



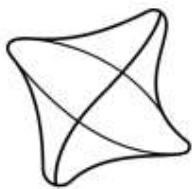
ŽILINSKÁ UNIVERZITA V ŽILINE

Fakulta elektrotechniky  
a informačných technológií

# NÁVODY K LABORATÓRNÝM CVIČENIAM 1

Gabriela Tarjániová, Tomáš Mizera

Žilinská univerzita v Žiline  
EDIS-vydavateľstvo UNIZA  
2023



**ŽILINSKÁ UNIVERZITA V ŽILINE**

---

Fakulta elektrotechniky a informačných technológií

**RNDr. Gabriela Tarjányiová, PhD., Ing. Tomáš Mizera, PhD.**

# **NÁVODY K LABORATÓRNÝM CVIČENIAM 1**

Žilinská univerzita v Žiline  
EDIS-vydavateľstvo UNIZA  
2023

Vydanie tejto publikácie bolo finančne podporené projektom KEGA č. 023ŽU-4/2021:  
Rozvoj intelektuálnych spôsobilostí a manuálnych zručností v STEM vzdelávaní.

Recenzenti prof. Mgr. Ivan Martinček, PhD.  
RNDr. Zuzana Gibová, PhD.

---

© Gabriela Tarjányiová, Tomáš Mizera, 2023

ISBN 978-80-554-2044-8

# MERANIE POISSONOVEJ KONŠTANTY

## Úlohy

### A. Určenie Poissonovej konštanty vzduchu Clémentovou-Desormesovou metódou

#### Teoretický úvod

Reálne plyny sú komplikované látky, ktoré sa skladajú z veľkého množstva molekúl, ktoré sa neustále pohybujú a pôsobia na seba medzimolekulovými silami. Plyny v rovnovážnom stave charakterizujeme fyzikálnymi veličinami, ktoré sa nazývajú stavové, lebo charakterizujú stav sústavy. Sú to termodynamická teplota  $T$ , tlak  $p$ , objem  $V$ , hmotnosť  $m$ , látkové množstvo  $n$  alebo počet molekúl  $N$ . Na základe empirických zákonov Gay-Lussaca, Boyla, Avogadra a Charlesona v roku 1834 francúzsky inžinier a fyzik Émile Clapeyron formuloval rovnicu, ktorá spája stavové veličiny plynu a často sa píše v tvare  $pV = NkT$ , kde  $k$  je Boltzmanova konštanta. Neskôr sa ukázalo, že táto rovnica nepopisuje správanie plynov pri vysokých tlakoch (rádovo väčších ako atmosférický) a nízkych teplotách (napr.  $-100\text{ }^\circ\text{C}$ ). Veľmi dobre však popisuje správanie plynov v okolí izbových teplôt a atmosférického tlaku, lebo za týchto podmienok je možné zanedbať určité vlastnosti plynu. Plyn, ktorý sa riadi Clapeyronovou rovnicou, nazývame ideálny a Clapeyronovu rovnicu stavovou rovnicou ideálneho plynu.

Ideálny plyn má nasledujúce vlastnosti. Rozmery molekúl ideálneho plynu sú zanedbateľne malé v porovnaní so vzdialenosťou medzi nimi. Molekuly na seba navzájom pôsobia iba počas zrážok, ktoré sú pružné, inak nie, t. j. neexistujú medzi nimi príťažlivé a odpudivé sily.

Plyn vyplňajúci istý definovaný objem priestoru tvorí plynné teleso. Pri zohrievaní alebo ochladzovaní telies sa mení ich teplota. Fyzikálna veličina, ktorá definuje množstvo tepla  $Q$  dodaného (odoberaného) sústave, aby sa zvýšila (znížila) jej teplota o jeden kelvin (respektíve o jeden stupeň Celzia), sa nazýva **tepelná kapacita**  $C$  a definujeme ju vzťahom

