato část bakalářské práce je zaměřena na problematiku prvního a druhého termodynamického zákona a jejich využití při řešení úloh z termodynamiky. Úlohy jsou řešeny při přednáškách, ale především během seminářů. Po procvičení úloh z dané oblasti mohou studenti prokázat schopnost aplikovat získané vědomosti a dovednosti při řešení jednotlivých typů úloh v průběhu celého semestru.

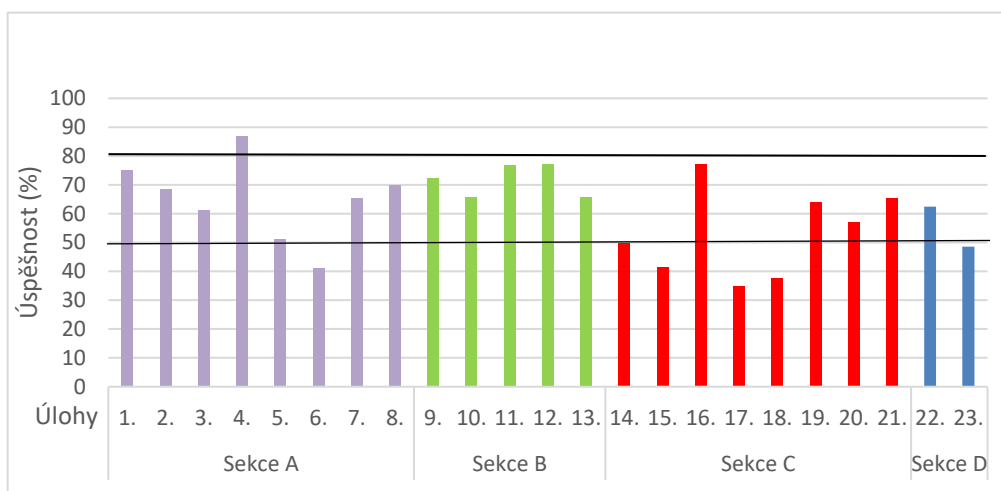
Analýza dat byla provedena z průběžných testů od roku 2007 do roku 2019, celkem bylo analyzováno 424 testů od 219 studentů. Byly analyzovány pouze úlohy spojené s prvním a druhým termodynamickým zákonem s výjimkou úloh z termochemie, jejichž analýza byla tématem jiné bakalářské práce.<sup>1</sup>

#### 3.1 PRŮBĚŽNÉ TESTY

V předmětu Fyzikální chemie studenti prokazují své znalosti získané při přednáškách a seminářích formou 9-10 průběžných testů za semestr. Každý test obsahuje 1 nebo 2 úlohy. Pro získání zápočtu musí studenti průběžně nasbírat minimálně na 50 % z celkového počtu bodů za semestr. Pokud dosáhnou minimálně 80% hranice, je jim prominuta písemná část zkoušky. V průběžných testech zaměřených na termodynamické zákony byly za sledované období zařazeny celkem 23 úlohy, které lze podle jejich zaměření zařadit do čtyř sekcí A – D.

Tabulka 1 **Celková úspěšnost jednotlivých úloh**

<b>Úloha</b>	<b>Celkový možný počet bodů</b>	<b>Získaný počet bodů</b>	<b>Úspěšnost</b>
<b>1.</b>	3 200	2 400	<b>75 %</b>
<b>2.</b>	3 600	2 471	<b>68,6 %</b>
<b>3.</b>	2 700	1 655	<b>61,3 %</b>
<b>4.</b>	3 500	3 048	<b>87 %</b>
<b>5.</b>	1 100	565	<b>51,3 %</b>
<b>6.</b>	2 000	825	<b>41,25 %</b>
<b>7.</b>	1 000	655	<b>65,5 %</b>
<b>8.</b>	1 500	1 050	<b>70 %</b>
<b>9.</b>	2 400	1 734	<b>72,25 %</b>
<b>10.</b>	1 570	1 033	<b>65,79 %</b>
<b>11.</b>	2 000	1 538	<b>76,9 %</b>
<b>12.</b>	3 200	2 470	<b>77,18 %</b>
<b>13.</b>	900	590	<b>65,55 %</b>
<b>14.</b>	2 200	1 094	<b>49,72 %</b>
<b>15.</b>	1 000	415	<b>41,5 %</b>
<b>16.</b>	1 100	848	<b>77,09 %</b>
<b>17.</b>	400	140	<b>35 %</b>
<b>18.</b>	385	145	<b>37,66 %</b>
<b>19.</b>	3 600	2 300	<b>63,88 %</b>
<b>20.</b>	850	485	<b>57 %</b>
<b>21.</b>	1 000	655	<b>65,5 %</b>
<b>22.</b>	2 110	1 317	<b>62,41 %</b>
<b>23.</b>	315	153	<b>48,57 %</b>



Obr. 5.: Celková úspěšnost studentů při řešení jednotlivých úloh

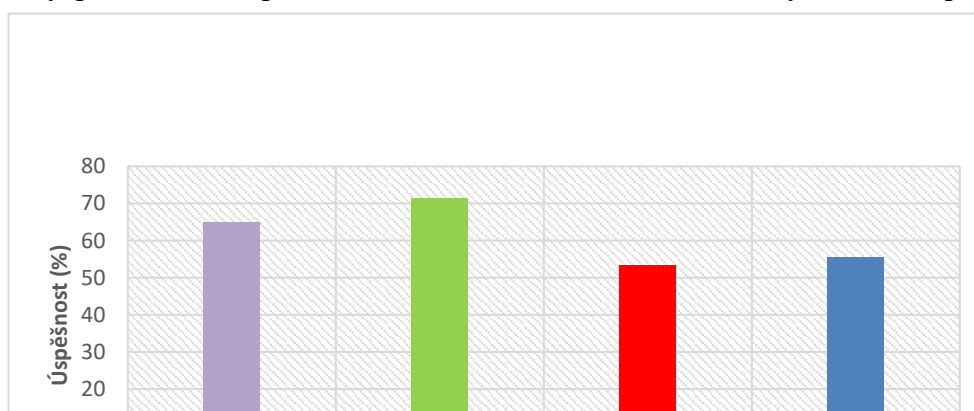
Sekce A – výpočet tepla, práce, změny vnitřní energie a změny entalpie za různých podmínek (děj adiabatický, izobarický, izotermický) – úloha č. 1-8

Sekce B – výpočet tepla, změny vnitřní energie, změny entalpie a změny entropie za různých podmínek (děj adiabatický, izobarický, izotermický) – úloha č. 9-13

Sekce C – výpočet změny entalpie a změny entropie s teplotou a při vratných fázových přechodech-úloha č. 14-21

Sekce D – výpočet změny molární entalpie, změny molární entropie a změny molární Gibbsovy energie směsi ideálních plynů– úloha č. 22, 23

Studenti byli nejúspěšnější při řešení 4. úlohy, kde získali 87 % bodů. Nejméně úspěšní byli v úloze č. 17, kde naopak získali pouhých 35 %. V sekci A studenti splnili podmínky pro získání zápočtu téměř ve všech úloh, kromě úlohy č. 6, kde průměrně

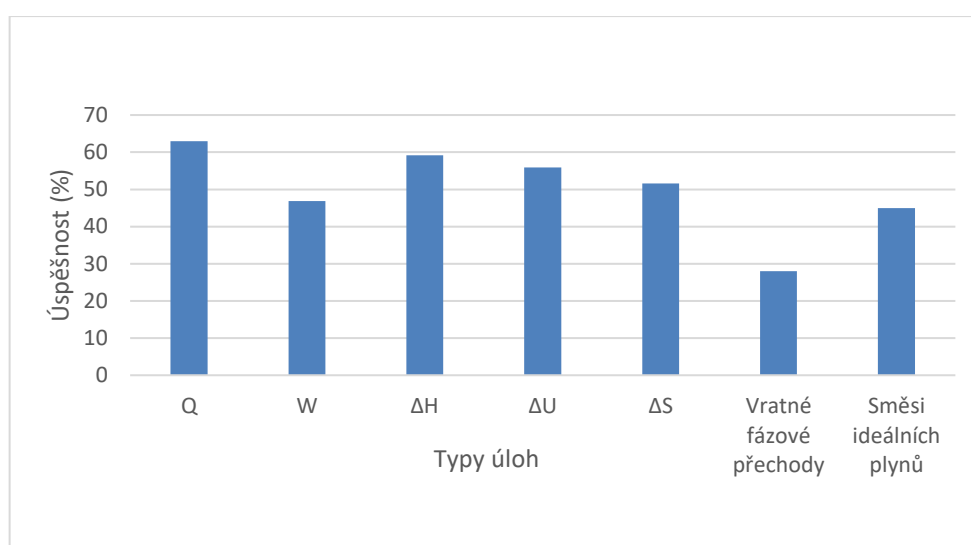


Obr. 6: Celková úspěšnost řešení úloh podle sekcí

Sekce A –  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$ ,  $\Delta H$ ; sekce B –  $Q$ ,  $\Delta U$ ,  $\Delta H$ ,  $\Delta S$ ; sekce C –  $\Delta H$  a  $\Delta S$  s teplotou a při vratných fázových přechodech; sekce D –  $\Delta H$  a  $\Delta G$  u směsi ideálních plynů

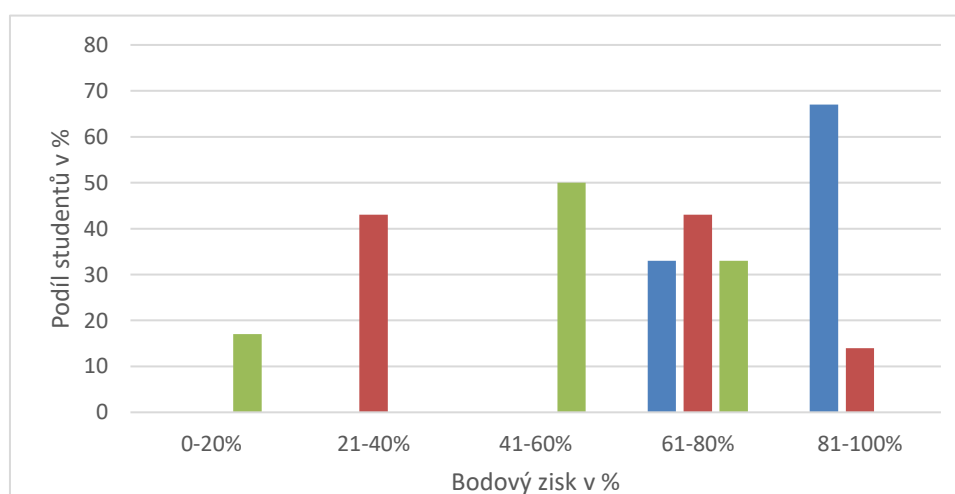
získali 41 %. V sekci B studenti splnili podmínky pro získání zápočtu. V sekci C studenti úspěšně absolvovali pouze polovinu úloh, úlohu č.16, 19, 20, 21. V sekci D studenti splnili spodní hranici 50 % v úloze č. 22, zatímco při řešení úlohy č. 23 studenti získali 49 % bodů (viz obr.5 a tabulka 1).

V jednotlivých sekcích studenti dosáhli minimální hodnoty 50 %. Průměrné hodnoty v sekcích nejsou příliš odlišné. Nejvíce úspěšní byli studenti v sekci B, kde dosáhli průměrné hodnoty 72 %, zatímco v sekci C dosáhli pouze 53 %, což je nejnižší hodnota ze všech sekcí. Pouze v sekci B studenti u všech úloh překročili hranici 50 % (viz obr.6).



