

MISKOLCI EGYETEM



GÉPÉSZMÉRNÖKI ÉS INFORMATIKAI KAR

**ÚJ ELJÁRÁS AUTOKLÁV GÉPCSOPORTOK
EXPOZÍCIÓJÁNAK MEGHATÁROZÁSÁRA**

PhD értekezés

KÉSZÍTETTE:

Szepesi L. Gábor
okleveles gépészmérnök

SÁLYI ISTVÁN GÉPÉSZETI TUDOMÁNYOK DOKTORI ISKOLA
GÉPÉSZETI ALAPTUDOMÁNYOK TÉMATERÜLET
TRANSPORTFOLYAMATOK ÉS GÉPEIK TÉMACSOPORT

DOKTORI ISKOLA VEZETŐ:

Dr. Páczelt István
MTA rendes tagja

TÉMACSOPORT VEZETŐ:

Dr. Czibere Tibor
MTA rendes tagja

TÉMAVEZETŐ:

Dr. Ortutay Miklós
egyetemi docens

Miskolc, 2008

Tartalomjegyzék

JELÖLÉSJEGYZÉK.....	4
1. BEVEZETÉS, CÉLKITŰZÉSEK	7
2. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK	11
3. SZIVÁRGÁS OKOZTA KÖRNYEZETTERHELÉS.....	16
3.1 A NYOMÁSMÉRÉSEN ALAPULÓ SZIVÁRGÁSMÉRÉS	17
3.1.1 Általános egyenletek	17
3.1.2 Áramlás halmaztölteten, szűrőközegegen át.....	19
3.2 LAMINÁRIS SZIVÁRGÁSI MODELL	20
3.3 EXPOZÍCIÓ MEGHATÁROZÁSA NYOMÁSMÉRÉS SEGÍTSÉGÉVEL	27
3.3.1 Levegővel történő vizsgálat.....	27
3.3.2 Oldószer töltet expozíciója.....	29
3.4 VÁRAKOZÁSI IDŐ MEGHATÁROZÁSA	33
3.4.1 Mérőberendezés a várakozási idő vizsgálatához.....	33
3.4.2 Áramlási és hőtechnikai folyamatok matematikai modellje.....	35
3.4.3 A tartályok falán keresztül történő energiatranszport.....	42
3.4.4 Számítási eredmények.....	46
3.4.5 Megengedett szivárgási értékek.....	49
4. KARIMÁS KÖTÉS TÖMÍTÉSEINEK VIZSGÁLATA.....	51
4.1 KARIMÁS KÖTÉSEK	51
<i>A karimatömítésre ható erők.....</i>	<i>51</i>
4.2 KARIMATÖMÍTÉS VIZSGÁLATA.....	53
4.3 REOLÓGIAI ANYAGMODELLEK.....	56
4.3.1 Reológiai testek	57

4.3.2 A Maxwell modell	57
4.3.3 A matematikai modell megoldása	60
4.5 KARIMATÖMÍTÉSEK ISMÉTELT TERHELÉSE	65
5. ÖSSZEFOGLALÁS, AZ EREDMÉNYEK ALKALMAZHATÓSÁGA, TOVÁBBFEJLESZTÉSI LEHETŐSÉGEK	67
6. ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK	69
7. BEFEJEZÉS	71
SUMMARY	72
IRODALOMJEGYZÉK	74
<i>Az értekezés témájában megjelent saját, teljes terjedelmű cikkek:</i>	<i>74</i>
<i>Szakmai előadás magyar nyelven:</i>	<i>75</i>
<i>Folyóiratokban megjelent cikkek, könyvek</i>	<i>75</i>

MELLÉKLETEK

- 1 – SZIVÁRGÁSMÉRÉSI MÓDSZEREK
- 2 – TURBULENS SZIVÁRGÁSI MODELL
- 3 – MODELLSZÁMÍTÁSI EREDMÉNYEK

Jelölésjegyzék

Latin betűvel jelöltek:

a	Állandó	-
A	Állandó	$1/m$
A	Felület	m^2
AK	Átlagos koncentráció	mg / m^3
b	Állandó	-
b	Tömítés vastagsági mérete	m
B	Állandó	-
C	Állandó	$1/m$
CK	Csúcskoncentráció	mg / m^3
c_p	Állandó nyomáson vett fajhő	J/kgK
c_v	Állandó térfogaton vett fajhő	J/kgK
d	Átmérő	m
D	Szivárgási állandó	$1/Pas$
D_o	Oldószerre vonatkozó szivárgási állandó	$1/Pas$
D_L	Levegőre vonatkozó szivárgási állandó	$1/Pas$
e	Energiasűrűség	J / kg
e_{cp}	Alakváltozás	m
E	Szivárgási állandó	$1/s$
E_o	Oldószerre vonatkozó szivárgási állandó	$1/s$
E_L	Levegőre vonatkozó szivárgási állandó	$1/s$
f	Súrlódási tényező	-
g	Nehézségi gyorsulás	m / s^2
G	Tömegáram	kg / s
G	Tömítés középátmérője	m
G	Csúsztatórugalmissági modulusz	MPa
G_1	Nyírási relaxációs függvény	MPa
Gr	Grashof-szám	-
h	Magassági méret	m
h	Fajlagos entalpia	J/kg
j_q	Hőáramsűrűség vektor	J/kg
j_w	Mechanikai energia sűrűség vektor	J/kg

K	Darcy-féle átteresztőképesség	-
K	Térfogati relaxációs függvény	MPa
k_1, k_2	Ergun-féle tényezők	-
L	Hosszméret	m
l	Hosszméret	m
m	Tömeg	kg
m	Tömítési tényező	-
M	Moltömeg	kmol/kg
n	Hatványkitevő	-
Nu	Nusselt-szám	-
p	Nyomás	Pa, bar
p	Stabilitási kritérium	-
P	Nyomás	Pa
Δp	Nyomáskülönbség	Pa
Δp_G	Gázfázis nyomáskülönbsége	Pa
Δp_L	Folyadékfázis nyomáskülönbsége	Pa
Δp_T	Teljes nyomáskülönbség	Pa
Pr	Prandtl-szám	-
Q	Térfogatáram	m ³ /s
r	Sugár	m
R	Univerzális gázállandó	J/kgK
R	Sugár	m
Re	Reynolds-szám	-
T	Hőmérséklet	K
u	Fajlagos belső energia	J/kg
v	Áramlási sebesség	m/s
V	Térfogat	m ³
\bar{v}	Átlagsebesség	m/s
v_x, v_y, v_z	Sebesség-koordináta összetevők	m/s
w	Áramlási sebesség	m/s
w_1, w_2, w_3	Súlyfaktorok	-
W_A	Minimálisan szükséges csavarerő	N
W_{OP}	Alkalmazott csavarerő	N
y	Szükséges tömítőnyomás	Pa
Z	Kompresszibilitási tényező	-

Görög betűvel jelöltek:

α	Hőátadási tényező	$W / m^2 K$
ε	Porozitás	-
$\underline{\underline{\varepsilon}}$	Alakváltozás tenzor	-
η	Dinamikai viszkozitás	Pas
κ	Izentrópikus kitevő	-
λ	Hővezetési tényező	W / mK
ν	Kinematikai viszkozitás	m^2 / s
ρ	Sűrűség	kg / m^3
ρ_L	Folyadékfázis sűrűsége	kg / m^3
ρ_G	Gázfázis sűrűsége	kg / m^3
τ	Idő	s
ζ	Veszteségtényező	-
τ_1, τ_2, τ_3	Relaxációs idő	s

1. Bevezetés, célkitűzések

A környezet és az emberi élet védelme az utóbbi évtizedekben egyre fontosabbá vált. Ennek hatása a műszaki életben is megjelenik. A termelő üzemek, hatóságok fokozottabb figyelmet fordítanak az emberi élet védelmére, a munkatér szennyezettségének és a környezeti terhelések mérésére, csökkentésére. Az Országgyűlés megalkotta a 2000. évi XXV. törvényt a kémiai biztonságról, a veszélyes anyagok és veszélyes készítmények káros hatásainak megfelelő módon történő azonosítása, megelőzése, csökkentése, elhárítása, valamint ismertetése céljából. A törvény kiegészítéseképpen a következő rendeletek léptek hatályba:

- 12/2001 KöM-EüM együttes rendelet, a vegyi anyagok kockázatának becléséről és a kockázat csökkentéséről
- 14/2001 KöM-EüM-FVM együttes rendelet a légszennyezettségi határértékekről, a helyhez kötött légszennyező pontforrások kibocsátási határértékeiről
- 25/2000 EüM-SzCSM együttes rendelet a munkahelyek kémiai biztonságáról
- 26/2000 EüM rendelet a foglalkozási eredetű rákkeltő anyagok elleni védekezésről és az általuk okozott egészségkárosodások megelőzéséről
- 41/2000 KöM-EüM együttes rendelet az egyes veszélyes anyagokkal, illetve veszélyes készítményekkel kapcsolatos egyes tevékenységek korlátozásáról
- 44/2000 EüM rendelet a veszélyes anyagokkal és a veszélyes készítményekkel kapcsolatos egyes eljárások, illetve tevékenységek részletes szabályairól

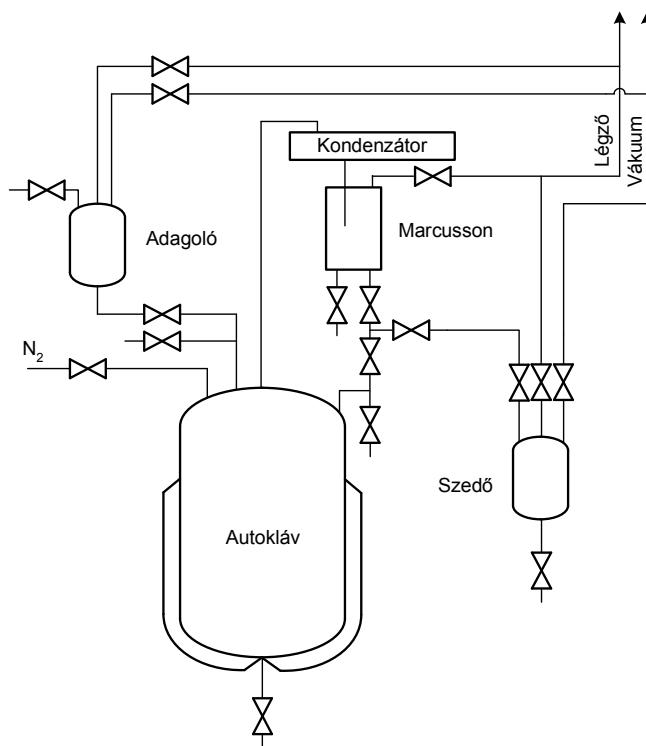
A törvényhez kapcsolódó rendeletek szabályozzák a környezetbe, illetve a munkatérbe kikerülő károsító anyagok megengedett-, átlagos- és csúcskoncentrációját. Ezen koncentrációk közül mutat be néhány példát a következő táblázat:

Megnevezés	AK, mg/m ³	CK, mg/m ³
Metil-acetát	610	2440
Metanol	260	1040
n-Pentán	2950	9400
Toluol	190	760

1.1. táblázat

Ahhoz, hogy a munkatérben létrejövő károsanyag-koncentrációkat egyértelműen meghatározzuk, szükséges ismerni az adott szennyezőforrások kibocsátását, az adott munkatér ventilációs paramétereit.

Egy autokláv gépcsoport kapcsolási vázlatát mutatja az 1.1. ábra.



1.1. ábra Autokláv gépcsoport vázlat

Egy klasszikus gyógyszergyári technológiában több, az 1.1. ábrán látható gépcsoport található egy termelő csarnokban.

Egy autokláv gépcsoport a következő szerelvényekből áll:

- Autokláv
- Adagoló(k)
- Kondenzátor
- Marcusson-edény
- Szedő(k)
- Szelepek
- Karimák
- Tömítések
- Csővezetékek

A gyártás során, az adagolókon keresztül az alapanyagokat, oldószereket az autoklávba juttatják. A reakció receptúrától függően történhet depresszió, illetve túlnyomás alatt. A túlnyomás mértéke általában 0,3-0,8 bar_g. Az autokláv köpenye duplikátoros kialakítású, így az autokláv köpenyen keresztül a reaktor töltete hűthető, fűthető. Adott termék gyártása során a receptúra meghatározza, hogy milyen időközönként kell mintát venni. A mintavételhez esetenként a készülék fedelét felnyitják. A gyártás során a töltetet különböző célból (bepárlás, desztillálás) forralják, a gőzt kondenzáltatják, majd a Marcusson-edényen keresztül szétválasztják, a folyadékfázist visszavezetik a készülékbe refluxként, vagy a szedőedényekbe kerül. Minden egyes technológiai berendezés egy légzővezetéken keresztül atmoszférikus körülmények között is működhet, vagy a vákuumvezetéken keresztül depresszió alá helyezhető.

A környezetbe illetve a munkatérbe kerülő szennyező anyagok kibocsátása a következő módokon történhet:

- a légzővezetéken keresztül,
- mintavételezés során a nyitottá váló felület következtében szabadfelszíni párolgás útján,
- csővezetékek, kondenzátor, Marcusson-edény (üvegfalú), autokláv, szedőedény anyagfolytonosságbeli hibájának következtében,
- karimás kötések tömítetlenségéből adódóan.

Az anyagfolytonosságbeli veszélyforrások feltárása általában nem igényel különleges vizsgálati módszereket. Általánosságban mondható, hogy a makroszkopikus jellegű hibák szabad szemmel, illetve hallás segítségével lokalizálhatók, így javíthatók. A tömítetlenségéből származó emissziós forrás

vizsgálófolyadékkal (szivárgást feltáró habzó folyadék) feltárható. Az eddig felsorolt módszerek kizárólag kvalitatív módon jellemzik az emissziót. A törvényi előírásokban szereplő koncentrációk meghatározásához azonban szükséges az egyes emisszió forrásokat kvantitatívan is jellemezni.

A kutatás során a tömítetlenségből, illetve az anyagfolytonossági hibákból származó emisszió meghatározásával foglalkoztam.

Az értekezés fő célja egy olyan validálási eljárás kidolgozása volt, mellyel a gépcsoportok tömörségi állapota a munkatérbe, illetve a környezetbe kerülő anyagmennyiség meghatározása révén minősíthetővé válik. Az eljárás eredménye adatot szolgáltat a munkatér ventilációs tervezéséhez. Az eljárás kidolgozásához szükséges a szivárgás matematikai modelljének felállítása, melynek elméleti alapját a kapillárisokban, pórusokban, illetve halmaztölteten át történő áramlás képezi. Meg kell határozni a szivárgási modell alkalmazhatósági tartományát. Szükséges vizsgálni, hogy különböző töltetek esetében hogyan változik a kibocsátott anyagmennyiség.

Mivel az ipari tapasztalatok azt mutatták, hogy a szivárgások leggyakrabban a karimás kötések tömítő felületei és a tömítés között jönnek létre, így célszerű vizsgálni a tömítés alakváltozását az idő függvényében. Ha a tömítésre ható nyomófeszültség egy, a tömítésre jellemző minimális tömítőnyomásnál kisebb, akkor a tömítés nem működik megfelelően. Céлом volt a zománcozott készülékekhez elterjedten használt teflonbevonatú lapos tömítésre ható nyomófeszültség időfüggésének meghatározása mérési adatokon alapuló matematikai modell felírásával.