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (1)$$

Jednotkou tepelnej kapacity je  $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ . Množstvo tepla potrebné na zvýšenie (zníženie) teploty danej sústavy závisí aj od procesu, prostredníctvom ktorého teplo dodávame (odoberáme). Nakoľko sa pri zohrievaní plynu výrazne mení jeho tlak a objem, je od týchto stavových veličín závislá aj tepelná kapacita  $C$  a hmotnostná tepelná kapacita plynu  $c$ . Z toho dôvodu sú pri plynoch dané dve tepelné kapacity a teda aj dve hmotnostné tepelné kapacity a to podľa toho, akým spôsobom zohrievanie plynu prebieha. Pri hľadaní vzťahov pre tepelné kapacity budeme vychádzať z prvého termodynamického zákona. **Prvý termodynamický zákon** (prvá veta termodynamická) vyjadruje zákon zachovania energie pre mechanické a tepelné deje, a hovorí: Zmena vnútornej energie sústavy  $dU$  je rovná súčtu práce  $dW$  vykonanej okolitými

telesami pôsobiacimi na sústavu silami a elementárneho množstva tepla  $dQ$ , ktoré je do sústavy dodané alebo zo sústavy odobraté, t. j.

$$dU = dQ + dW. \quad (2)$$

Alebo možno napísať, že  $dQ = dU + dW'$ , kde  $dW' = pdV$  je elementárna práca, ktorú vykoná sústava  $dW' = -dW$  a potom platí

$$dQ = dU + pdV. \quad (3)$$

Prvý termodynamický zákon v tejto podobe hovorí, že teplo dodané nejakej sústave sa spotrebuje na zvýšenie jej vnútornej energie a na prácu, ktorú táto sústava (napríklad plyn) vykoná. Zo vzťahu (2) vyplýva, že zmena vnútornej energie  $dU$  môže byť vyvolaná tepelnou výmenou, konaním práce alebo konaním práce a súčasne tepelnou výmenou. **Vnútrná energia** sústavy  $U$  v rovnovážnom stave je vo všeobecnosti funkciou teploty  $T$  a objemu  $V$ , t. j.  $U = U(T, V)$ .

Ak bude dochádzať k zohrievaniu plynu pri konštantnom objeme (bude prebiehať tzv. izochorický dej), plyn nekoná žiadnu prácu ( $dV = 0$ ) a celé dodané množstvo tepla sa mení na vnútornú energiu, t. j. zvyšuje sa kinetická energia molekúl plynu. Podelením elementárnych prírastkov tepla  $dQ$  a vnútornej energie  $dU$  zodpovedajúcim elementárnym prírastkom teploty dostaneme pre tepelnú kapacitu

$$C_V = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V. \quad (4)$$

Index „ $V$ “ zvyrazňuje skutočnosť, že veličiny  $dQ$ ,  $dU$ ,  $dT$  meriame pri konštantnom objeme. Veličina  $C_V$  predstavuje tepelnú kapacitu pri konštantnom objeme, výraz  $(dQ/dT)_V$  predstavuje obyčajnú deriváciu  $Q$  podľa  $T$ , lebo teplo závisí iba od zmeny teploty. Výraz  $(\partial U/\partial T)_V$  je parciálna derivácia  $U$  podľa  $T$ , a vnútornú energiu derivujeme parciálne podľa teploty preto, lebo vo všeobecnom prípade je funkciou aj objemu.

Ak bude dochádzať k zohrievaniu plynu pri konštantnom tlaku (izobarický dej), potom sa dodané teplo, t. j. tepelná energia, mení na vnútornú energiu plynu a tiež aj na prácu (plyn sa rozpína, čiže koná prácu voči vonkajším silám). Je zrejmé, že na dosiahnutie rovnakej hodnoty vnútornej energie plynu je v tomto prípade potrebné dodať väčšie množstvo tepla ako v prípade zohrievania plynu pri konštantnom objeme. Vzorec pre tepelnú kapacitu pri konštantnom tlaku  $C_p$  nájdeme tak, že za prírastok energie  $dU$  do rovnice (3) dosadíme vyjadrenie úplného diferenciálu energie

$$dU(T, V) = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV. \quad (5)$$

Z prvej vety termodynamickkej pre vratné deje a sústavy nachádzajúce sa v rovnovážnom stave pre množstvo tepla prijaté sústavou potom platí

$$\begin{aligned} dQ &= dU + pdV = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV + pdV \\ &= \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] dV. \end{aligned} \quad (6)$$