Obr. 7: Úspěšnost řešení jednotlivých typů výpočtů

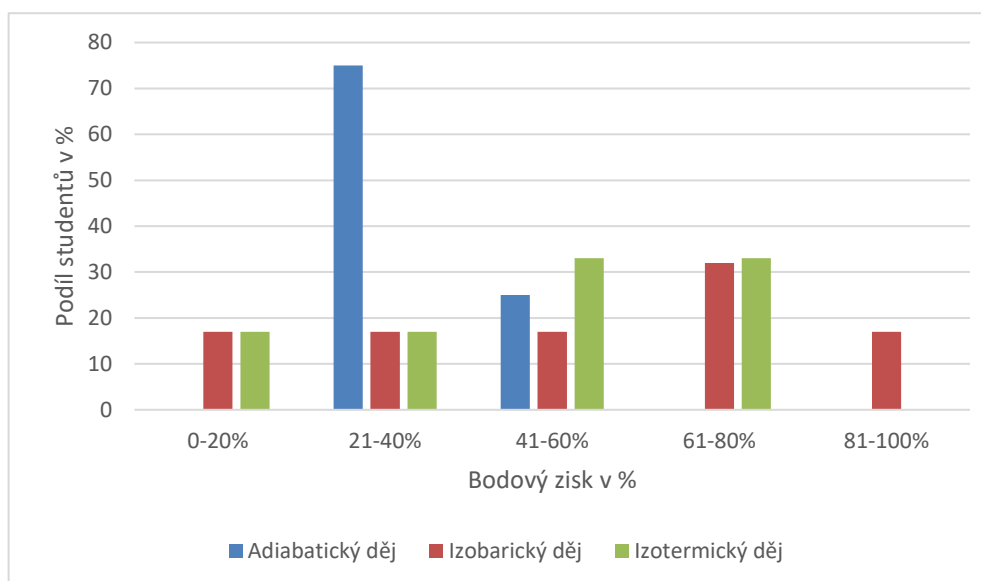
Výpočet tepla úspěšně zvládlo v průměru 63 % studentů, kteří dosáhli minimální hranice 50 % téměř u všech úloh pro daný typ výpočtu. Mezi další úspěšně řešené typy



Obr. 8: Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu tepla za různých dějů

výpočtů dle obr. 8 lze zařadit výpočet entalpie, entropie a vnitřní energie, kde bylo dosaženo též minimální hranice 50 %. Zatímco u výpočtu práce, směsi ideálních plynů a vratných fázových přechodů studenti průměrně nedosáhli požadované minimální hranice. Nejméně úspěšní byli u výpočtu změn entalpie a entropie při vratných fázových přechodech, kde studenti dosáhli pouze 28% úspěšnosti (viz obr. 7).

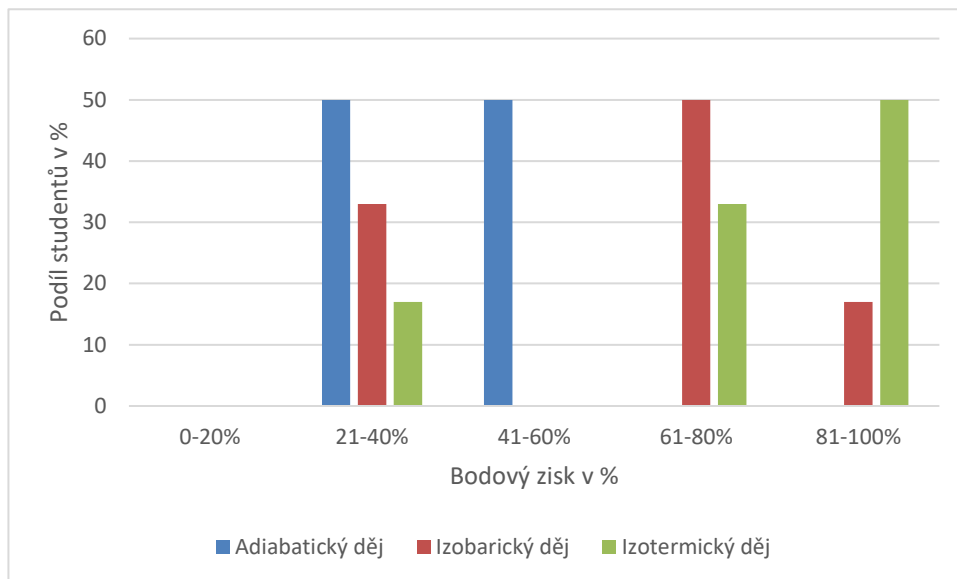
Nejúspěšnější byli studenti při řešení úloh spojených s adiabatickým dějem, kde téměř 67 % studentů dosáhlo hodnocení v rozmezí 81-100 %, zbylých 36 % studentů se dostalo do rozmezí 61-80 % bodového zisku, tudíž byla splněna hranice 50 %. Při izobarickém ději 43 % studentů nepřekročilo spodní hranici 50 % a dosáhli bodového zisku pouze v rozmezí 21-40 %, dalších 43 % studentů dosáhlo 61-80 % bodů. Zbylým 14 % studentů se podařilo získat body v maximálním rozpětí 81-100 %. Při řešení úloh za izotermických podmínek 33 % studentů dosáhlo bodového hodnocení v rozpětí 61-80 %, dále 50 % studentů získalo polovinu bodů a patří tedy do intervalu 41-60 % a nejméně úspěšných bylo 17 % studentů, kteří nepřesáhli 20 % úspěšnosti (viz obr. 8).



**Obr. 9: Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu práce za různých dějů**

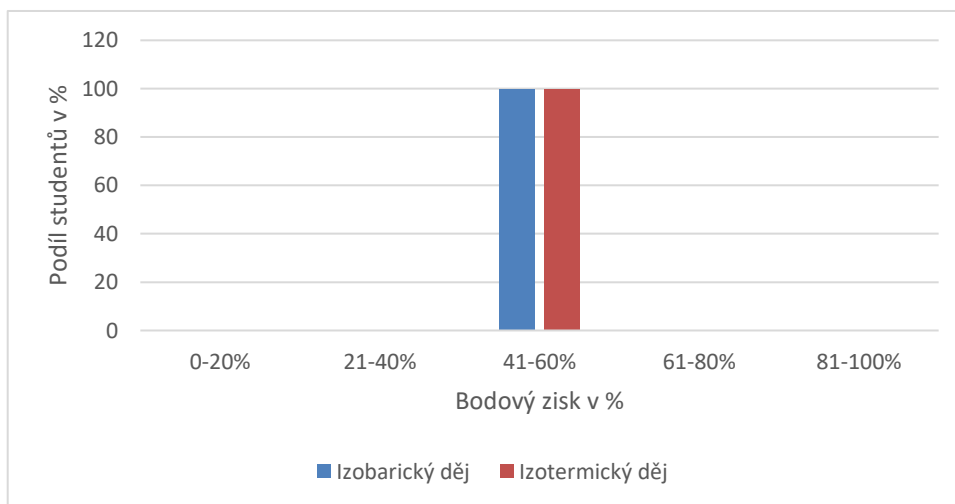
Při výpočtu práce za adiabatického děje nebyla překročena hranice 60 %. Nejvyšší dosažený výsledek studentů bylo 41-60 % bodů a tohoto výsledku dosáhlo pouze 25 %, zbylých 75 % mělo úspěšnost mezi 21-40 %. Při izobarickém ději se hodnocení studentů pohybovalo ve všech možných intervalech, kde 61-80 % bodů získalo 32 % studentů.

Zbývá rozmezí byla po 17 %. Při izotermické ději bylo dosaženo nejvyšší hranice 61-80 %, a to u 33 % studentů (viz obr. 9).



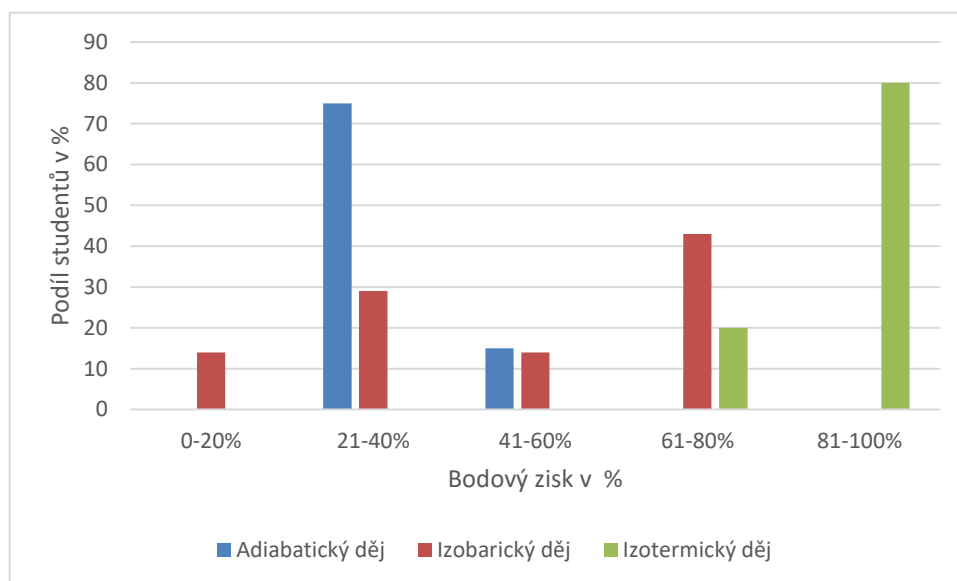
**Obr. 10: Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu změny entalpie**

Při výpočtu entalpie za adiabatického děje bylo nejlepší hodnocení v rozmezí 41-60 % a získalo jej 50 % studentů, zbylých 50 % dosáhlo pouze hodnocení v rozmezí 21-40 % bodů. Při izobarickém ději získalo nejvyšší možný výsledek 17 % studentů, kteří překročili 80% hranici, zatímco 33 % studentů dosáhlo pouze 21-40 % úspěšnosti. Polovina pak u výpočtu entalpie při izobarickém ději dosáhla bodového zisku 41-60 %. Nejvíce úspěšní byli studenti při výpočtu entalpie během izotermického děje, kdy polovina přesáhla hranici 80 %. Nejnižší bodový zisk v rozmezí 21-40 % při izotermickém ději získalo 17 % studentů. Zbylých 33 % dosáhlo hranice 61-80 % (viz obr. 10).



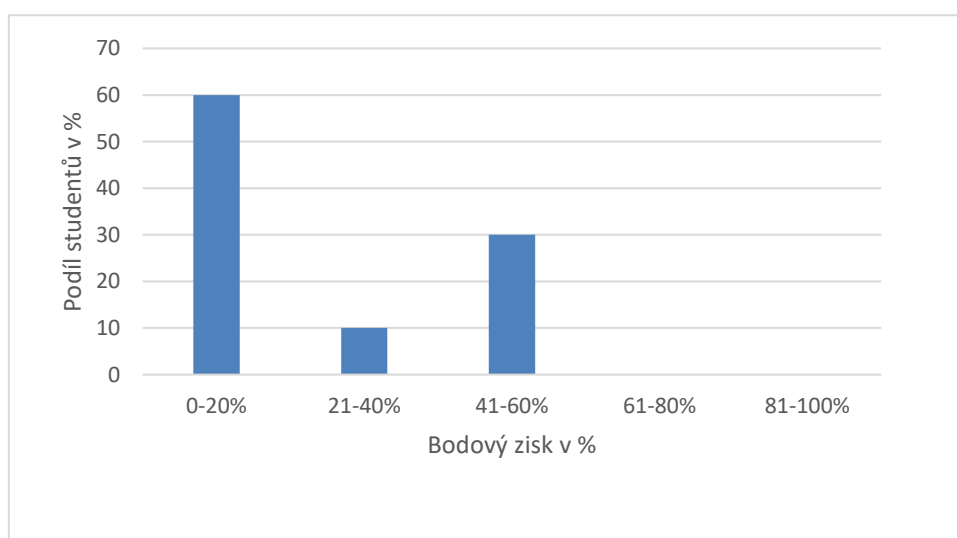
**Obr. 11: Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu změny entropie**

Při obou dějích získali studenti procentuálně shodný bodový zisk, a to v rozpětí 41-60 % (viz obr. 11).