2. Tudományos előzmények

Kapillárisokban és pórusok közötti áramlás vizsgálatára először a XIX. században került sor. Jean Louis Marie Poiseuille (1797-1869) 1840-ben publikálta azt a törvényt amit ma Poiseuille-, illetve Hagen-Poiseuille törvénynek nevezünk. (Ezt az összefüggést először kísérleti úton Hagen 1839-ben és tőle függetlenül Poiseuille 1840-ben állapította meg). A törvény kimondja hogy összenyomhatatlan közeg lamináris, súrlódásos, időben állandó áramlása esetén, a cső keresztmetszetén áthaladó folyadék mennyisége egyenesen arányos az egységnyi szakaszon bekövetkezett nyomásvesztéssel, a cső sugarának a negyedik hatványával, fordítottan arányos az áramló közeg dinamikai viszkozitásával valamint az áramlási hosszal.

$$Q = \frac{r^4 \pi \Delta p}{8 \eta L}. \quad (2.1)$$

Hasonló eredményre jutott Henry Darcy 1856-ban. Ő készítette el az első szisztematikus kísérletet, mely során porózus közegben vizsgálta összenyomhatatlan közeg mozgását. Tapasztalata szerint a porózus közegen átáramlott mennyiség arányos a cső két végén mért nyomások különbségével és fordítottan arányos az áramlás során megtett úttal. Továbbá megállapította, hogy az időegység alatt kiáramló vízmennyiség arányos a porózus közegre jellemző koefficienssel.

$$Q = KA \frac{h_A - h_B}{L}. \quad (2.2)$$

A „K” tényező nem más, mint a vizsgált porózus közeg átteresztőképessége. A Darcy-féle összefüggés (2.2) és a Hagen-Poiseuille (2.1) törvény tulajdonképpen megegyezik. Ezek az összefüggések lamináris jellegű áramlások leírására alkalmasak. Természetes konvekciós áramlás során nagyobb sebességek esetében a Darcy-féle egyenlet nem szolgáltat megfelelő eredményeket, ezért két újabb modell született meg. Az egyik a

Forcheimer-egyenlet [55] amely nem lineáris ellenállás tagot vesz figyelembe, a másik a Brinkman egyenlet [31], mely egy viszkózus erőtaggal számol. Pedras [50] szerint a porózus közegben történő áramlásokat a következő csoportokba lehet osztani:

- $Re < 1$, akkor Darcy-féle áramlásról beszélünk, érvényes a Darcy összefüggés
- $1 \div 10 < Re < 150$, akkor Forcheimer-féle áramlásról beszélünk
- $50 < Re < 300$ „post Forcheimer” vagy változó lamináris áramlás
- $300 < Re$ az áramlás jellege turbulens

Berl [8] szerint az áramlás jellegét a Knudsen-szám határozza meg. Ha a $Kn \ll 1$, akkor lamináris az áramlás jellege, ha $Kn \gg 1$, akkor molekuláris áramlásról beszélhetünk. Micheely [43] szerint az áramlás turbulens, ha a Reynolds-szám nagyobb, mint 2300, míg alatta laminárisnak modellezhető.

A porózus közegben történő egy- és többfázisú anyag- és hőáramlás leírására számos publikáció jelent meg [37, 25, 66, 55, 40]. Mindegyik elmélet feltételezi, hogy ismerjük a kapilláris geometriáját.

Töltött oszlopon történő átáramlásnál és gázszűrésnél hasonló jelenségek játszódnak le, mint porózus közegen történő átáramlásnál.

Leva [41] 1953-as publikációja alapján a töltött oszlopon történő átáramlás során a nyomásvesztés:

$$\Delta p = \frac{\rho w^2 l (1 - \varepsilon) A_{sz}}{\varepsilon^3 V_{sz}} f, \quad (2.3)$$

az f súrlódási tényező a Re szám függvénye.

S. Ergun összefüggése a nyomásvesztésre két tagból áll. Az első tag az ún. viszkózus tag, mely kifejezi, hogy lamináris áramlás esetén a viszkózus erők hatására fellépő nyomásvesztés, míg turbulens tartományban a kinetikus veszteség (második tag) a döntő.

$$\frac{\Delta p}{l} = k_1 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\eta}{d^2} w + k_2 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho}{d} w^2. \quad (2.4)$$

Németh Jenő [23] az előbbivel teljesen analóg összefüggést publikált.

A nyomásvesztés számítására alkalmas eddig publikált összefüggéseket tartalmazza a 2.1.-es táblázat egy és kétfázisú áramlások esetére.

Név	Összefüggés
Darcy (1856)	$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\eta v}{k}$
Blake (1922)	$\frac{\Delta p}{L} = \frac{k\eta A}{g} \frac{G^2}{g_c \rho_f} \frac{A}{\epsilon^3}$
Kozeny-Carman (1927)	$\frac{\Delta p}{L} = \frac{150(1-\epsilon)}{d^2 \epsilon^3} \eta v + \frac{1,75(1-\epsilon)}{\epsilon^3 d} \rho v^2$
Leva (1947)	$\frac{\Delta p}{L} = 200 \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} \frac{\eta}{d^2 \Psi^2} v^2$ (lamináris esetre)
Ergun (1952)	$\frac{\Delta p}{L} = \frac{150(1-\epsilon)}{d^2 \epsilon^3} \eta v + \frac{1,75(1-\epsilon)}{\epsilon^3 d} \rho v^2, \frac{Re_{m,g}}{1-\epsilon} = 1-2000$
Larkins és White (1961)	$\log\left(\frac{\Delta p_t / L}{\Delta p_L / L + \Delta p_G / L}\right) = \frac{0,416}{(\log \chi)^2 + 0,666}, \chi = \left(\frac{\Delta p_L / L}{\Delta p_G / L}\right)$
Ford (1960)	$\frac{\Delta p}{L} = \frac{0,0407 g \rho \eta_L}{\eta_G} Re_L^{0,29} Re_G^{0,57}$
Turping és Huntington (1967)	$\frac{\Delta p}{L} = \frac{2\rho v^2}{D_e g} f_t, \ln f_t = 8 - 1,12 \ln Z - 0,0769 (\ln Z)^2 + 0,0152 (\ln Z)^3,$ $Z = \frac{Re_G^{1,167}}{Re_L^{0,767}}$
Németh (1970)	$\frac{\Delta p}{L} = \frac{145(1-\epsilon)}{d^2 \epsilon^3} \rho v v + \frac{1,45(1-\epsilon)}{\epsilon^3 d} \rho v^2$
Saada (1972)	$\frac{\Delta p_T}{L} = 0,027 g \rho_L Re_L^{0,35} Re_G^{0,51} \left(\frac{d_c}{d}\right)^{1,15}$
Goto és Gaspillo (1992)	$\frac{\Delta p_T}{L} = y \left(\frac{\Delta p_L}{L} + \frac{\Delta p_G}{L}\right), y = \frac{0,55}{\ln(\chi/1,2)^2 + 0,666}$
Khan és Varma (1997)	$\frac{\Delta p_T}{L} = \frac{v^2 \rho}{2d} f, f = 3 \cdot 10^7 Re_G^{0,18} Re_L^{-1,7} \left(\frac{d_s}{d_c}\right)^{1,5}$ buborékos áramlásra

2.1. táblázat Nyomásveszteségek számítása

A táblázatból kitűnik, hogy mind a mai napig foglalkoznak a kutatók a kapillárisokban, résekben történő áramlás leírásával. Az is egyértelmű, hogy lamináris esetben a sebességtől lineárisan, míg turbulens esetben négyzetesen függ a nyomásveszteség nagysága.

Az értekezés másik, az első témakörhöz szorosan kötődő területe a karima tömítések vizsgálata. 1984-ben jelent meg az MSZ-13822/15 irányelv, mely a karimás kötések szilárdsági méretezésével foglalkozik. Ez az irányelv 2002. december 30.-i hatállyal megszűnt. A szakirodalomban és a külföldi szabványokban elvi alapjaikban is különböző számítóeljárások találhatók. A két legtöbbet alkalmazott a német (DIN 2505) illetve az amerikai (ASME CODE VIII. DIV.1.) Az Európai Unióban hosszas egyeztetések végén a közelmúltban megszületett a nyomástartó edényekre és csővezetésekre vonatkozó egységes előírásrendszer, amelyet a Magyar Szabványügyi Testület és a Műszaki Biztonsági Felügyelet hatályba helyezett (MSZ EN 13445-3). A 2003. január 1-től érvényes szabvány 11. fejezete foglalkozik a karimák méretezésével, amely lényegében megegyezik az előbb említett amerikai méretezési módszerrel. Ugyanezen szabvány G mellékletében alternatív alkalmazási lehetőségként ismertetésre került egy elviekben teljesen más számítási módszer is, amely igyekszik kiküszöbölni a korábbi méretezési eljárások hiányosságait. Ez egyébként teljes mértékben megegyezik az MSZ EN1591-1,2-ben leírtakkal, amelyet 2003. január elsejétől léptettek hatályba.