Podelením rovnice (6) prírastkom teploty  $dT$  za konštantného tlaku dostaneme

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] \left(\frac{dV}{dT}\right)_p, \quad (7)$$

t. j.

$$C_p = C_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] \left(\frac{dV}{dT}\right)_p. \quad (8)$$

Vzťah (8) potom vyjadruje tepelnú kapacitu za konštantného tlaku  $C_p$ , ktorá je väčšia ako tepelná kapacita za konštantného objemu  $C_V$ . Vidíme, že skutočne, ak prebieha zohrievanie plynu pri konštantnom tlaku, spotrebuje sa teplo dodané plynu zvonku na zvýšenie jeho vnútornej energie a na prácu, ktorú plyn pri rozpínaní vykoná. Hmotnostné tepelné kapacity  $c_p$ ,  $c_V$  sa pri pevných a kvapalných látkach líšia veľmi málo, pri plynoch je tento rozdiel výrazný a nemožno ho zanedbať, pričom pri všetkých látkach je  $c_p > c_V$ .

Stavová rovnica pre ideálny plyn je daná vzťahmi

$$\begin{aligned} pV &= NkT, \\ pV &= nRT, \end{aligned} \quad (9)$$

kde  $N$  je počet častíc plynu nachádzajúcich sa v objeme  $V$ ,  $n$  je látkové množstvo,  $k$  je Boltzmannova konštanta,  $R$  je molárna plynová konštanta. Dá sa ukázať, že vnútorná energia ideálneho plynu nezávisí od jeho objemu, t. j.  $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$ . V ďalšom odvodení budeme predpokladať, že ide o jeden mól ideálneho plynu ( $n = 1$ ), t. j. rovnica (9) nadobudne tvar

$$pV = RT. \quad (10)$$

Po zdiferencovaní vzťahu (10) dostaneme rovnicu  $p \left(\frac{dV}{dT}\right)_p = R$  a potom vzťah (8) môžeme napísať v tvare

$$C_p = C_V + R. \quad (11)$$

Toto je Mayerova rovnica, ktorá vyjadruje vzťah medzi molárnou tepelnou kapacitou pri konštantnom tlaku  $C_p$  a molárnou tepelnou kapacitou pri konštantnom objeme  $C_V$ . Keď sa namiesto molárných tepelných kapacít vezmú tepelné kapacity, vzťah (11) bude mať nasledujúci tvar

$$C_p = C_V + nR. \quad (12)$$

Podiel tepelných kapacít nazývame **Poissonovou konštantou**  $\kappa$  a vzhľadom na vzťah medzi tepelnou kapacitou a hmotnostnou tepelnou kapacitou (je jedno či delíme molárne tepelné kapacity alebo tepelné kapacity) sú v tom istom pomere aj hmotnostné tepelné kapacity pri konštantnom tlaku  $c_p$  a konštantnom objeme  $c_V$ , takže platí

$$\kappa = \frac{C_p}{C_V} = \frac{c_p}{c_V}. \quad (13)$$

Poissonova konštanta  $\kappa$  je teda bezrozmerná fyzikálna veličina. Pre všetky plyny je pomer tepelných kapacít  $\kappa > 1$  a závisí od počtu atómov v molekule plynu (príloha, tabuľka 13, str. 162). Hodnotu Poissonovej konštanty  $\kappa$  pre ideálny plyn je možné vypočítať priamo z kinetickej teórie plynov nasledovne.

Uvažujme ideálny plyn, ktorý je zložený z molekúl jedného druhu, kde každá molekula má  $i$  stupňov voľnosti. Na pohyb jednej molekuly pripadá stredná energia  $e = \frac{i}{2}kT$  a pre strednú energiu jedného mólu plynu platí  $E = \frac{i}{2}N_AkT = \frac{i}{2}RT$ , kde  $k$  je Boltzmannova konštanta,  $N_A$  je Avogadrova konštanta (vyjadruje počet molekúl v 1 móle),  $R$  je molárna plynová konštanta. Ak tento plyn zahrejeme pri konštantnom objeme (izochoricky), zvýšenie strednej energie  $E$  plynu bude viesť k nárastu vnútornej energie  $U$ . Vnútornej energia ideálneho plynu je iba funkciou teploty a pre zmenu vnútornej energie platí  $dU = C_V dT$ , kde  $C_V$  je tepelná kapacita pri konštantnom objeme, tak dostaneme