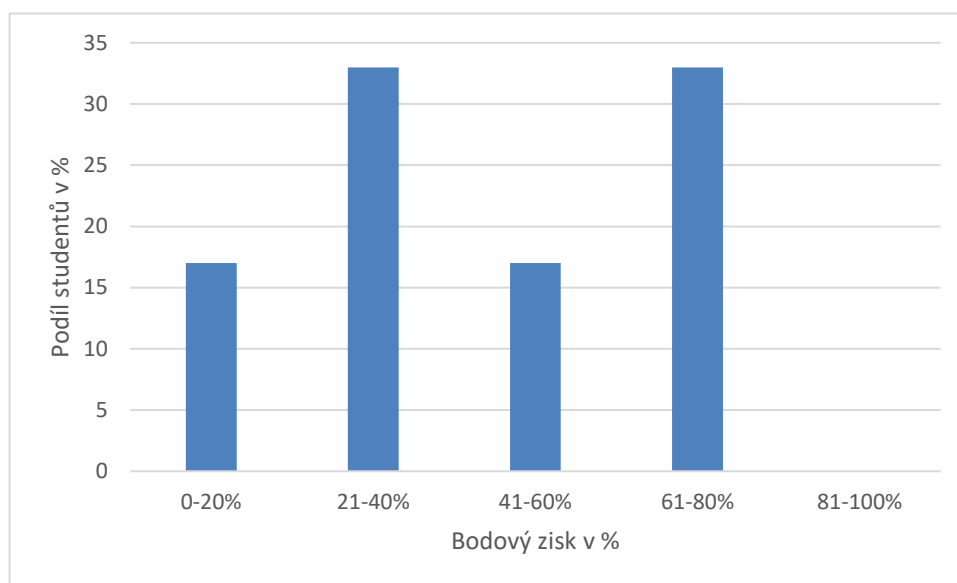
Obr. 12: Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu změny vnitřní energie

Při výpočtu vnitřní energie byli studenti nejvíce úspěšní při izotermickém ději, kdy dosáhli spodní hranici 50 %. Rozmezí 81-100 % získalo 80 % studentů a zbylých 20 % bylo v rozpětí 61-80 %. Méně úspěšní pak byli při výpočtu během adiabatického děje, kdy 80 % dosáhlo bodový zisk 21-40 %. Při izobarickém ději 43 % studentů získalo nejvyšší rozmezí 61-80 %, zatímco 14 % dosáhlo nejnižšího rozpětí 0-20 % a tím nesplnili minimální hranici 50 % (viz obr. 12).



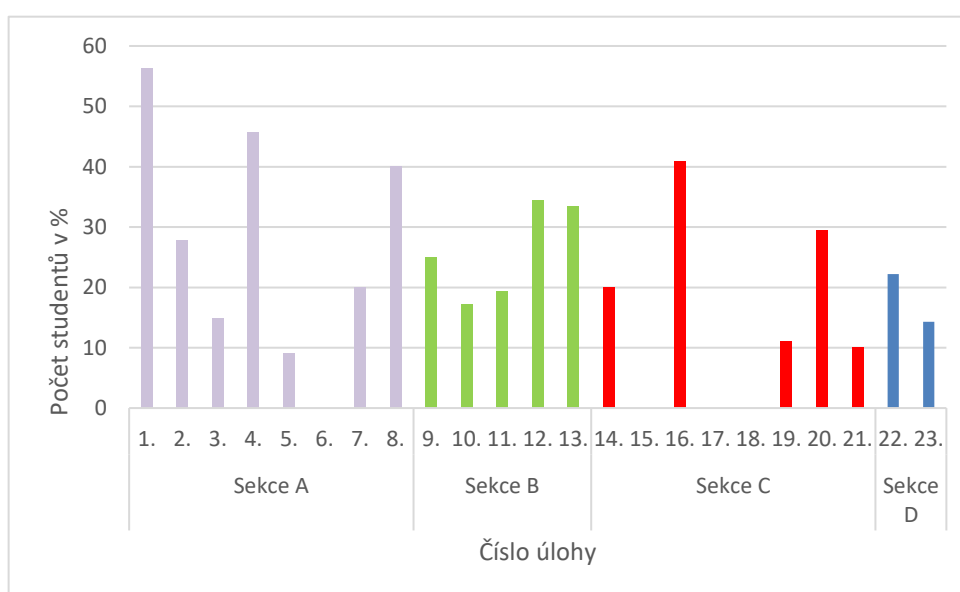
Obr. 13: Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu změny entropie při vratných fázových přechodech

U výpočtu směsí ideálních plynů získali nejvyššího bodového zisku 41-60 % a nepřekročili 80% hranici. Nejnižšího bodového hodnocení dosáhlo 60 % studentů (viz. obr. 13).



Obr. 14: Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu termodynamických veličin směsi ideálních plynů

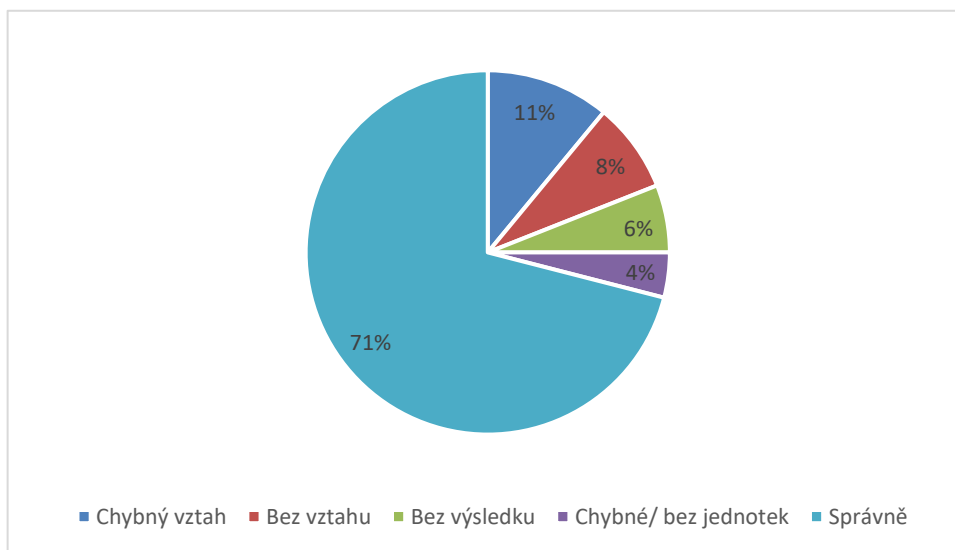
Většina nepřekročila spodní hranici 50 % pro udělení zápočtu. Studenti nepřekročili hranici 80 %. Téměř polovina dosáhla minimálního počtu bodů pro získání zápočtu, tedy 50 %. Hranice 61-80 % bodového zisku získalo 33 % studentů. Nejnižší možné bodové ohodnocení získalo 17 % studentů. Rozmezí 21-40 % získalo 33 % studentů. Zbýlých 17 % studentů dosáhlo poloviny bodového zisku (viz obr. 14).



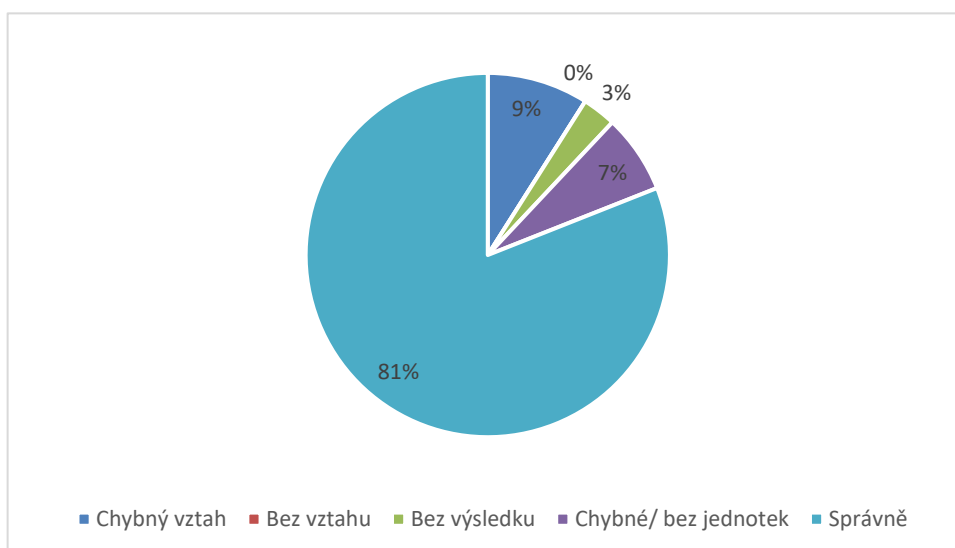
Obr. 15: Dosažení 100 % úspěšnosti pro jednotlivé úlohy



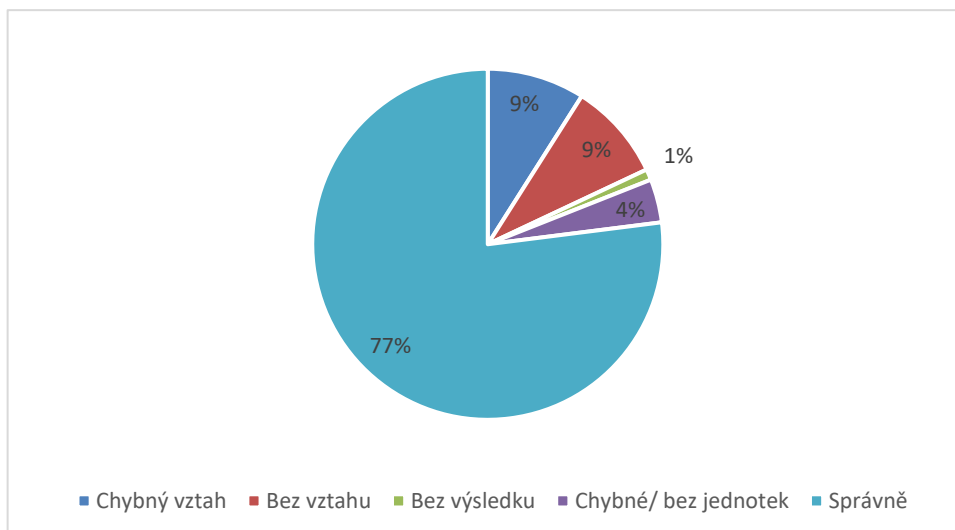
V sekci A byli nejúspěšnější studenti při řešení úlohy č. 1, kdy plného bodového zisku dosáhlo 56 % z nich. Nejméně úspěšní v sekci A byli v úloze č. 6, kdy plný počet bodů nezískal žádný student. V sekci B byli nejúspěšnější v úloze č. 12, kdy získalo plného počtu bodů 34 % studentů. V sekci B u všech úloh získalo plného počtu bodů nejméně studentů (17 %). V sekci C u tří úloh (úloha č. 15, 17 a 18) nedosáhl žádný student maximálního bodového zisku. Nejvyšší 100% úspěšnost byla v úloze č.16, kde této hranice dosáhlo 41 % studentů. V sekci D to bylo 100 % u obou úloh (viz obr. 15).