Karimás kötések vizsgálatával Bailey [4] (1937), Marie [42] (1938) és Waters [64] (1938) is foglalkozott. Állandósult kúszási állapotot vizsgáltak. A vizsgálataik során figyelmen kívül hagyták a furatok és a hengeres részek valamint a tömítés relaxációs hajlamának a hatását.

A tömítésre ható erő csökkenésével először Thorn (1942) [65] és Werkenthin foglalkozott. Vizsgálataikhoz gumialapú tömítéseket használtak. Az eddigi kúszásvizsgálatok csak méréseken alapultak, melyeket számos folyóiratban publikáltak. A számítógépes technika fejlődésének köszönhetően 1974-ben Fessler és Swannell [27] elkészítette a karimás kötések végeselemes modelljét, mely számítások során keményedési kúszásmodellt használtak. Az analízisük nagyon hosszadalmas volt, továbbá rendkívül költségigényes. Szükségessé vált egy olyan eljárás kifejlesztése, mely lecsökkenti a számítási időt, és a számítási költséget.

Kraus [38] 1980-ban publikált egy modellt, mely segítségével meghatározható vált az az idő, míg a kezdeti feszültségekből relaxáció útján a végfeszültségi állapot kialakul. Kraus modellje is figyelmen kívül hagyta a tömítés relaxációját.

A tömítésvizsgálatok alapvetően három csoportba sorolhatók:

- konstans tömítőnyomás alkalmazása,
- ciklikus terhelés vizsgálat,
- állandó tömítés deformáció alkalmazása.

Bazergui [7] 1984-ben végzett szobahőmérsékletű kísérleteket, és megállapította, hogy a karima meghúzása után a legtöbb relaxációs folyamat az első 15 percen lezajlik, és ez az alacsony terhelési állapotokban jelentősebb. Véleménye szerint szobahőmérsékleten végzett vizsgálatok során a legtöbb nem-fémes, és kompozit fémes tömítések esetében az alakváltozás és az idő logaritmus között lineáris kapcsolat írható fel.

$$e_{cp} = a + b \ln(\tau). \quad (2.5)$$

Bouزيد szerint nem lehet egységes modellt készíteni mely az összes tömítés relaxációs viselkedését leírja. Minden anyagnak sajátos viselkedése van ilyen körülmények között.

Műanyagok deformációja leírható viszkoelasztikus elmélettel. A lineáris viszkoelasztikus elmélet Bland (1960) Christensen (1971) és Blanc (1988) [10] nevéhez fűződik. Azonban nem minden műanyag írható le ezzel a lineáris elmélettel. Ravasoo és Blanc [10] nylon rostok relaxációját vizsgálta kvázi-lineáris elmélettel, melyet Ilyushin és Pobedrya dolgozott ki 1970-ben.

1997-ben Bouزيد és Chaaban [11] kidolgozott egy eljárást mely alkalmas karimás kötések relaxációjának a meghatározására. Munkájuk során a tömítést egy rugóval modellezték.

Karimás kötések vizsgálatával Nagy, Barátossy és Varga [61] is foglalkozott. Varga és Barátossy kidolgozott egy módszert, amivel az elasztikusnak modellezett karimás kötés optimálisan előfeszíthető.

Nagy [46] elkészítette egy tömítésnek az időfüggő deformációját nagy hőmérsékleten. Tömítésmodellként egy általános Maxwell-modellt (GMM) alkalmazott.

3. Szivárgás okozta környezetterhelés

Minden olyan, iparban előforduló technológia esetén, ahol egy rendszert egy másik rendszertől hermetikusan el kell zárni, felmerülhet az a probléma, hogy a két tér „elszigetelése” nem tökéletes. Ha az elszigetelés nem tökéletes, akkor az egyik térből anyag áramlik a másik térbe. Az anyagáramlás sebessége a két tér közötti nyomás különbségétől függ. Ha az anyagáramlás iránya a munkatér, vagy a környezet, akkor a környezetbe kikerülő anyagmennyiség, mint környezeti terhelés jelenik meg.

Jelenleg a következő roncsolásmentes szabványos vizsgálati módszerek terjedtek el a tömörség ellenőrzésére:

- összegyűjtő vizsgálat,
- ellennyomásos vizsgálat,
- buborékos vizsgálat,
- búravizsgálat,
- nyomásváltozásos vizsgálat,
- nyomás alatti festékes vizsgálat,
- radioaktív izotópos tömörségvizsgálat.

Az *1-es melléklet* tartalmazza a tömörségvizsgálati módszerek jellemzőit. A táblázatokból megtudható, hogy az egyes szivárgásmérési eljárásokkal milyen nagyságrendű szivárgás mutatható ki. A D1-es vizsgálati módszer egy nyomásváltozásos eljárást alkalmaz a szivárgási érték meghatározásához. Az MSZ EN1779:2000 szerint a D1-es eljárást nagymértékben befolyásolhatja a vizsgálandó készülékben lévő hőmérséklet-gradiens. Az értekezésem célja egy olyan nyomásmérésen alapuló

szivárgásvizsgálat, amellyel kvantitatívan jellemezhető a készülékből a munkatérbe kerülő anyag mennyisége.

3.1 A nyomásmérésen alapuló szivárgásmérés

3.1.1 Általános egyenletek

A fluidumok legáltalánosabb mozgásegyenletének x irányra vonatkozó alakja [39]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial v_x}{x} + v_y \frac{\partial v_x}{y} + v_z \frac{\partial v_x}{z} = g_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[2\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \eta \operatorname{div} \vec{v} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Hasonlóképpen felírható lenne a mozgásegyenlet y és z irányban is, ezáltal 3 egyenletet kapunk, amelyben hat ismeretlen van: $v_x, v_y, v_z, p, \rho, \eta$. A tömegmegmaradás kifejezésére a kontinuitás egyenletét írhatjuk fel:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0. \quad (3.2)$$

Figyelembe kell venni a sűrűség és dinamikai viszkozitás hőmérséklettől való függését. A sűrűség, a nyomás és a hőmérséklet közötti kapcsolat kifejezésére a gáztörvényt alkalmazhatjuk:

$$pV = \frac{m}{M} RT. \quad (3.3)$$

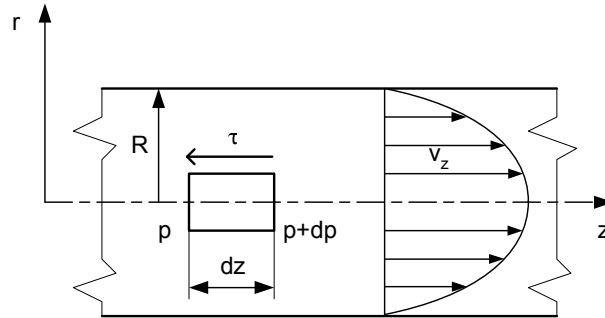
A viszkozitás és a hőmérséklet közötti kapcsolat leírása egy további egyenlettel írható le. Figyelembe kell venni az energiaegyenletet, amely a belső energia, a mozgási energia megváltozása, valamint a közeg által és a közegen végzett munka között teremt kapcsolatot. Elvileg tehát rendelkezésre állnak az ismeretlenek megoldásához szükséges egyenletek. Azonban figyelembe véve az alábbi feltételezéseket, egyszerűsíthetők a formulák:

- a fluidum sűrűsége a kapillárisban nem változik,
- a sebesség csak z iránytól függ,
- lamináris áramlást feltételezünk.

A fenti feltételezésekből következik, hogy alkalmazhatjuk az áramlás leírására az egyszerűsített mozgásegyenletet, amit a szakirodalom Navier-Stokes egyenletnek ismer. Az egyenlet vektoriális alakban:

$$\frac{d\vec{v}}{d\tau} = \vec{g} - \frac{1}{\rho} \text{grad}p - \nu \Delta \vec{v}. \quad (3.4)$$

A 3.1. ábrán egy kör keresztmetzetű cső van feltüntetve. A továbbiakban ezt a csövet, mint egy kapillárist tekintjük, amelyben az áramlás történik. A kapilláris sugara R , hossza l . Az áramlás stacionárius, és alkalmazható a Newton-féle viszkozitási törvény.