$$dE = \frac{i}{2}RdT = dU = C_V dT. \quad (14)$$

Z tejto rovnice dostávame pre molárnu tepelnú kapacitu pri konštantnom objeme

$$C_V = \frac{i}{2}R. \quad (15)$$

Ak použijeme Mayerovu rovnicu, dostaneme

$$C_p = \frac{i}{2}R + R. \quad (16)$$

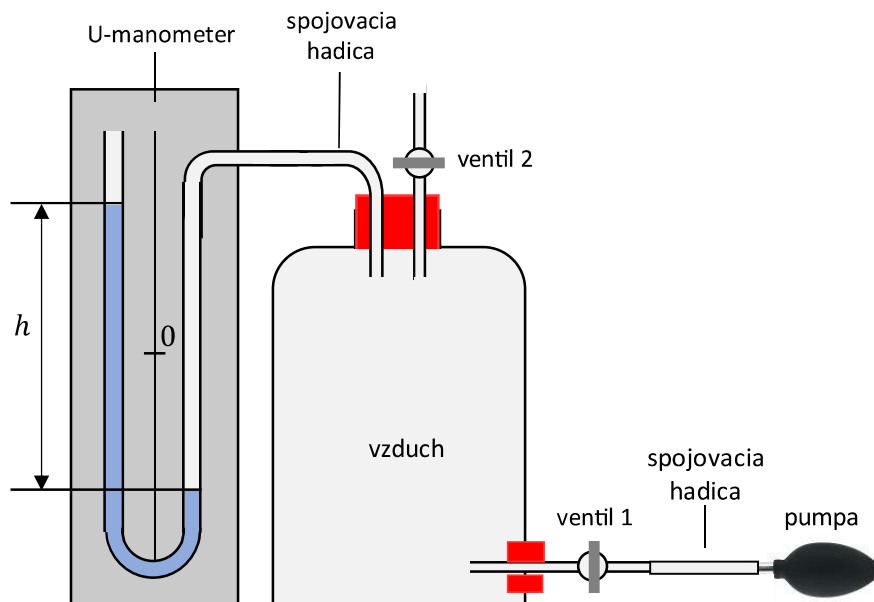
Poissonovu konštantu  $\kappa$ , vyjadrenú pomerom tepelných kapacít pri konštantnom tlaku a objeme (vzťah 13), môžeme dosadením vzťahov (15) a (16) za  $C_p$ ,  $C_V$  vyjadriť v tvare

$$\kappa = \frac{\frac{i}{2}R + R}{\frac{i}{2}R} = \frac{i + 2}{i}. \quad (17)$$

V prílohe (tabuľka 13, str. 162) sú uvedené teoretické hodnoty tepelných kapacít  $C_p$ ,  $C_V$  a Poissonovej konštanty  $\kappa$  vypočítané podľa vzťahov (15) a (16) pre ideálny jednoatómový (zložený z jednoatómových molekúl), dvojatómový a viacatómový plyn. Pre reálny plyn neposkytuje kinetická teória dostatočne presné výsledky, preto sa konštantu určuje experimentálne. V našom prípade budeme určovať Poissonovu konštantu  $\kappa$  nepriamo Clémentovou-Desormesovou metódou.

### A. Určenie Poissonovej konštanty vzduchu Clémentovou-Desormesovou metódou

Meranie realizujeme na Clémentovom-Desormesovom prístroji. Tento prístroj je veľmi jednoduchý a pozostáva zo sklenenej nádoby objemu  $V$ , ventilov (1) a (2), prívodov k pumpe, samotnej pumpy a U-manometra naplneného destilovanou vodou (Obr.1). Prostredníctvom ventilu (2) je možné nádobu pripojiť s vonkajším vzduchom, ktorého atmosférický tlak je  $p_0$ . Pri tomto postupe určovania Poissonovej konštanty vzduchu budeme využívať zákonitosti izochorického a adiabatického deja v plynch.