Obr. 16: Analýza chyb při výpočtu tepla za adiabatického děje

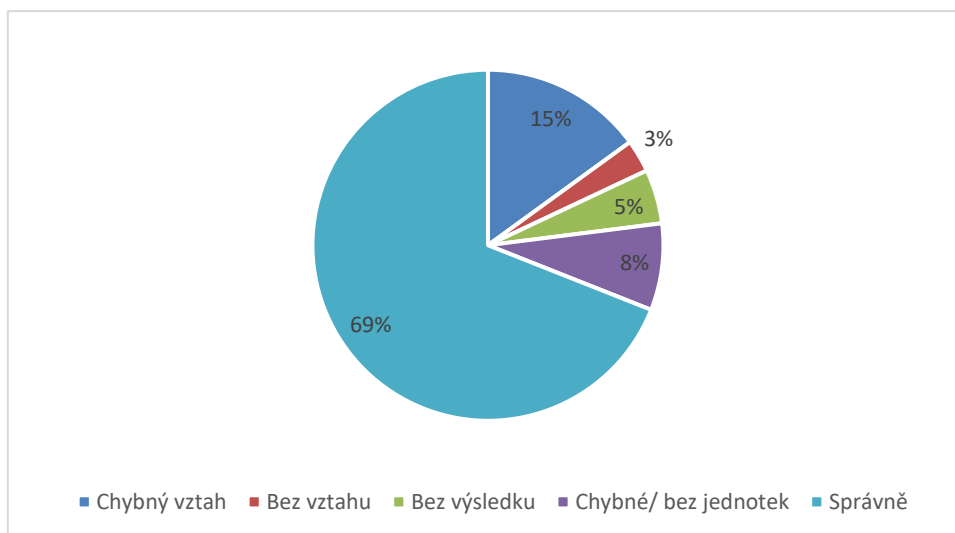


Obr. 17: Analýza chyb při výpočtu tepla za izobarického děje

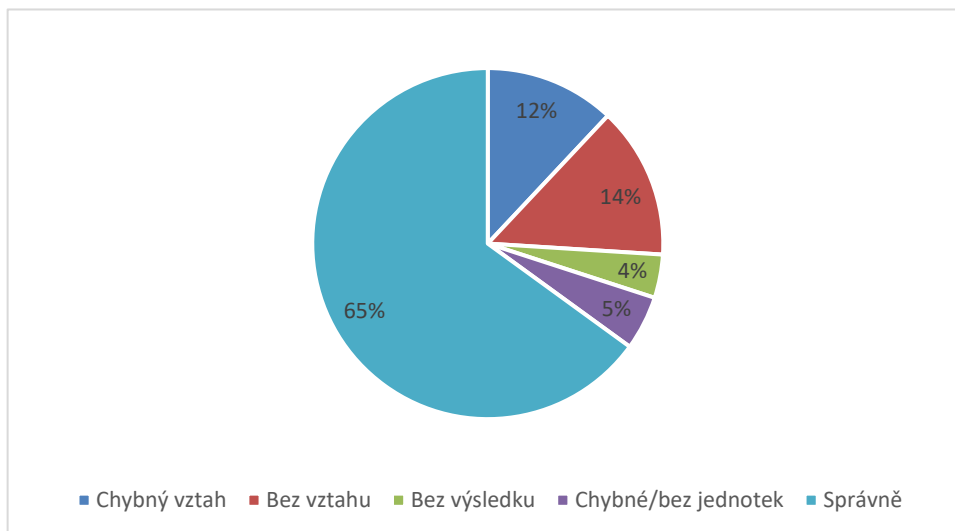


Obr. 18: Analýza chyb při výpočtu tepla za izotermického děje

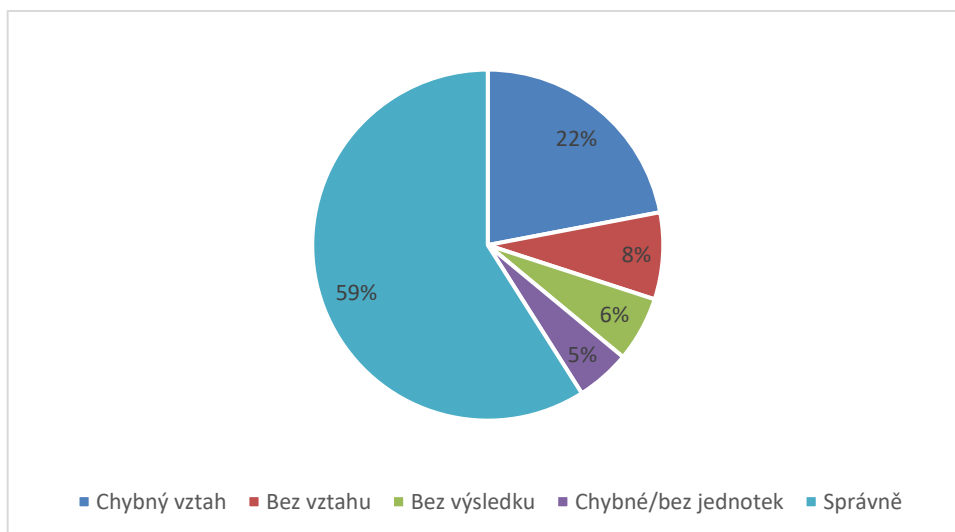
Při výpočtu tepla uvedlo chybný vztah 9-11 % studentů. Bez vztahu bylo vždy do 9 % a za adiabatického děje se tohoto problému nikdo nedopustil. Zhruba 1-6 % studentů neuvedlo výsledky při výpočtu. Mezi další problémy při řešení a následné bodové ztráty je třeba zahrnout chybné či zcela chybějící jednotky u jednotlivých veličin, a to v rozmezí 4-7 % studentů. Správný postup a výsledek, včetně jednotek mělo až 81 % z nich (viz obr. 16, 17 a 18).



Obr. 19: Analýza chyb při výpočtu práce za adiabatického děje

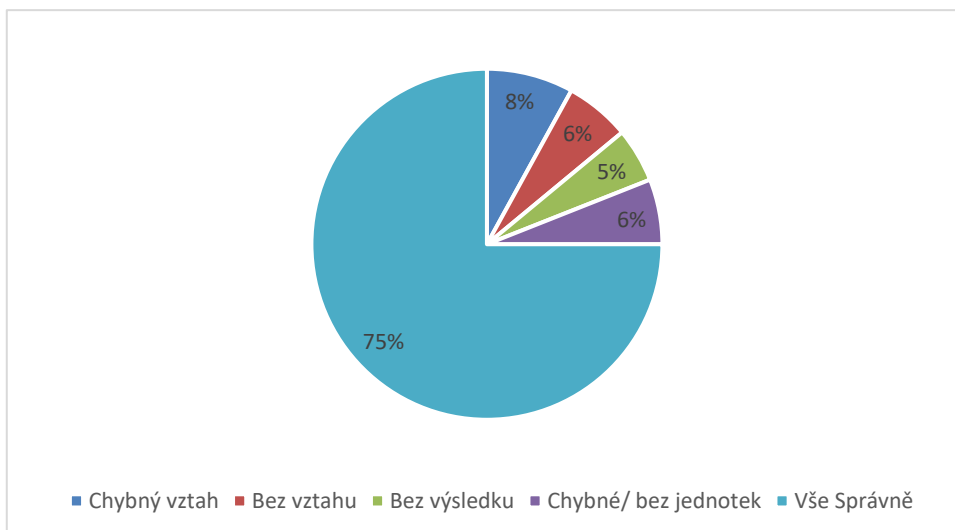


Obr. 20: Analýza chyb při výpočtu práce za izobarického děje

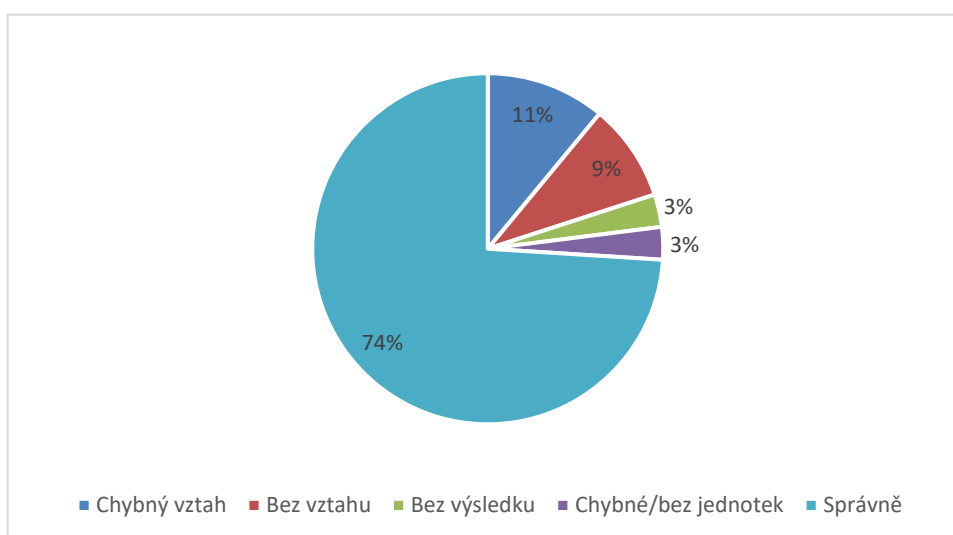


Obr. 21: Analýza chyb při výpočtu práce za izotermického děje

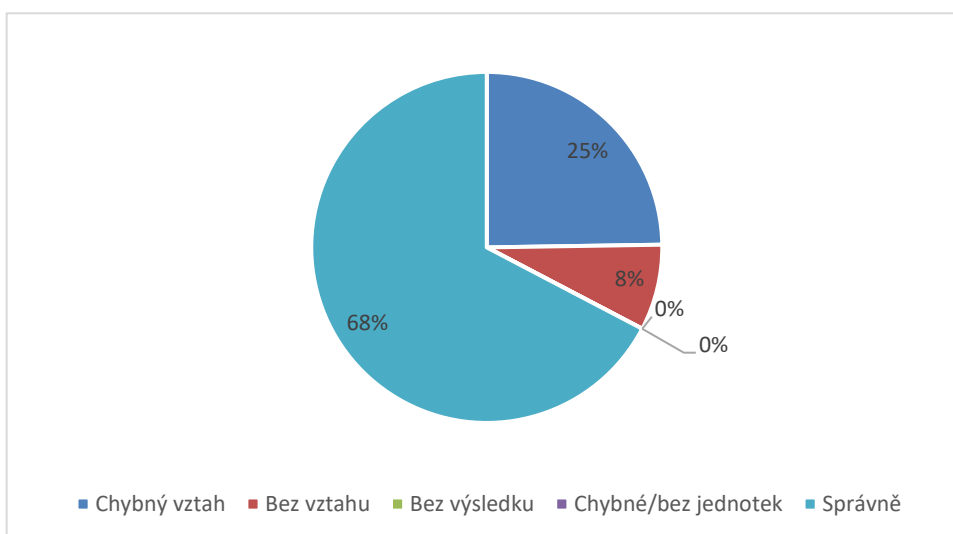
Při výpočtu práce studenti chybovali při nesprávném zápisu vztahu, a to v rozmezí 12-22 %, kde 22 % bylo při výpočtu za adiabatického děje. Studenti nenapsali vztah ve 3-14 % případů. Dále až 6 % nemělo zapsaný výsledek vůbec. Chybné či zcela chybějící jednotky mělo do 8 %. Správný postup výpočtu, výsledek a jednotky dosáhlo 59-69 % studentů (viz obr. 19, 20 a 21).