3.1. ábra Lamináris áramlás csőben

Vegyünk fel, a csőtengelyével koncentrikus, r sugarú, dz hosszúságú elemi henger, és írjuk fel az erre ható erők egyensúlyát. Vegyük figyelembe, hogy a kialakult áramlás során az elemi folyadékhenger nem gyorsul, ennek következtében a rá ható erőknek egyensúlyban kell lennie.

Az elemi hengerre az alap- és a fedőpaláston lévő nyomások különbségéből származó erő és a paláston keletkező nyírófeszültségből származó erő hat. Tegyük fel, hogy a z irány a pozitív irány. Az erők egyensúlya:

$$r^2 \pi p - r^2 \pi (p + dp) + 2r \pi dz \tau = 0. \quad (3.5)$$

Ha elvégezzük a kijelölt műveleteket, akkor $2\pi r dz = r dp$ adódik, és felhasználva a Newton-féle viszkozitási törvényt, a következő összefüggést nyerjük:

$$\tau = \frac{1}{2} r \frac{dp}{dz} = \eta \frac{dv_z}{dr}. \quad (3.6)$$

A (3.6) differenciálegyenlet változóit szétválasztva, továbbá figyelembe véve, hogy $dp/dz = \text{const.}$ a kialakult csőáramlásban, majd az egyenletet megoldva:

$$\int dv_z = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dz} \int r dr \Rightarrow v_z = \frac{1}{4\eta} \frac{dp}{dz} r^2 + \text{Const.} \quad (3.7)$$

Ha $r = R$, akkor a sebesség $v_z = 0$. Ennek a peremfeltételnek az alkalmazásával meghatározhatjuk az integrálási állandót. Majd v_z -t kifejezve a

$$v_z = -\frac{1}{4\eta} \frac{dp}{dz} [R^2 - r^2], \quad (3.8)$$

összefüggést kapjuk. Ebből következik, hogy a sebességeloszlás-függvény egy másodfokú forgási paraboloid alakú.

Vezessük be a $\Delta p/l = dp/dz$ súrlódási veszteség fogalmát, amely a cső hossza mentén bekövetkezett nyomáscsökkenés az áramlás irányában. Ennek a tagnak a bevezetésével a (3.8) egyenlet a következő alakot veszi fel:

$$v_z = \frac{\Delta p}{4\eta l} [R^2 - r^2]. \quad (3.9)$$

A maximális sebesség $r = 0$ -nál adódik. Bevezetve az átlagsebességet:

$$\bar{v} = \frac{v_{z \max}}{2}. \quad (3.10)$$

Majd az egyenletet rendezve kapjuk a kapillárisban történő lamináris áramlás esetén bekövetkezett nyomásveszteséget:

$$\Delta p = \frac{8\eta \bar{v} l}{R^2}. \quad (3.11)$$

Ha összevonjuk a geometriára vonatkozó tagokat, a következő egyszerűsített formulát kapjuk:

$$\Delta p = A \eta \bar{v}, \quad (3.12)$$

ahol: $A = \frac{8l}{R^2}$.

3.1.2 Áramlás halmaztölteten, szűrőközegen át

Az átáramlás során létrejövő nyomásesés számítására több empirikus és félempirikus összefüggés ismeretes (2.1. táblázat). Általában a legtöbb kutató a töltetet párhuzamos csatornákkal helyettesíti és a levezetésnél az üres kör keresztmetszetű csövön történő (lamináris esetben ez a 3.12-es egyenlet) átáramlásból indulnak ki, és figyelembe veszik a szemcsék jellemző geometriai tényezőit, a töltetre jellemző tényezőket (rétegmagasság, falhatás, stb.) és az áramló közeg fizikai és áramlástanai tényezőit.

Leva javaslata a nyomásveszteség számítására:

$$\frac{\Delta p}{L} = C \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\eta}{d_e^2 \psi^2} v^n,$$

ahol n értéke lamináris esetben 1, turbulens esetben 1.9÷2.

S. Ergun a lamináris és a turbulens áramlásra vonatkozó nyomásveszteséget két tagból álló összefüggéssel írta le:

$$\frac{\Delta p}{L} = k_1 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\eta}{d^2} v + k_2 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^2} \frac{\rho}{d} v^2.$$

Németh Jenő az Ergun-féle összefüggéssel teljesen analóg kifejezést vezetett le, mely során a k_1 értéke 150, míg k_2 értéke 1,45.

A gázsűrítés során alkalmazott Kozeny-féle szűrési sebesség [1] :

$$\Delta p = \left(\frac{180(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \right) \left(\frac{1}{\psi^2 d^2} \right) \eta L v.$$

A gázsűrítés során alkalmazott összefüggés, valamint a Leva, Ergun és Németh által javasolt halmaztölteteken át történő áramlás során létrejövő nyomásesés, ha csak a lamináris tagot vesszük figyelembe a (3.12)-es egyenlet alakjára hozható. Az egyenletben szereplő „A” állandó a geometriára valamint a töltetre jellemző tagokat tartalmazza.

3.2 Lamináris szivárgási modell

A szivárgási modell felírásánál felhasználjuk a halmaztölteteken, illetve gázsűrítőkön át történő áramlás során létrejövő nyomásveszteség összefüggését, mely egyszerűsített formában megegyezik a lamináris csőáramlásra jellemző nyomásveszteség összefüggésével.

A modellalkotás folyamatát nagyban megnehezítette az, hogy a készülékek szivárgó felületeinek geometriájával, a kapillárisok átmérőjével kapcsolatban nem rendelkeztem információval, azaz egy ismeretlen szivárgási forrás tömegáramát kellett meghatározni. Ennek érdekében a geometriára, anyagra jellemző tényezőket egy állandóba foglaltam, és feltételeztem, hogy ez az állandó a szivárgási folyamat alatt nem változik.

Lamináris áramlás esetén a (3.12) összefüggés átalakítható, ha a környezet nyomása p_0 , és a technológiai egységben ettől nagyobb nyomás van (p):

$$p - p_0 = A \eta v. \quad (3.13)$$

A zárt térben lévő gáz állapotát az *általános gáztörvény* írja le:

$$pV = \frac{m}{M} RT. \quad (3.14)$$

A gáztörvény segítségével meghatározhatjuk a készülékben lévő gáz sűrűségét:

$$\rho = \frac{pM}{RT}. \quad (3.15)$$

A készülékből a tömörtelenség hatására kilépő gáz térfogatárama meghatározható a szivárgási sebesség és a szivárgási keresztmetszet segítségével. A szivárgási sebesség:

$$v = \frac{dV}{dt} \frac{1}{A_{sziv}}. \quad (3.16)$$

Ha a készülékből dV térfogat kilép, akkor az a készülék terében dm tömegváltozást idéz elő. A dm tömegváltozás a $dm = \rho dV$ összefüggéssel számolható. A létrejött tömegváltozás dp nyomásváltozást idéz elő. A tömeg- és a nyomásváltozás közötti kapcsolat a gáztörvény alkalmazásával izoterm esetet feltételezve:

$$dm = \frac{dp V_0 M}{RT}. \quad (3.17)$$

A (3.16) és (3.17) egyenletekből:

$$v = \frac{dV}{dt} \frac{1}{A_{sziv}} = \frac{dm}{dt} \frac{1}{\rho A_{sziv}} = V_0 \frac{dp}{dt} \frac{1}{p A_{sziv}}. \quad (3.18)$$

Ha a (3.18) összefüggésben szereplő állandókat összevonjuk, egy új, az eljárás során továbbra is állandónak tekintett tagba:

$$v = C \frac{dp}{p dt}. \quad (3.19)$$

A (3.19) összefüggést behelyettesítve a (3.13) egyenletbe:

$$p - p_0 = A \eta C \frac{dp}{p dt}. \quad (3.20)$$

Átrendezve, és bevezetve egy új állandót:

$$\frac{dp}{p^2 - p_0 p} = D dt \Rightarrow D = \frac{1}{AC \eta}. \quad (3.21)$$

A (3.21) összefüggés, egy változóiban szétválasztható differenciálegyenlet, melynek megoldása p_1 kezdőnyomás, és egy tetszőleges p nyomás határok között:

$$-\frac{1}{p_0} \ln\left(\frac{p_1}{p}\right) + \frac{1}{p_0} \ln\left(\frac{p_0 - p_1}{p_0 - p}\right) = D t. \quad (3.22)$$