Obr. 1. Schéma aparatury na meranie Poissonovej konštanty Clémentovou-Desormesovou metódou



Adiabatický dej je dej, pri ktorom si sústava nevymieňa teplo s okolím. Z prvej termodynamickej vety popísanej rovnicami (2) resp. (3) teda dostaneme, že vnútorná energia sústavy sa môže meniť iba na úkor práce konanej na sústave alebo sústavou

$$0 = dU + pdV. \quad (18)$$

Už vyššie sme uviedli, že pre zmenu vnútornej energie platí  $dU = C_V dT$ . Ak zdiferencujeme stavovú rovnicu (9), dostaneme

$$Vdp + pdV = RdT, \quad (19)$$

odkiaľ vyjadríme prácu  $pdV = RdT - Vdp$ . Zo stavovej rovnice (9) vyjadríme ďalej objem  $V = RT/p$  a pomocou vzťahov (11) a (13) vyjadríme molovú plynovú konštantu  $R = C_V(\kappa - 1)$ . Dosadením vyjadrení pre prácu  $pdV$ , objem  $V$  a molovú plynovú konštantu  $R$  do rovnice (18) a následnou úpravou dostaneme túto rovnicu v tvare

$$\kappa \frac{dT}{T} - (\kappa - 1) \frac{dp}{p} = 0. \quad (20)$$

Jej integráciou získame Poissonovu rovnicu popisujúcu adiabatickú zmenu plynu

$$p^{-(\kappa-1)} T^\kappa = \text{konšt.} \quad (21)$$

Pre izochorickú zmenu plynu platí stavová rovnica

$$\frac{p}{T} = \text{konšt.} \quad (22)$$

Vzduch najskôr stlačíme v nádobe nahustením vzduchu pumpou cez ventil (1) pri zatvorenom ventile (2) tak, aby bol v nádobe pretlak voči tlaku okolitého vzduchu a necháme hladiny mernej kvapaliny v ramenách U-manometra ustáliť. Keďže zmenu tlaku vzduchu meriame pomocou U-manometra, môžeme ju vyjadriť pomocou vzťahu pre hydrostatický tlak  $\Delta p_1 = \rho g h_1$ . Tento stav plynu je charakterizovaný stavovými veličinami  $p_1 = p_0 + \rho g h_1$ ,  $T_1$ ,  $n_1$ , kde  $T_1$  je teplota vzduchu,  $n_1$  je látkové množstvo, t. j. počet mólov vzduchu v nádobe,  $p_0$  je atmosférický tlak,  $\rho$  je hustota kvapaliny v U-manometri pri teplote  $T_1$ ,  $h_1$  je rozdiel polôh hladín kvapaliny v ramenách U-manometra (stav I.).

Potom na krátky časový interval otvoríme ventil (2), kedy sa nádoba spojí s vonkajším vzduchom. Prebehne adiabatická expanzia vzduchu v nádobe z prvého do druhého stavu  $(T_1, p_0 + \rho g h_1) \rightarrow (T_2, p_0)$ . Predpokladáme, že expanzia prebehla tak rýchlo, že nedošlo k výmene tepla plynu s okolím, plyn sa expanziou ochladil na teplotu  $T_2 < T_1$ . Stav plynu

po adiabatickej expanzii je vyjadrený stavovými veličinami  $p_0, T_2, n_2$ , kde  $n_2$  je počet mólov, ktoré ostali po expanzii v sklenenej nádobe (stav II.)

Pri adiabatickej expanzii teplota vzduchu klesla, ale nádoba s plynom nie je tepelne izolovaná od okolia a po určitom čase sa teplota vzduchu v nádobe ustáli na vonkajšiu teplotu  $T_1$  a tlak pritom rastie izochoricky na hodnotu  $p_2$ , ktorý dosiahne pri teplote  $T_1$ . Pretože je zmena teploty pri expanzii plynu veľmi malá, budú tlaky  $p_1, p_2$  málo odlišné od atmosférického tlaku  $p_0$  a teda aj množstvo plynu vyjadrené počtom mólov  $n_1$ , resp.  $n_2$  bude približne rovnaké. Prechod z druhého do tretieho stavu môžeme zapísať ako  $(T_2, p_0) \rightarrow (T_1, p_0 + \rho gh_2)$ . Po tomto ustálení hladín kvapaliny v ramenách U-manometra je tento stav charakterizovaný stavovými veličinami  $p_2 = p_0 + \rho gh_2, V_2, T_1, n_2$ , kde  $h_2$  je rozdiel hladín kvapaliny v U-manometri (stav III.).