Obr. 22: Analýza chyb při výpočtu změny entalpie za adiabatického děje

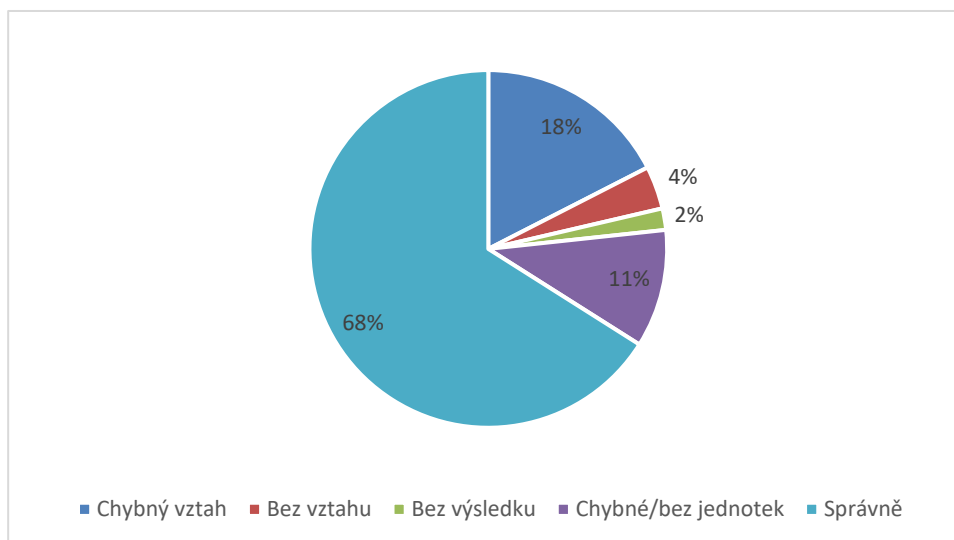


Obr. 23: Analýza chyb při výpočtu změny entalpie za izobarického děje

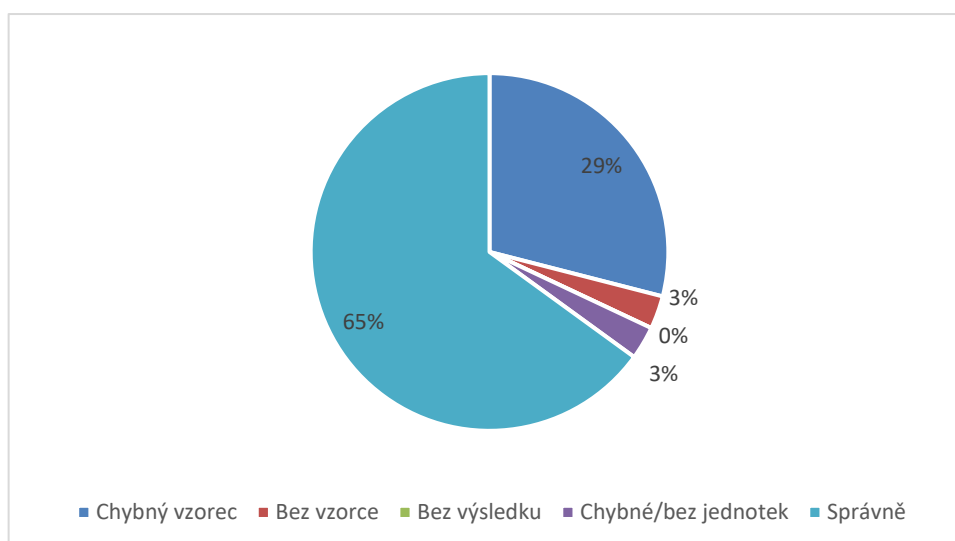


Obr. 24: Analýza chyb při výpočtu změny entalpie za izotermického děje

Při výpočtu změny entalpie studenti chybně zapsali vztah v rozmezí 8-25 %, kde 25 % bylo při výpočtu za izotermického děje. Bez vztahu bylo 6-8 % výpočtů. Studenti nejméně chybovali při nesprávném či zcela chybějícím zápisu jednotek a výpočtu bez výsledku v rozmezí 5-6 %. Správný postup při výpočtu, uvedený výsledek a jednotky mělo 68-75 % studentů (viz obr. 22, 23 a 24).

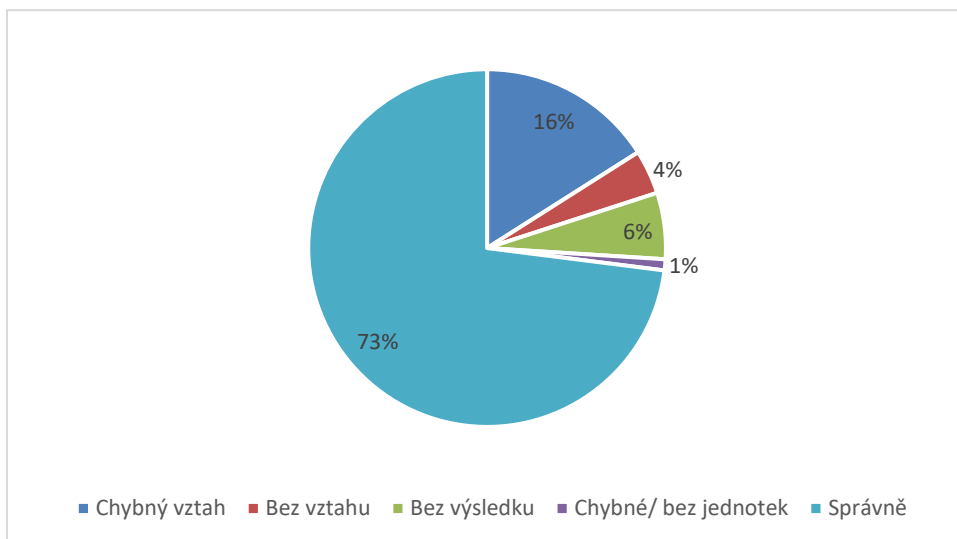


Obr. 25: Analýza chyb při výpočtu změny entropie za izobarického děje

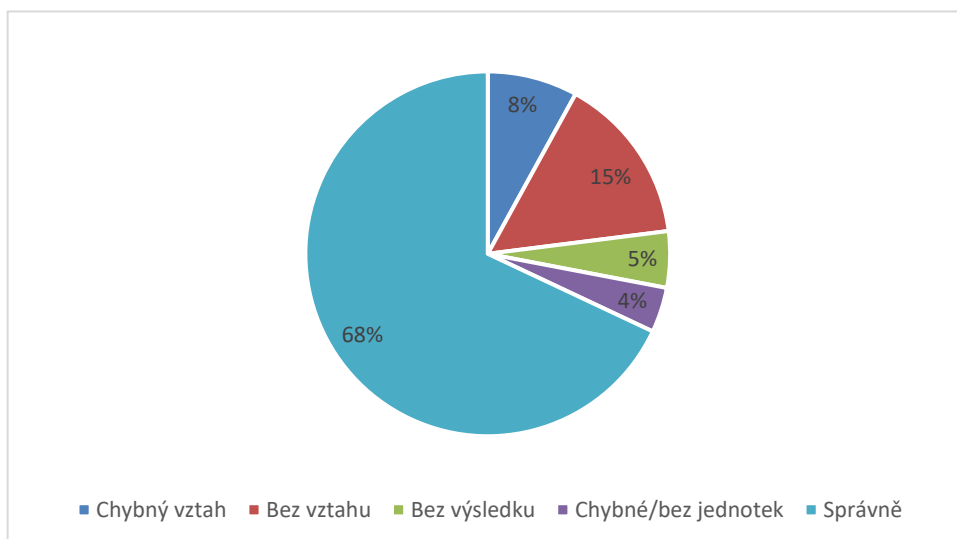


Obr. 26: Analýza chyb při výpočtu změny entropie za izotermického děje

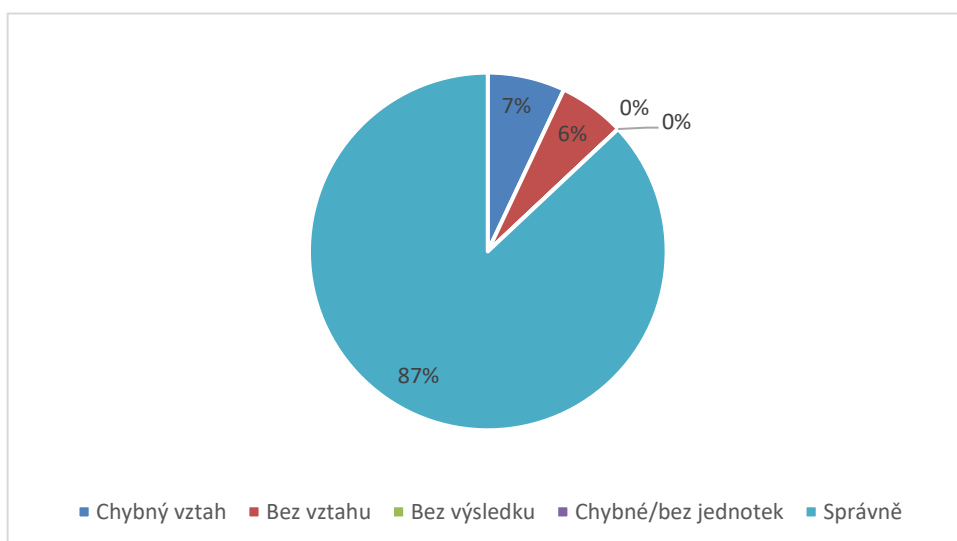
Při výpočtu změny entropie napsalo chybný vztah 18-29 % studentů. Do 4 % nebyl uveden vztah vůbec. Chybné či zcela chybějící jednotky mělo zhruba 3-11 %. Bez výsledku u výpočtu změny entropie bylo do 2 % studentů. Správného výpočtu, výsledku a jednotek dosáhlo v rozmezí 65-68 % studentů (viz obr. 25 a 26).



Obr. 27: Analýza chyb při výpočtu změny vnitřní energie za adiabatického děje

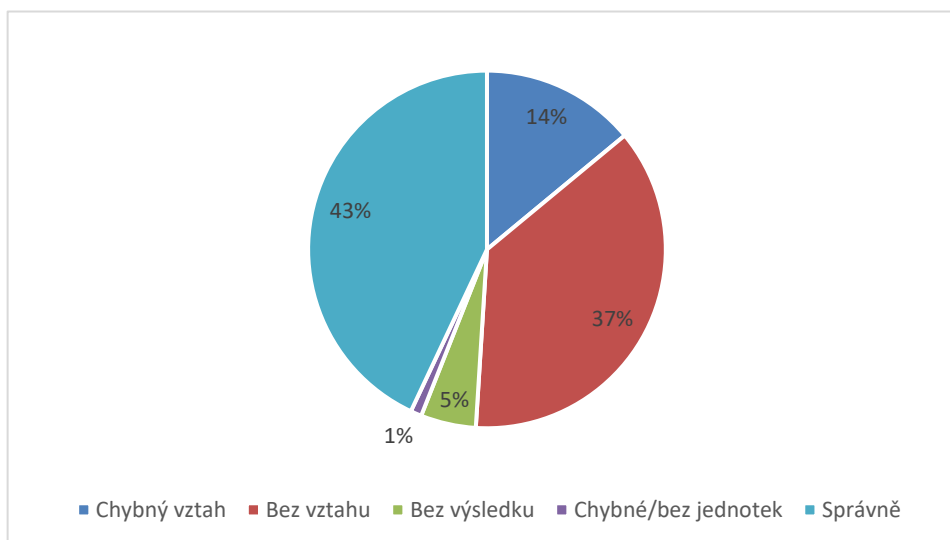


Obr. 28: Analýza chyb při výpočtu změny vnitřní energie za izobarického děje

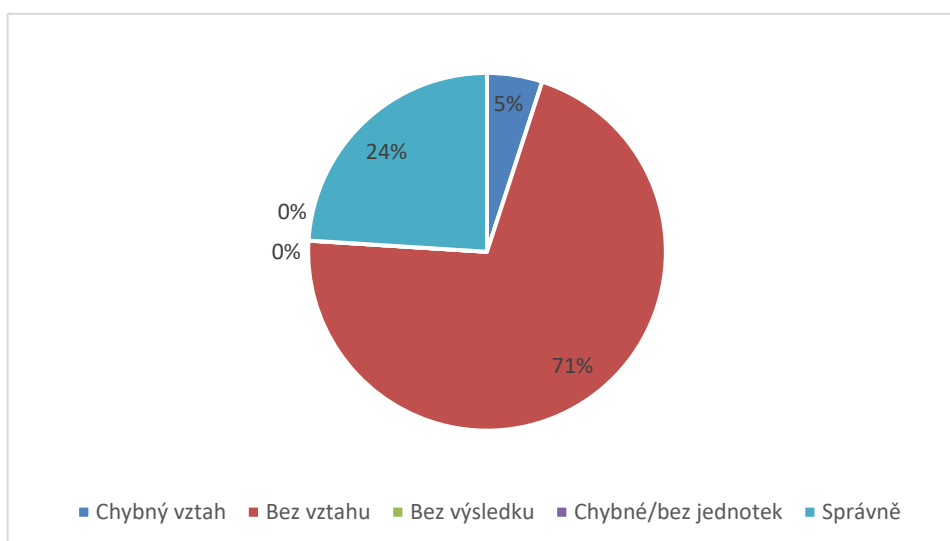


Obr. 29: Analýza chyb při výpočtu změny vnitřní energie za izotermického děje

Při výpočtu změny vnitřní energie se dopustilo chybného vzorce 7-16 % studentů. V rozmezí 4-15 % nebyl uveden vztah pro daný výpočet. Studenti neuvedli výsledek pouze v 5-6 %. Nejméně chybovali v nesprávném či zcela chybějícím zapsání jednotek, kde se této chyby dopustilo pouze 1-4 %. Správný výpočet a výsledek včetně jednotek mělo 68-87 % studentů (viz obr. 27, 28 a 29).