Egy adott, a lamináris szivárgási folyamatra jellemző szivárgási állandó (D) mérési adatok alapján két, egymáshoz összetartozó (p, t) értékpárok segítségével meghatározható:

$$D = \frac{-\frac{1}{p_0} \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) + \frac{1}{p_0} \ln\left(\frac{p_0 - p_1}{p_0 - p_2}\right)}{t_2 - t_1}. \quad (3.23)$$

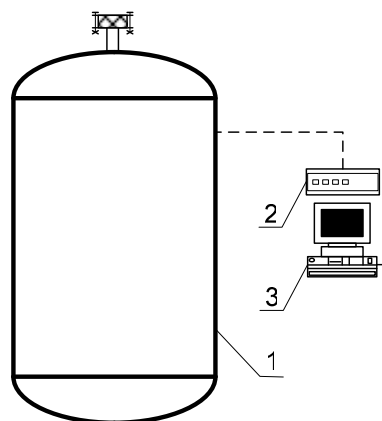
A D szivárgási állandó ismeretében megrajzolható egy szivárgási folyamat $p(t)$ diagramja. A nyomásváltozás függvénye a (3.22) összefüggésből származtatható, felhasználva, hogy a környezeti nyomásnak 1 bar-t feltételezünk ($p_0 = 1$):

$$p = \frac{p_1 e^{Dt}}{1 - p_1 + p_1 e^{Dt}}. \quad (3.24)$$

Ezen elméleti összefüggések igazolására a tanszéki laboratóriumban összeállított mérőberendezés segítségével méréseket végeztünk lamináris és turbulens jellegű szivárgásokra. A mérés vázlatja a 3.2-es ábrán látható. A mérés során rögzítettük a mérőtartály nyomásának változását az idő függvényében. Nyomástávadóként egy nagy érzékenységű nyomáskülönbség-távadót használtuk. A mért jelet egy Spider 8 típusú mérő-adatgyűjtő egység segítségével továbbítottuk a számítógépre.

A lamináris jellegű szivárgás létrehozásához egy porózus szerkezetű poliuretánhab szivacsot szorítottunk a karimák közé, és a karimacsavarok összeszorításával lehetett a szivacs összenyomódását szabályozni, ezáltal a szivárgási tömegáram változtathatóvá vált. Egy mérés és a modell által szolgáltatott eredményt láthatjuk a diagramon. A D paraméter meghatározásához a mért görbe két végpontját használtuk.

Hasonló elméleti megfontolások alapján a szivárgás turbulens esetre is jellemezhető. A levezetést a 2-es számú melléklet tartalmazza.



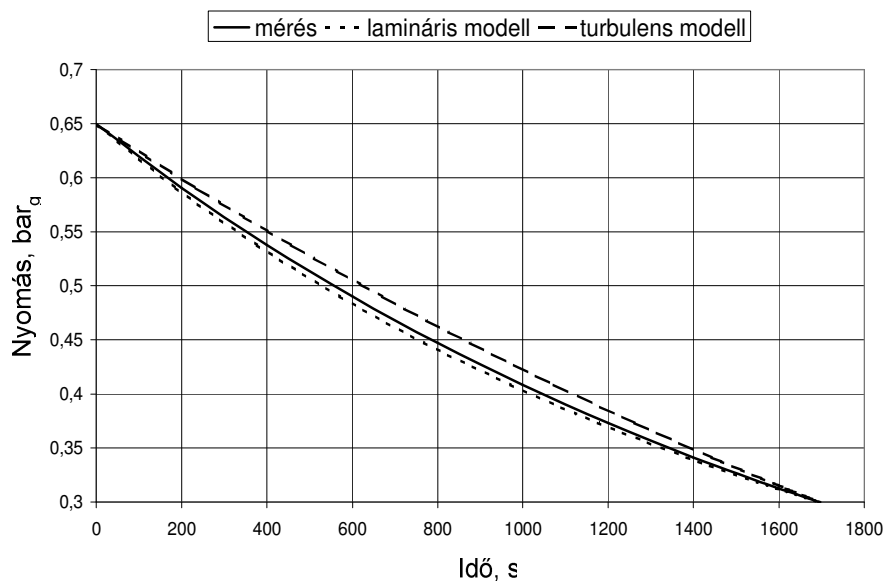
3.2. ábra Nyomásmérés vázlatja

1 – Mérőtartály ($V=0,25 \text{ m}^3$); 2 – Spider8; 3 - Számítógép

Turbulens szivárgás esetére a szivárgási folyamat a következő egyenlettel írható le:

$$p = \frac{\frac{1}{2} \left(e^{\frac{2 \left(Et + \operatorname{arch} \frac{p_1 - 0,5}{0,5} \right)}{0,5}} + 1 \right)}{2e^{\frac{2 \left(Et + \operatorname{arch} \frac{p_1 - 0,5}{0,5} \right)}{0,5}}} + \frac{1}{2}. \quad (3.25)$$

Két, tanszéki laboratóriumban elvégzett vizsgálati eredmény, valamint a (3.24) és (3.25) összefüggésekkel meghatározott elméleti szivárgási görbék láthatók a 3.3. ill. 3.4.-es ábrákon.



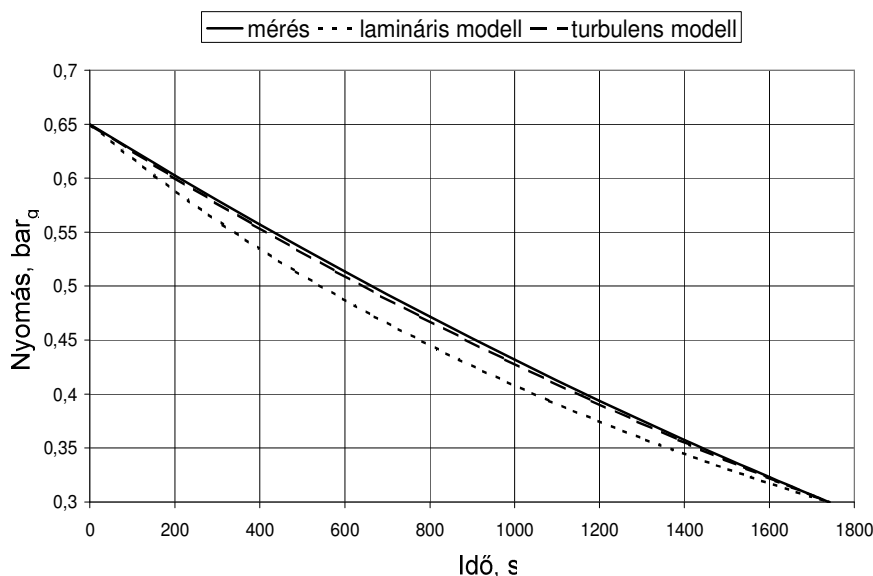
3.3. ábra Mért és elméleti görbék „a” vizsgálati esetben

Az ábrákból világosan kitűnik, hogy a mért nyomásváltozási függvények:

- az „a” vizsgálati esetben lamináris,
- a „b” vizsgálati esetben turbulens áramlás

jellegét mutatják, valamint azt is, hogy a mért értékek és az elméleti nyomásváltozási függvények szoros kapcsolatban állnak. A „b” vizsgálati esetben ugyanakkor látható, hogy a mért görbe kis mértékben a turbulens modell görbéje felett helyezkedik el.

A modellek segítségével meghatározott görbék egy adott mérés határgörbéinek csak akkor felelnek meg, ha a modellek levezetésénél tett feltételezések a mérés során teljesültek.



3.4. ábra Mért és elméleti görbék „b” vizsgálati esetben

A zavarmentes szivárgásvizsgálatot az alábbi tényezők korlátozhatják:

- a vizsgált térben folyadék jelenléte,
- eltérő készülékköpeny- és gázhőmérséklet,
- a szivárgásvizsgálathoz használt közegmennyiség betáplálásának nem tökéletes megszüntetése,
- a szivárgási felület alakjának, geometriai méretének változása.