Pre prechod plynu z prvého do druhého stavu, t. j. pre adiabatickú expanziu vzduchu v nádobe platí

$$p_1^{-(\kappa-1)} T_1^\kappa = p_0^{-(\kappa-1)} T_2^\kappa. \quad (23)$$

Pre prechod plynu z druhého do tretieho stavu, t. j. izochorický ohrev plynu v nádobe, platí stavová rovnica

$$\frac{p_0}{T_2} = \frac{p_2}{T_1}. \quad (24)$$

Zo vzťahov (23) a (24) po matematickej úprave dostaneme

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{-(\kappa-1)} = \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^\kappa, \quad (25)$$

po dosadení za  $p_1 = p_0 + \rho gh_1$  a  $p_2 = p_0 + \rho gh_2$  dostaneme rovnicu

$$\left(\frac{p_0 + \rho gh_1}{p_0}\right)^{-(\kappa-1)} = \left(\frac{p_0}{p_0 + \rho gh_2}\right)^\kappa. \quad (26)$$

Po zlogaritmovaní môžeme písať vzťah pre výpočet Poissonovej konštanty  $\kappa$  v tvare

$$\kappa = \frac{\ln\left(1 + \frac{\rho gh_1}{p_0}\right)}{\ln\frac{1 + \frac{\rho gh_1}{p_0}}{1 + \frac{\rho gh_2}{p_0}}}. \quad (27)$$

Pretože pretlak  $dp_1$ , resp.  $dp_2$  je oveľa menší ako atmosférický tlak  $p_0$ , platí  $\frac{\rho gh_1}{p_0} \ll 1$ ,  $\frac{\rho gh_2}{p_0} \ll 1$ , môžeme vzťah (27) s použitím Taylorovho rozvoja funkcie  $\ln(1+x)$  zjednodušiť a uvažovať iba prvý člen týchto radov a dostaneme pre  $\kappa$  vzťah

$$\kappa \approx \frac{\frac{\rho gh_1}{p_0}}{\frac{\rho gh_1}{p_0} - \frac{\rho gh_2}{p_0}}. \quad (28)$$

Po matematickej úprave dostávame približný vzťah pre výpočet  $\kappa$

$$\kappa \approx \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (29)$$

Podľa vzťahu (29) na určenie hodnoty Poissonovej konštanty  $\kappa$  stačí iba odmerať rozdiel polôh hladín  $h_1$ ,  $h_2$  tlakomernej kvapaliny v oboch stavoch plynu.

*Pozn.: Clémentovou-Desormesovou metódou, ktorú sme popísali, môžeme dosiahnuť presnosť nie väčšiu ako 3%. Krátkodobým otvorením uzatváracieho ventilu nezabezpečíme presne adiabatickú zmenu, nakoľko dôjde čiastočne k výmene tepla medzi vzduchom v nádobe a okolím nádoby. Týmto meraním dostaneme v priemere menšiu hodnotu Poissonovej konštanty  $\kappa$  ako je daná jej skutočná hodnota.*

### **Pomôcky**

Aparatúra na meranie Poissonovej konštanty Clémentovou-Desormesovou metódou alebo Clémentov-Desormesov prístroj, barometer, teplomer.