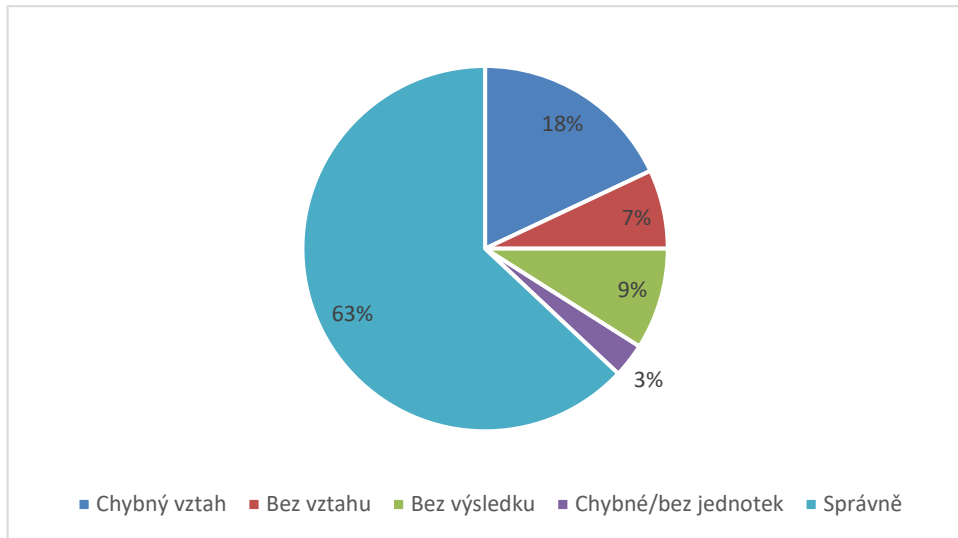


Obr. 30: Analýza chyb při výpočtu změny entalpie při vratných fázových přechodech

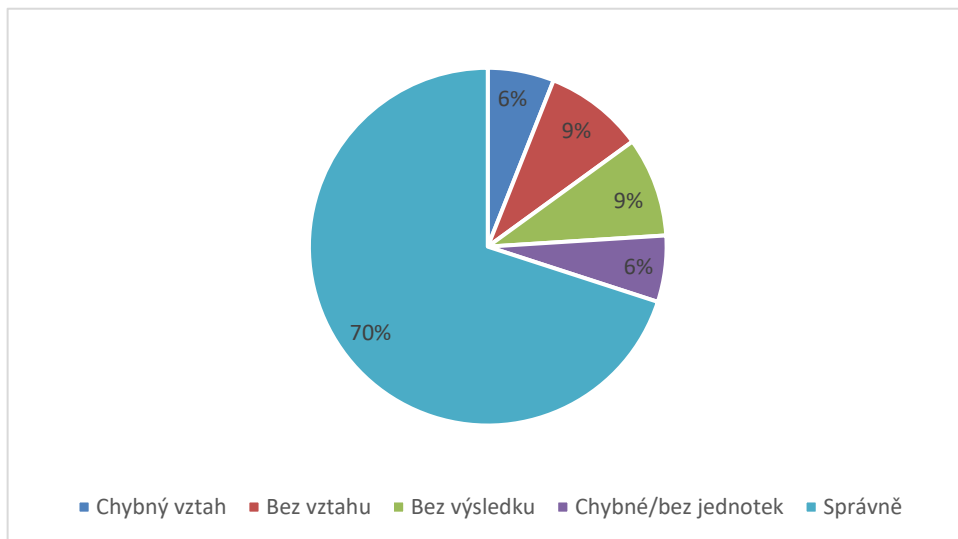


Obr. 31: Analýza chyb při výpočtu změny entropie při vratných fázových přechodech

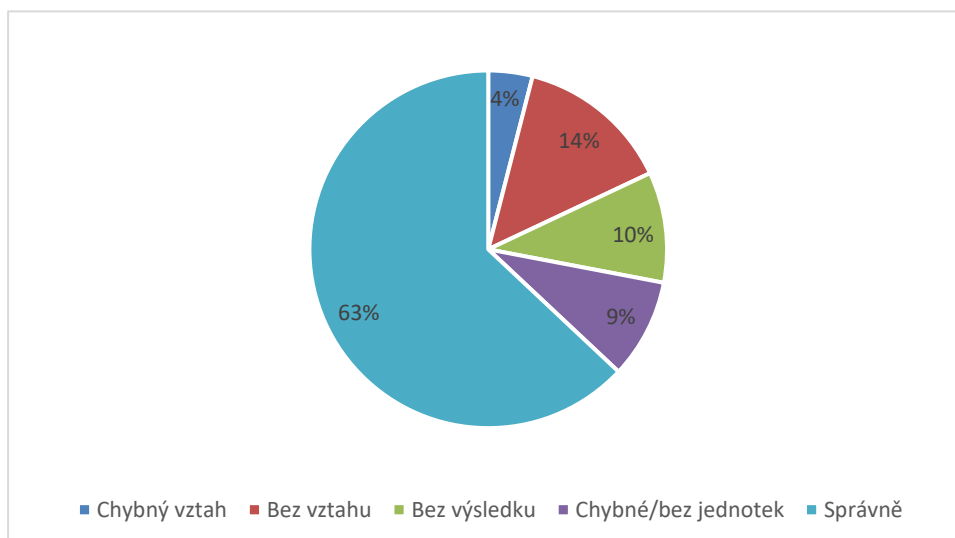
Při výpočtu vratných fázových přechodů studenti nejvíce chybovali v neuvádění vztahu až v 71 %, a to při výpočtu změny entalpie (viz obr. 30). Při výpočtu změny entropie se této chyby dopustilo téměř 37 %. Chybný vztah mělo 5-14 %. Bez výsledků bylo pouze 5 % studentů. Chybného či chybějícího zápisu se dopustilo pouze 1 %. Správný zápis vztahu a výsledků včetně jednotek mělo pouze 24-43 % studentů (viz obr. 30 a 31).



Obr. 32: Analýza chyb při výpočtu změny molární entalpie směsí ideálních plynů



Obr. 33: Analýza chyb při výpočtu změny molární entropie směsí ideálních plynů



Obr. 34: Analýza chyb při výpočtu změny molární Gibbsovy energie směsí ideálních plynů



Při analýze chyb výpočtu směsi ideálních plynů mělo chybný zápis uvedeno 4-18 % studentů, 7-14 % neuvádělo žádný vztah. Při výpočtu až 10 % studentů nenapsalo žádný výsledek. Chybné či zcela chybějící jednotky bylo až u 9 % případů. Správný vztah a výsledek včetně jednotek mělo v rozmezí 63-70 % studentů (viz obr. 32, 33 a 34).

### 3.2 UČEBNICE CHEMIE PRO ZŠ A SŠ

Učebnice pro základní školy neuvádí žádné kapitoly a téměř žádné pojmy týkající se termodynamických zákonů. V učebnicích Chemie pro 8. ročník <sup>9</sup>, Chemie: úvod do obecné a organické chemie, biochemie dalších chemických oborů <sup>10</sup> a Chemie: 8. ročník základní školy a víceletá gymnázia <sup>11</sup> nejsou obsaženy žádné informace o termodynamických zákonech.

V případě středoškolských učebnic je situace s ohledem na termodynamické zákony příznivější. V učebnici Chemie pro čtyřletá gymnázia: 1 díl <sup>12</sup> jsou zmíněny pouze základy termochemie (tj. termochemické zákony, slučovací a spalné teplo). Chemie pro spolužáky <sup>14</sup> je učebnice, kde jsou vysvětleny pojmy první a druhý termodynamický zákon v rozsahu 7 stran. Jsou zde uvedeny základní vzorce, které jsou doplněny příklady s podrobným postupem výpočtu. Tuto kapitolu na závěr doplňuje několik úloh k procvičení.

Nejlépe je první a druhý termodynamický zákon v učebnici Přehled středoškolské chemie.<sup>15</sup> Zde jsou podrobně vysvětleny veškeré důležité pojmy v rozsahu učiva chemie pro střední školy. Text je rozvržen na 9 stran a na závěr jsou uvedeny 4 grafy obsahující teplotní závislost změny Gibbsovy energie, entalpie a entropie. U všech zmíněných veličin je v učebnici uveden řešený vzorový příklad.

### 3.3 VYBRANÉ TYPY ÚLOH PRO ZŠ A SŠ

Vzhledem k tomu, že se žáci na základní škole neseťkají ani se základními termodynamickými pojmy, nemá smysl uvažovat o výpočtových úlohách.

V učebnicích pro střední školy jsou vždy uvedeny tyto důležité pojmy: teplo, práce. Zvolila jsem takové příklady, kde studenti pracují pouze se základními vzorci, protože v učebnicích pro střední školy uvádí pouze základní typy výpočtů. Pro první termodynamický zákon bych zvolila typ úlohy, kde studenti počítají teplo. Například:

Vypočítejte, kolik tepla přijde nebo odejde z uzavřeného systému, pokud se jeho vnitřní energie sníží o 241 J a systém vykoná práci 58 J.<sup>14</sup> Teplo je třeba vyjádřit z prvního termodynamického zákona a správně zapsat znaménka pro energii dodanou do systému a energii systémem odevzdanou do okolí.

Mezi náročné úlohy pro studenty SŠ jsem zařadila výpočet změny entropie. Například: Při spalování grafitu vzniká oxid uhličitý, což lze zapsat rovnicí

$C + O_2 \longrightarrow CO_2$ . Při spálení jednoho molu grafitu při teplotě 800 °C v izolované nádobě se uvolní teplo 393,5 kJ. Jak se změní entropie tohoto systému?<sup>14</sup>

## 3.4 DISKUZE

### 3.4.1 PRŮBĚŽNÉ TESTY

Cílem této práce bylo porovnat dosažené výsledky studentů z let 2007 až 2019. Studenti se setkali celkem se 7 typy úloh, které jsou zahrnuty do této bakalářské práce. Nejúspěšnější byli při výpočtu tepla, kde se dopouštěli nejméně chyb (viz obr. 7). Nejčastější chybou u tohoto typu výpočtu byl nesprávně zapsaný vztah pro výpočet tepla. Nejhůře si vedli studenti při výpočtu změny entropie při vratných fázových přechodech, kde nedosáhli ani 50% hranice. Nejvíce chybovali u zápisu vhodného vztahu, kde uvedli nesprávný vztah či ho neměli zapsaný vůbec. Takto zpětně je těžké posoudit, čím byly tyto chyby způsobené. Zda to bylo nepochopením podstaty změn, ke kterým při vratných fázových přechodech dochází, nebo nedostatečný prostor věnovaný procvičování tohoto typu výpočtu.