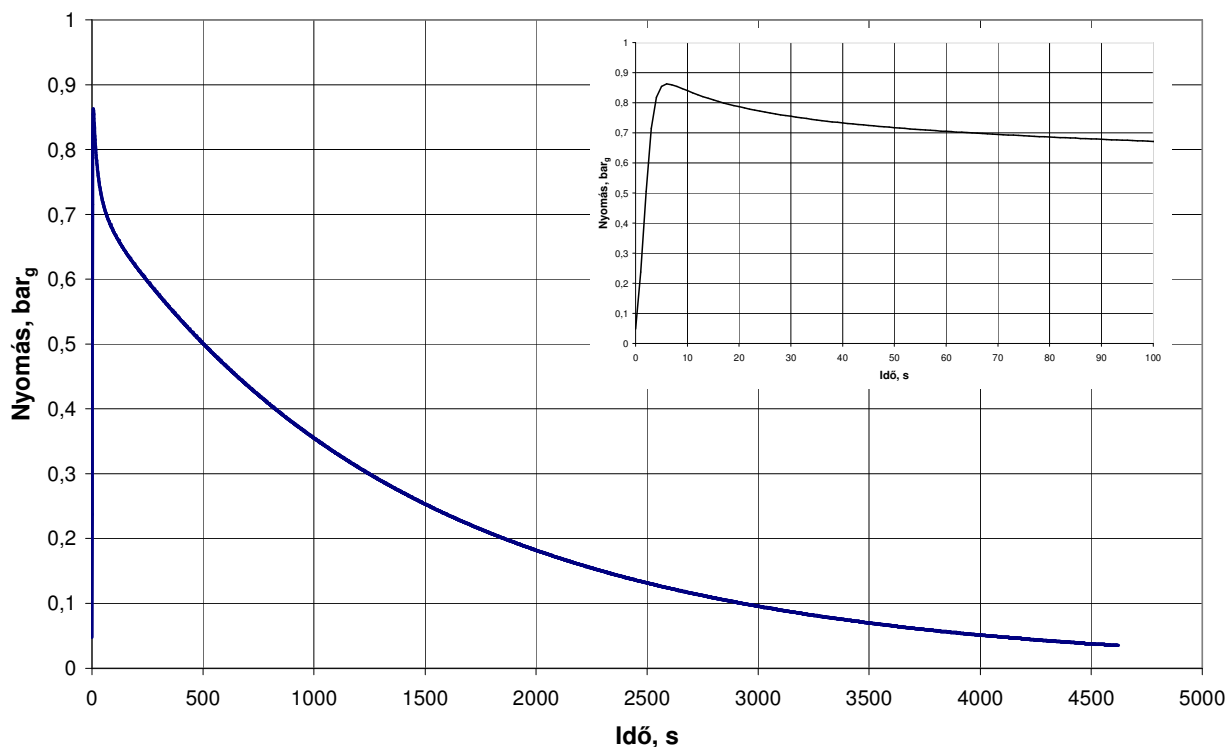
Folyadék jelenléte:

Amennyiben a vizsgált térben két fázis van jelen (folyadék, gáz) akkor a nyomásveszteségi vizsgálat megteremtéséhez szükséges kezdő nyomás beállítása esetén anyagátadási folyamatok indulhatnak be a két fázis határán, mely befolyásolná a mérési eredményt mindaddig, míg az egyensúlyi állapot nem alakulna ki, továbbá a szivárgásvizsgálat elvégzéséhez szükséges ismerni a szivárgó tér térfogatát.

Eltérő készülékköpeny- és gázhőmérséklet:

Elkerülhetetlen, hogy a mérés megkezdéséhez szükséges túlnyomás létrehozása során a készülékben lévő gáztöltet ne melegedjen fel. Ezért a mérés megkezdése előtt meg kell bizonyosodni arról, hogy a környezettől eltérő töltethőmérséklet miatt kialakuló energiátanszport végbement, vagy olyan kis mértékű nyomásváltozást okoz, ami nem befolyásolja a mérés eredményét. A hőmérséklet-kiegyenlítődési folyamat lejátszódásához szükséges időt a továbbiakban *várakozási időnek* nevezem.

A 3.5. ábrán látható mérést a tanszéki műhelyben elhelyezett tartályon végeztük el ($V=0,25\text{m}^3$):

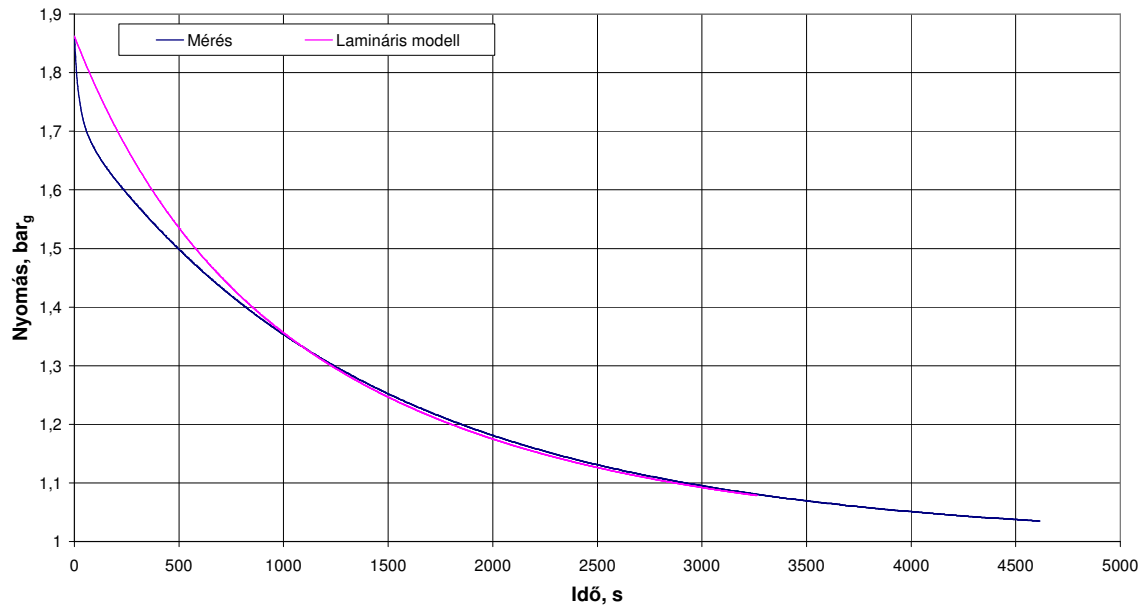


3.5. ábra Vizsgálótartály feltöltése, szivárgása

Amennyiben a lamináris áramlásra bemutatott eljárást követjük, és a szivárgási paraméter (D) meghatározásához a feltöltés utáni $p(t)$ és az utolsó $p(t)$ pontokat választjuk, akkor ebben az esetben egy nagyon rosszul illeszkedő modellt kapunk (3.6. ábra). A 3.7-es ábra esetében a kezdeti pont (p_1, t_1) értékét a feltöltés utáni 10. percbeni értéket vesszük.

A fenti példa esetében, még a 10 perc várakozás is kevésnek bizonyul. Ennek az az oka, hogy a vizsgálótartály feltöltési sebessége nagy volt ($0,17 \text{ bar/s}$). Az ipari felhasználás során ezt kerülni kell.

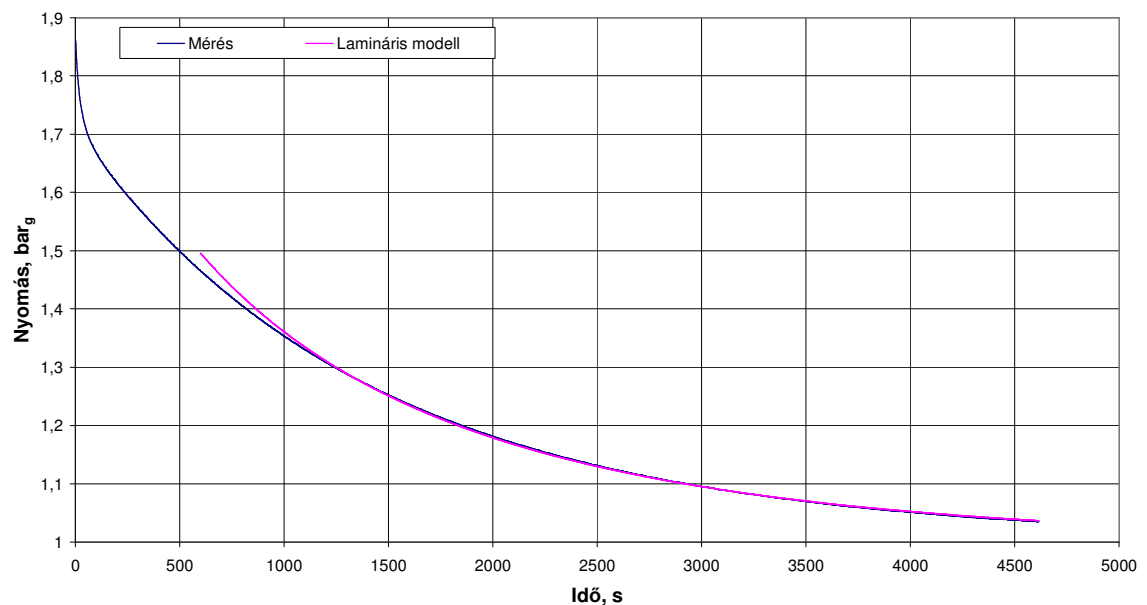
A szivárgásmérés megkezdéséhez szükséges várakozási idő meghatározásával a 3.4 fejezet foglalkozik.