### **Postup merania**

1. Z barometra odčítame atmosférický tlak pred začiatkom merania ( $p_{01}$ ) a na konci merania ( $p_{02}$ ), a vypočítame jeho priemernú hodnotu  $p_0$ . Pretože ortuťový barometer má stupnicu v jednotkách torr (mmHg), na určenie atmosférického tlaku  $p_0$  použijeme prevod  $1 \text{ torr} = 133,3 \text{ Pa}$ , t. j.  $p_0 \text{ (Pa)} = 133,3 \cdot p \text{ (torr)}$ .
2. Odmeriame teplotu kvapaliny (destilovanej vody) v U-manometri bezprostredne pred meraním ( $t_1$ ) a po meraní ( $t_2$ ), a vypočítame jej priemernú hodnotu  $t$ .
3. Pri uzatvorení ventilu (2) do nádoby gumenou pumpou natlačíme cez ventil (1) vzduch tak, aby U-manometer ukazoval pretlak v nádobe a uzatvoríme ventil (1). Počkáme, pokým sa hladiny vodného stĺpca v ramenách U-manometra ustália a odčítame vzájomnú vzdialenosť vodných hladín oboch ramien U-manometra  $h_1$ .
4. Otvoríme ventil (2) a hneď ho uzavrieme. Chvíľu opäť počkáme, pokým sa hladiny vodného stĺpca v ramenách U-manometra ustália a odčítame vzájomnú vzdialenosť vodných hladín oboch ramien U-manometra  $h_2$ .

5. Meranie opakujeme 10 až 20-krát pri rôznych začiatočných pretlakoch vzduchu v nádobe a pri rôznych rýchlostiach otvorenia ventilu (2). Namerané hodnoty vzájomnej vzdialenosti vodných hladín obidvoch ramien U-manometra  $h_1$  a  $h_2$  zapisujeme do tabuľky 1.

Tabuľka 1.

$p_{01}$ (Pa)				$p_{02}$ (Pa)			$p_0$ (Pa)		
$t_1$ (°C)				$t_2$ (°C)			$t$ (°C)		
$i$	$h_1$ (m)	$h_2$ (m)	$\kappa'$	$\Delta_{\kappa'}^2$	$p_1$ (Pa)	$p_2$ (Pa)	$\kappa''$	$\Delta_{\kappa''}^2$	
1									
2									
⋮									
n									
			$\overline{\kappa'} = \dots$	$\sigma_{\overline{\kappa'}} = \dots$			$\overline{\kappa''} = \dots$	$\sigma_{\overline{\kappa''}} = \dots$	

### Vyhodnotenie merania

1. Určíme hodnotu hustoty destilovanej vody  $\rho$  použitej v U-manometri v závislosti od teploty (príloha, tabuľka 6, str. 158).
2. Vypočítame hodnotu tlaku vzduchu v nádobe po nahustení vzduchu  $p_1 = p_0 + h_1\rho g$  a po čiastočnom vypustení vzduchu z nádoby  $p_2 = p_0 + h_2\rho g$ , kde za  $p_0$  dosadíme priemerný atmosférický tlak.
3. Výpočtom podľa presného vzťahu (27) určíme Poissonovu konštantu, ktorej hodnoty v tabuľke 1 zapisujeme s označením  $\kappa'_i$ .
4. Výpočtom podľa približného vzťahu (29) určíme Poissonovu konštantu, ktorej hodnoty v tabuľke 1 zapisujeme s označením  $\kappa''_i$ .
5. Určíme aritmetický priemer Poissonovej konštanty  $\overline{\kappa'}$ ,  $\overline{\kappa''}$  a vypočítame príslušné stredné kvadratické odchýlky aritmetického priemeru  $\sigma_{\overline{\kappa'}}$ ,  $\sigma_{\overline{\kappa''}}$ .
6. Výsledok určenia Poissonovej konštanty vzduchu uvedieme v tvare  $\kappa' = (\overline{\kappa'} \pm \sigma_{\overline{\kappa'}})$  a  $\kappa'' = (\overline{\kappa''} \pm \sigma_{\overline{\kappa''}})$ .
7. Vypočítame relatívnu odchýlku od tabuľkovej hodnoty. Porovnáme výsledky merania  $\overline{\kappa'}$ ,  $\overline{\kappa''}$ s tabuľkovou hodnotou Poissonovej konštanty  $\kappa$  pre vzduch (príloha, tabuľka 12, str. 162).
8. V závere diskutujeme o získaných výsledkoch. Uvedieme možné zdroje chýb a metódy, pomocou ktorých by sa dali tieto chyby eliminovať.