Studenti nejčastěji chybují při zápisu vztahu vhodného pro daný typ výpočtu, to se děje téměř u všech úloh. Největší problém nastal v případě výpočtu entropie (viz obr. 25). Druhou nejčastější chybou je úplné vynechání vztahu, které se studenti dopouštěli nejspíše z důvodu neznalosti látky. Další častou chybou při výpočtu bylo úplné vynechání výsledku, a to nejvíce při výpočtech vratných fázových dějů (viz obr. 30), a to i v případech, kdy uvedli správný vztah. Poslední a stále častou chybou, kterou jsem zmiňovala v kap. 3.1, jsou nesprávně uvedené či zcela vynechané jednotky. Tato chyba je s vysokou pravděpodobností ovlivněna nepozorností studentů a nejčastěji se objevila u výpočtu entropie (viz obr. 26).

### 3.4.2 UČEBNICE ZŠ A SŠ

Z výše uvedených učebnic mě asi nejvíce zaujala Chemie pro spolužáky.<sup>14</sup> Tato učebnice obsahuje všechny důležité výpočty pro střední školy a prostřednictvím QR kódů je propojená s webovými stránkami, kde jsou různá laboratorní cvičení, úkoly a příklady k procvičení.

Druhá učebnice nazvaná Přehled středoškolské chemie<sup>15</sup> mě zaujala z důvodu komplexního pojetí středoškolské chemie. Jsou zde přehledně vysvětleny pojmy napříč obecnou, fyzikální, anorganickou a organickou chemií či biochemií. V této učebnici jsou přehledně vysvětleny základní typy výpočty. Obě tyto učebnice bych vřele doporučila pro studenty středních škol, které tento předmět zajímá.

## 4 ZÁVĚR

V této bakalářské práci je popsána problematika I. a II. termodynamického zákona a jejich aplikací při výpočtu entalpie, entropie, vnitřní energie, Gibbsovy energie a Helmholtzovy energie.

V praktické části se tato práce zabývá problematikou testových úloh z let 2007 až 2019, které byli následně vyhodnoceny dle úspěšnosti studentů při řešení jednotlivých typů výpočtů a úloh. Byly porovnány jednotlivé typy výpočtů a uvedeny nejčastější chyby, kterých se studenti dopustili. V závěrečné fázi praktické části jsem porovnala různé učebnice pro ZŠ a SŠ, kde se nachází kapitoly týkající se zvoleného tématu. V práci se dále nachází několik ukázkových příkladů, které je možné využít při výuce na střední škole.

## **RESUMÉ**

This bachelor thesis describes the problems of calculation of I. and II. law of thermodynamics. It consists of the calculation of enthalpy, entropy, internal energy, Gibbs energy and Helmholtz energy. The individual types of calculations and their mistakes made by students were compared. In the final phase of the practical part, I compared different textbooks for elementary and high schools, where there are chapters related to this bachelor's thesis. The work also contains several examples that can be used in teaching university.

## SEZNAM LITERATURY

1. DOLEŽÁLKOVÁ, Marcela. {Termochemické výpočty v přípravě budoucích učitelů chemie.} [online]. Plzeň, 2020 [cit. 2022-03-15]. Dostupné z: <https://theses.cz/id/4jzx4k/>. Bakalářská práce. Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta pedagogická. Vedoucí práce Mgr. Jitka Štrofová, Ph.D.
2. NOVÁK, Josef a kolektiv. *Fyzikální chemie: bakalářský a magisterský kurz*. Praha, 2016. Skripta. VŠCHT. Vedoucí práce Josef Novák
3. CÍDLOVÁ, Hana, MOKRÁ Zuzana a VALOVÁ Barbora. *Obecná chemie* [online]. Brno, 2018 [cit. 2022-03-15]. Dostupné z: [https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pdf/js18/obecna\\_chemie/web/pages/21-zaklady-termodynamiky.html](https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/pdf/js18/obecna_chemie/web/pages/21-zaklady-termodynamiky.html)
4. BUREŠ, Michal, KOLAFÁ Jiří, LABÍK Stanislav, ŘEHÁK Karel a NOVÁK Josef. *Příklady z fyzikální chemie online* [online]. 2015 [cit. 2022-03-17]. Dostupné z: <http://old.vscht.cz/fch/prikladnik/prikladnik/p.html>
5. VALENTOVÁ, Libuše. *Studijní materiál pro předmět fyzikální chemie se zaměřením na termodynamiku, fázové a chemické rovnováhy* [online]. Brno, 2012 [cit. 2022-03-20]. Dostupné z: [https://is.muni.cz/th/z4rd3/Priloha-dip.-prace-Valentova\\_lgo5b.pdf](https://is.muni.cz/th/z4rd3/Priloha-dip.-prace-Valentova_lgo5b.pdf). Diplomová práce. Masarykova Univerzita. Vedoucí práce Hana Cídllová.
6. KUBÁČEK, Pavel. *Základy fyzikální chemie* [online]. [cit. 2022-03-30]. Dostupné z: [https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/prif/js11/fyz\\_chem/web/energetika/qandw.htm](https://is.muni.cz/do/rect/el/estud/prif/js11/fyz_chem/web/energetika/qandw.htm)
7. HARNIČÁROVÁ, Marta. *Bakalářská fyzika pro HGF VŠB-TUO* [online]. Ostrava, 2015 [cit. 2022-04-27]. Dostupné z: <http://if.vsb.cz/bf/48.html>
8. VODÁREK, Vladimír. *Fázové přeměny* [online]. Ostrava, 2013 [cit. 2022-04-28]. Dostupné z: [http://katedry.fmfi.vsb.cz/Modin\\_Animace/Opory/03\\_Materialov%C3%A9\\_inz\\_enyrstvi/04\\_Fazove\\_premeny/Vodarek\\_Fazove\\_premeny.pdf](http://katedry.fmfi.vsb.cz/Modin_Animace/Opory/03_Materialov%C3%A9_inz_enyrstvi/04_Fazove_premeny/Vodarek_Fazove_premeny.pdf). Studijní materiál. VŠB-Technická univerzita.
9. DOULÍK, Pavel, ŠKODA Jiří, ŠMÍDL Milan a PELIKÁNOVÁ Ivana. *Chemie: 8. ročník*. Praha: Fraus, 2018. ISBN 978-80-7489-396-4

10. ŠIBOR, Jiří, PLUCKOVÁ Irena, MACH, Josef. *Chemie: úvod do obecné a organické chemie, biochemie dalších chemických oborů*. Páté vydání. Brno: Nová škola. 2017. 132 s. ISBN 978-80-7289-940-1
11. DOULÍK, Pavel a ŠKODA Jiří. *Chemie: 8. ročník základní školy a víceletá gymnázia*. 1. vydání, Plzeň: Fraus. 2006. 136 s. ISBN 80-7238-442-2
12. HONZA, Jaroslav a MAREČEK Aleš. *Chemie pro čtyřletá gymnázia: 1. díl. 3. dop. vyd.* Brno, 2013. ISBN 978-80-902402-0-9
13. BENEŠOVÁ, Marika, SATRAPOVÁ, Hana. *Odmaturuj! z chemie*. Brno: Didaktis. 2002. 208s. ISBN 80-86285-56-1
14. OBRÁTIL, Vilém, SÁBLÍK Leoš a kolektiv. *Chemie pro spolužáky: Obecná chemie II*. Praha: ProSpolužáky.cz, 2018. ISBN 978-80-88255-34-5
15. BARTHOVÁ, Jana, PACÁK Josef, STRAUCH Bohuslav, SVOBODOVÁ Miloslava, VACÍK Jiří a ZEMÁNEK František. *Přehled středoškolské chemie*. 3. vydání. Praha: Pedagogické nakladatelství, 1999. ISBN 80-7235-108-7

## SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1	Schéma tepelného stroje .....	12
Obr. 2	Carnotův cyklus v souřadnicích $p,V$ .....	14
Obr. 3	Schéma Carnotova stroje pracující jako chladicí stroj.....	15
Obr. 4	Princip druhé věty termodynamické .....	16
Obr. 5	Celková úspěšnost studentů při řešení jednotlivých úloh .....	27
Obr. 6	Celková úspěšnost řešení úloh podle sekcí.....	27
Obr. 7	Úspěšnost řešení jednotlivých typů výpočtů .....	28
Obr. 8	Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu tepla za různých dějů .....	28
Obr. 9	Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu práce za různých dějů.....	29
Obr. 10	Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu změny entalpie.....	30
Obr. 11	Podíl studentů podle různého rozpětí úspěšnosti při výpočtu změny entropie.....	30
Obr. 12	Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu změny vnitřní energie.....	31
Obr. 13	Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu změny entropie při vratných fázových přechodech.....	31
Obr. 14	Podíl studentů podle rozpětí úspěšnosti při výpočtu termodynamických veličin směsi ideálních plynů.....	32
Obr. 15	Dosažení 100 % úspěšnosti pro jednotlivé úlohy.....	32
Obr. 16	Analýza chyb při výpočtu tepla za adiabatického děje .....	33
Obr. 17	Analýza chyb při výpočtu tepla za izobarického děje.....	31
Obr. 18	Analýza chyb při výpočtu tepla za izotermického děje.....	34



Obr. 19	Analýza chyb při výpočtu práce za adiabatického děje.....	34
Obr. 20	Analýza chyb při výpočtu práce za izobarického děje.....	35
Obr. 21	Analýza chyb při výpočtu práce za izotermického děje.....	35
Obr. 22	Analýza chyb při výpočtu změny entalpie za adiabatického děje.....	36
Obr. 23	Analýza chyb při výpočtu změny entalpie za izobarického děje.....	36
Obr. 24	Analýza chyb při výpočtu změny entalpie za izotermického děje.....	36
Obr. 25	Analýza chyb při výpočtu změny entropie za izobarického děje.....	37
Obr. 26	Analýza chyb při výpočtu změny entropie za izotermického děje.....	37
Obr. 27	Analýza chyb při výpočtu změny vnitřní energie za adiabatického děje.....	38
Obr. 28	Analýza chyb při výpočtu změny vnitřní energie za izobarického děje.....	38
Obr. 29	Analýza chyb při výpočtu změny vnitřní energie za izotermického děje.....	38
Obr. 30	Analýza chyb při výpočtu změny entalpie při vratných fázových přechodech.....	39
Obr. 31	Analýza chyb při výpočtu změny entropie při vratných fázových přechodech.....	39
Obr. 32	Analýza chyb při výpočtu změny molární entalpie směsi ideálních plynů.....	40
Obr. 33	Analýza chyb při výpočtu změny molární entropie směsi ideálních plynů.....	40
Obr. 34	Analýza chyb při výpočtu změny molární Gibbsovy energie směsi ideálních plynů.....	40

## **SEZNAM TABULEK**

<b>TABULKA 1</b>	<b>CELKOVÁ ÚSPĚŠNOST JEDNOTLIVÝCH ÚLOH.....</b>	<b>26</b>
------------------	---	-----------

## **SEZNAM PŘÍLOH**

**Příloha 1      ZADÁNÍ TESTOVÝCH ÚLOH**

## PŘÍLOHY

### Příloha 1 ZADÁNÍ TESTOVÝCH ÚLOH

#### Sekce A : Výpočet $Q, W, \Delta H, \Delta U$

1.

Vypočtěte  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$ ,  $\Delta H$  při izobarickém ději u systému, který obsahuje 10 mol ideálního plynu. Počáteční teplota je 300 K a tlak 0,1 MPa. Po ohřátí má systém dvakrát větší objem než na počátku. Za konstantního tlaku má daný plyn molární tepelnou kapacitu  $35 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ .

2.

Pět molů ideálního plynu o  $C_{pm} = 30 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$  bylo nejprve při tlaku 100 kPa izobaricky ohřáto z teploty 300 K na teplotu 600 K, poté izotermicky stlačeno na tlak 150 kPa. Pro jednotlivé děje určete  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$  a  $\Delta H$ .

3.

Vypočtěte  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$  a  $\Delta H$  při ději, při kterém 10 mol argonu přejde z počátečního stavu  $T_1 = 500 \text{ K}$  a  $p_1 = 100 \text{ kPa}$  do stavu, kdy bude mít dvakrát větší hustotu než na počátku. Předpokládejte ideální chování argonu,  $C_{vm} = 12,47 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ . Výpočet proveďte pro:

- a) Izotermický děj
- b) Izobarický děj

4.

Pět molů ideálního plynu o  $C_{pm} = 30 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$  bylo nejprve při tlaku 100 kPa izobaricky ohřáto z teploty 300 K na teplotu 600 K, poté izotermicky stlačeno na tlak 150 kPa. Pro jednotlivé děje určete  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$  a  $\Delta H$ .

5.

V systému, který obsahuje 10 mol ideálního plynu o  $C_{pm} = 35 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ , proběhl izobarický děj. Počáteční teplota byla 300 K a tlak 0,1 MPa. Po ohřátí měl systém dvakrát větší objem než na počátku. Poté byl plyn izotermicky stlačen na tlak 0,5 MPa. Pro jednotlivé děje určete  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$  a  $\Delta H$ .

6.

Jeden mol ideálního plynu ( $C_{vm} = 21 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ ) při  $25^\circ \text{C}$  zaujímá objem  $4 \text{ dm}^3$ . Plyn adiabaticky vratně expanduje na tlak 100 kPa a potom je jeho teplota za konstantního tlaku zvýšena na počáteční hodnotu. Vypočtěte hodnoty  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$  pro oba děje.

7.

Dva moly ideálního plynu expandovaly izotermně a vratně ze stavu o objemu  $16 \text{ dm}^3$  a tlaku  $300 \text{ kPa}$  na tlak  $120 \text{ kPa}$ . Vypočtete  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$  a  $\Delta H$ .

8.

Jeden mol ideálního plynu ( $C_{V,m} = 21 \text{ J.K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ ) zaujímá při  $25^\circ\text{C}$  objem  $4 \text{ dm}^3$ . Plyn adiabaticky vratně expanduje na tlak  $100 \text{ kPa}$ , vypočtete hodnoty  $Q$ ,  $W$ ,  $\Delta U$  a  $\Delta H$  pro tento děj.

#### Sekce B: Výpočet $Q$ , $\Delta U$ , $\Delta H$ , $\Delta S$

9.

Vypočtete  $Q$ ,  $\Delta U$ ,  $\Delta H$  a  $\Delta S$  při izobarickém ději u systému, který obsahuje 2 mol plynu. Počáteční teplota je  $300 \text{ K}$  a tlak  $1 \text{ MPa}$ . Konečná teplota je  $900 \text{ K}$ . Molární izobarická tepelná kapacita plynu je  $40 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

10.

Vypočtete  $Q$ ,  $\Delta U$ ,  $\Delta H$  a  $\Delta S$  při izobarickém ději u systému, který obsahuje 4 mol ideálního plynu. Počáteční teplota je  $25^\circ\text{C}$  a tlak  $800 \text{ kPa}$ . Konečná teplota je  $500^\circ\text{C}$ . Molární izobarická tepelná kapacita plynu je  $35 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

11.

5 mol ideálního plynu bylo komprimováno izotermně a vratně ze stavu o tlaku  $120 \text{ kPa}$  na tlak  $600 \text{ kPa}$  při teplotě  $20^\circ\text{C}$ . Vypočtete  $Q$ ,  $\Delta U$ ,  $\Delta H$  a  $\Delta S$ .

12.

Určete práci potřebnou na vratné adiabatické stlačení vzduchu obsaženého v  $1 \text{ m}^3$  (měřeno při teplotě  $0^\circ\text{C}$  a tlaku  $100 \text{ kPa}$ ) z tlaku  $0,1 \text{ MPa}$  na  $0,2 \text{ MPa}$ . Počáteční teplota je  $300 \text{ K}$ . Předpokládejte, že vzduch se chová jako ideální plyn a jeho tepelná kapacita nezávisí na teplotě  $C_{p,m} = 29 \text{ J.K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ . Jaká změna entalpie a vnitřní energie doprovází tento děj?

13.

Určete změnu entalpie a práci potřebnou na vratné adiabatické stlačení  $1 \text{ m}^3$  vzduchu (měřeno při teplotě  $0^\circ\text{C}$  a tlaku  $100 \text{ kPa}$ ) z tlaku  $0,1 \text{ MPa}$  na tlak  $0,2 \text{ MPa}$ . Počáteční teplota je  $300 \text{ K}$ . Předpokládejte, že vzduch se chová jako ideální plyn, jehož tepelná kapacita  $C_{p,m} = 29 \text{ J.K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$  nezávisí na teplotě.

#### Sekce C: Výpočet $\Delta H$ a $\Delta S$ s teplotou a při vratných fázových přechodech

14.

Určete změnu entropie doprovázející přeměnu  $1 \text{ kg}$  ledu o teplotě  $0^\circ\text{C}$  na vodní páru o teplotě  $150^\circ\text{C}$  za atmosférického tlaku. K dispozici máte následující data:

$$C_{p,m}(\text{H}_2\text{O}(l)) = 75 \text{ J.K}^{-1} \text{ mol}^{-1} \quad \Delta_{\text{tání}}H = 6,009 \text{ kJ.mol}^{-1}$$

$$C_{\text{pm}}(\text{H}_2\text{O}(\text{g})) = 34,75 \text{ J.K}^{-1} \text{ mol}^{-1} \quad \Delta_{\text{vyp}}H = 40,62 \text{ kJ.mol}^{-1} \quad M(\text{H}_2\text{O}) = 18 \text{ g mol}^{-1}$$

15.

Určete celkovou změnu entropie doprovázející přeměnu 1 dm<sup>3</sup> NH<sub>3</sub> (g) při teplotě 25°C a standardním tlaku na kapalný amoniak za stálého tlaku. K dispozici máte následující data:

$$T_{\text{NBV}} = 239,73 \text{ K}, \Delta H_{\text{vyp}}(298,15 \text{ K}) = 23,35 \text{ kJ.mol}^{-1}, C_{\text{pm}} = 36,6 \text{ J.K}^{-1} \text{ mol}^{-1}.$$

Zanedbejte vliv teploty na hodnotu tepelné kapacity a předpokládejte ideální chování plynného amoniaku. Jakým tlakem by se dosáhlo stejné změny molární entropie amoniaku, jako při ochlazení 1 molu plynného amoniaku z teploty 25 °C na T<sub>NBV</sub> za standardního tlaku?

16.

Určete změnu entropie doprovázející přeměnu 1 kg ledu o teplotě 0°C na vodu o teplotě 50°C za atmosférického tlaku. K dispozici máte následující data:

$$C_{\text{pm}}(\text{H}_2\text{O}(\text{l})) = 75,63 \text{ J.K}^{-1} \text{ mol}^{-1}, \quad \Delta_{\text{tání}}H = 6,009 \text{ kJ.mol}^{-1}, \quad M(\text{H}_2\text{O}) = 18 \text{ g mol}^{-1}$$

17.

Určete změnu entropie doprovázející přeměnu 1 kg ledu o teplotě 0°C na vodu o teplotě 60°C za atmosférického tlaku. K dispozici máte následující data:

$$\Delta_{\text{tání}}H = 6,009 \text{ kJ.mol}^{-1}, \quad C_{\text{pm}}(\text{H}_2\text{O}(\text{l})) = 75,63 \text{ J.K}^{-1} \text{ mol}^{-1}, \quad M(\text{H}_2\text{O}) = 18 \text{ g mol}^{-1}$$

18.

Entropie kapalné vody při 25°C je za normálního tlaku 69,91 J.K<sup>-1</sup> mol<sup>-1</sup>. Pomocí následujících dat vypočtete molární entropii H<sub>2</sub>O(s) při teplotě -50°C.

$$\text{Data: } C_{\text{pm}}(\text{H}_2\text{O}, \text{l}) = 75,3 \text{ J.K}^{-1}\text{mol}^{-1}, C_{\text{pm}}(\text{H}_2\text{O}, \text{s}) = 37,84 \text{ J.K}^{-1}\text{mol}^{-1},$$

$$\Delta H_{\text{tání}}(273,15 \text{ K}) = 6010 \text{ J.mol}^{-1}$$

19.

Vypočítejte změnu entalpie a entropie doprovázející vypaření 100 cm<sup>3</sup> ethanolu o počáteční teplotě 20°C. Normální teplota varu ethanolu je 78,3°C a výparná entalpie má hodnotu 38,56 kJ.mol<sup>-1</sup>. Hustota při teplotě 20°C je 0,789 g.cm<sup>-3</sup>, C<sub>pm</sub>(l) = 123,21 J.K<sup>-1</sup>.mol<sup>-1</sup>, M(C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH) = 46 g.mol<sup>-1</sup>.

20.

Určete změnu entropie doprovázející vypaření 1 kg vody o teplotě 10 °C za atmosférického tlaku. K dispozici máte následující data:

$$C_{\text{pm}}(\text{H}_2\text{O}(\text{l})) = 75,63 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}, \Delta_{\text{vyp}}H = 40,62 \text{ kJ mol}^{-1}, M(\text{H}_2\text{O}) = 18 \text{ g mol}^{-1}$$

21.

Určete změnu entalpie a entropie doprovázející přeměnu 1 kg ledu o teplotě 0°C na vodu o teplotě 85°C za atmosférického tlaku. K dispozici máte následující data:

$$C_{pm}(\text{H}_2\text{O}(l)) = 75,63 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}, \Delta_{\text{f}}H = 6,009 \text{ kJ mol}^{-1}, M(\text{H}_2\text{O}) = 18 \text{ g mol}^{-1}$$

Sekce D: Výpočet  $\Delta H_m$ ,  $\Delta S_m$  a  $\Delta G_m$  směsi ideálních plynů

22.

U systému, který obsahuje 2 mol  $\text{CH}_4$  a 3 mol  $\text{O}_2$ , určete na základě dále uvedených dat molární entalpii, molární entropii a molární Gibbsovu energii při teplotě 300 K a tlaku 5 MPa. Při téže teplotě a tlaku 100 kPa je  $H_m(\text{CH}_4) = -100 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}$ ,  $H_m(\text{O}_2) = 500 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}$ ,  $S_m(\text{CH}_4) = 180 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\text{K}^{-1}$  a  $S_m(\text{O}_2) = 190 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1} \text{K}^{-1}$ . Předpokládejte ideální chování methanu a kyslíku.

23.

Určete molární entalpii, molární entropii a molární Gibbsovu energii plynné směsi obsahující 20 mol% vodíku, 60 mol% dusíku a 20 mol% amoniaku při teplotě 298,15 K a tlaku 101,3 kPa. Při výpočtu předpokládejte ideální chování čistých plynů i směsi. Při výpočtu použijte následující data:

Látka	$H_m$ (298 K, 101,3 kPa) [kJ mol <sup>-1</sup> ]	$S_m$ (298 K, 101,3 kPa) [JK <sup>-1</sup> mol <sup>-1</sup> ]
N <sub>2</sub>	0	130,6
H <sub>2</sub>	0	191,5
NH <sub>3</sub>	-45,7	192,5