Tabuľka 6. Hustota destilovanej vody  $\rho$  v závislosti od teploty

$t$ (°C)	$\rho$ (kg · m <sup>-3</sup> )				
	desatiny stupňa				
	,0	,2	,4	,6	,8
<b>10</b>	999,700	999,682	999,664	999,645	999,625
<b>11</b>	999,605	999,585	999,564	999,542	999,520
<b>12</b>	999,498	999,475	999,451	999,427	999,402
<b>13</b>	999,377	999,352	999,326	999,299	999,272
<b>14</b>	999,244	999,216	999,188	999,159	999,129
<b>15</b>	999,099	999,069	999,038	999,007	999,975
<b>16</b>	998,943	998,910	998,877	998,843	998,809
<b>17</b>	998,774	998,739	998,704	998,668	998,632
<b>18</b>	998,695	998,558	998,520	998,482	999,444
<b>19</b>	998,405	998,365	998,325	998,285	998,244
<b>20</b>	998,203	998,162	998,120	998,078	998,035
<b>21</b>	997,992	997,948	997,904	997,860	997,815
<b>22</b>	997,770	997,724	997,678	997,632	997,585
<b>23</b>	997,538	997,490	997,442	997,394	997,345
<b>24</b>	997,296	997,246	997,196	997,146	997,095
<b>25</b>	997,044	997,992	997,941	997,888	997,836
<b>26</b>	996,783	996,729	996,676	996,621	996,567
<b>27</b>	996,512	996,457	996,401	996,345	996,289
<b>28</b>	996,232	996,175	996,118	996,060	996,002
<b>29</b>	995,944	995,885	995,826	995,766	995,706
<b>30</b>	995,646	995,586	995,525	995,464	995,402

Tabuľka 12. Hmotnostná tepelná kapacita vzduchu  $c_p$  a Poissonova konštanta vzduchu  $\kappa = c_p/c_v$  v závislosti od teploty (pri tlaku 101,325 kPa)

$t$ (°C)	$c_p$ ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )	$\kappa$
<b>-50</b>	1 006	1,41
<b>0</b>	1 006	1,40
<b>20</b>	1 006	1,40
<b>40</b>	1 008	1,40
<b>60</b>	1 009	1,40
<b>80</b>	1 011	1,40
<b>100</b>	1 012	1,395

Tabuľka 13. Molárna tepelná kapacita  $C_p$ ,  $C_v$  a Poissonova konštanta  $\kappa$  ideálneho plynu

Ideálny plyn s molekulami	$C_p$ ( $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )	$C_v$ ( $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )	$\kappa$
1 atómovými	$\frac{5}{2}R = 20,786$	$\frac{3}{2}R = 12,472$	$\frac{5}{3} = 1,6667$
2 atómovými	$\frac{7}{2}R = 29,100$	$\frac{5}{2}R = 20,786$	$\frac{7}{5} = 1,4$
3 a viac atómovými	$4R = 33,358$	$3R = 24,943$	$\frac{4}{3} = 1,3333$

Tabuľka 14. Moment zotrvačnosti  $I$  pre os idúcu stredom mnohouholníka a kolmú na rovinu, kde  $M$  je hmotnosť a  $R$  je polomer opísanej kružnice mnohouholníka

N-uholník	$I$ ( $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ )
3	$\frac{1}{4}MR^2$
4	$\frac{1}{3}MR^2$
6	$\frac{5}{12}MR^2$

Za odbornú náplň tohto vydania zodpovedá odborný redaktor prof. Ing. Dušan Pudiš, PhD.

Autori RNDr. Gabriela Tarjániová, PhD., Ing. Tomáš Mizera, PhD.

Názov **Návody k laboratórnym cvičeniam 1**

Vydala Žilinská univerzita v Žiline v EDIS-vydavateľstve UNIZA v roku 2023  
ako svoju 4933. publikáciu

Vydanie prvé, publikované elektronicky

AH 10,14

ISBN 978-80-554-2044-8

Rukopis vo vydavateľstve neprešiel redakčnou ani jazykovou úpravou.

[www.edis.uniza.sk](http://www.edis.uniza.sk)