3.6. ábra Mérési és az elméleti szivárgási függvény

Szivárgás a vizsgálati közeg bevezetési oldaláról

Ha a szivárgásvizsgálathoz nyomást biztosító hálózat és készülék közötti elzáró szerelvény nem zár tökéletesen, a készülékbe folyamatosan beáramló gáz meghamisítja a mérési eredményt, aminek következtében a valóságban szivárgó berendezés szivárgásmentesnek tűnhet. Szélső esetben nyomásnövekedést is tapasztalhatunk.



3.7. ábra Mérési és az elméleti szivárgási függvény

Szivárgási keresztmetszetek megváltozása:

Abban az esetben, ha a szivárgási keresztmetszetek különböző nyomásokon más-más alakúak, nem teljesül a modelleknél bevezetett A-ra (turbulens esetben B-re) feltételezett állandóság, és a modell nem írja le a tényleges folyamatot.

A lyukadás következtében létrejövő szivárgás esetén (turbulens modell) ez várhatóan nem következik be, hiszen a lyuk méretét a nyomás nem befolyásolja.

A lamináris modell esetén ez a változás nem zárható ki. Lamináris modellel leírható szivárgási esetek alapvetően a tömítésekkel lezárt helyeken alakulnak ki. Amennyiben a nyomásváltozás hatására a tömítés alakja, elhelyezkedése módosul, változik az ellenállása, átteresztőképessége.

3.3 Expozíció meghatározása nyomásmérés segítségével

A 3.2-es fejezetben bemutatott szivárgási modell segítségével meghatározható a vizsgált szivárgó készülék nyomáscsökkenési sebessége. A célkitűzésekben azonban a szivárgással a környezetbe kerülő anyagmennyiség számításának lehetőségét határoztam meg. Ezért a gáztörvény a korábban meghatározott nyomásvesztési sebességet felhasználva összefüggést állítok fel a szivárgási tömegáram meghatározására levegő, valamint a gyártás során alkalmazott oldószer esetére.

3.3.1 Levegővel történő vizsgálat

Egy gázzal töltött tartály állapotváltozói közötti kapcsolat az általános gáztörvénnyel jellemezhető:

$$pV = z \frac{G}{M} R^* T, \quad (3.26)$$

amely összefüggésben

p a gáz nyomása, [Pa],

V az edény térfogata, [m³],

G az edényben lévő gáz tömege, [kg],

z a kompresszibilitási tényező,

M a gáz móltömege, [kg/kmól],

R^* a gázállandó, [J/(kmól K)],

T a gáz hőmérséklete, [K].

Amennyiben a zárt edény tömítetlen és nyomása különbözik a környezetében uralkodó nyomástól, a tömítetlenségen keresztül gáz kiáramlására (az atmoszférikusnál nagyobb), ill. levegő beáramlására (az atmoszférikusnál kisebb üzemi nyomás) kerül sor.

A szivárgási folyamat során izoterm folyamatokat feltételezve a szivárgó gáz tömegárama:

$$\frac{dG}{dt} = z \frac{M}{R^* T} \frac{dp}{dt} V. \quad (3.27)$$

20 °C hőmérsékletű levegő szivárgása esetén, figyelembe véve, hogy atmoszférikus nyomás és normál hőmérséklet környezetében $z=1$, a számítási összefüggés:

$$\begin{aligned} \frac{dG}{dt} &= \frac{28,96 \left[\frac{\text{kg}}{\text{kmól}} \right]}{8314 \left[\frac{\text{kgm}^2}{\text{s}^2 \text{kmól}^\circ \text{K}} \right] \cdot 293 [\text{K}]} \cdot \frac{dp \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2 \text{s}} \right]}{dt} \cdot V [\text{m}^3] = \\ &= 1,1888 \cdot 10^{-5} \left[\frac{\text{s}^2}{\text{m}^2} \right] \cdot \frac{dp \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2 \text{s}} \right]}{dt} \cdot V [\text{m}^3], \end{aligned} \quad (3.28)$$

[kg/s] mértékegységben. Az ipari gyakorlatban használatos mértékegységekre átszámítva:

$$\begin{aligned} \frac{dG}{dt} [\text{kg/h}] &= 1,1888 \cdot 10^{-5} \cdot 100/60 \cdot 3600 \cdot \frac{dp \left[\frac{\text{mbar}}{\text{min}} \right]}{dt} \cdot V [\text{m}^3] = \\ &= 0,071 \cdot \frac{dp \left[\frac{\text{mbar}}{\text{min}} \right]}{dt} \cdot V [\text{m}^3]. \end{aligned} \quad (3.29)$$

A (3.29) összefüggéssel meghatározható egy V térfogatú edény tömörtelenségének a mértéke.

Az előzőekben megfogalmazottakat alkalmazva a tömörtelenség mértékének jelzőszáma az adott tömörtelenségen időegység alatt átáramló 20°C hőmérsékletű levegő mennyisége. A gyakorlat többek között a $\frac{\text{mbar}}{\text{s}}$ mértékegységet használja.

Az 1 $\frac{\text{mbar}}{\text{s}}$ tömörtelenségi értéknek 0,0043 kg/h 20°C hőmérsékletű levegő átszivárgása felel meg.

A szivárgással foglalkozó irodalomban szereplő tömörtelenségre jellemző mérőszámok közötti átváltási lehetőséget mutatja a 3.1. táblázat.

	<i>Normál</i> <i>cm³/s</i>	<i>Pa/sm³</i>	<i>Pa/sdm³</i>	<i>mbar/sdm³</i>	<i>torr/sdm³</i>	<i>kgmol/s</i>	<i>mg/s</i> <i>levegő</i>
<i>Normál</i> <i>cm³/s</i>	1	0,10	101,33	1,01	0,76	4,46·10 ⁻⁸	1,29
<i>Pa/sm³</i>	9,87	1	1000	10,00	7,50	4,40·10 ⁻⁷	12,75
<i>Pa/sdm³</i>	9,87·10 ⁻³	0,001	1	0,01	7,50·10 ⁻³	4,40·10 ⁻¹⁰	1,28·10 ⁻²
<i>mbar/sdm³</i>	,99	0,10	100,00	1	0,75	4,40·10 ⁻⁸	1,28
<i>torr/sdm³</i>	1,32	0,13	133,32	1,33	1	5,87·10 ⁻⁸	1,70
<i>kgmol/s</i>	2,24·10 ⁷	2,27·10 ⁶	2,27·10 ⁹	2,27·10 ⁷	1,70·10 ⁷	1	2,90·10 ⁷
<i>mg/s</i> <i>levegő</i>	0,77	7,84·10 ⁻²	78,41	0,78	0,59	3,45·10 ⁻⁸	1

3.1. táblázat Tömörtelenségi értékek átszámítása

Amennyiben ismerjük egy szivárgási folyamatra jellemző állandót (lamináris esetben D , turbulens esetben E) akkor a (3.27) és (3.21) egyenleteket összevonva megkapjuk a vizsgált készülék tömörtelenségének a mértékét:

$$\frac{dG}{dt} = (p-1)p \cdot D \cdot \frac{V \cdot M}{R^* \cdot T}, \quad (3.30)$$

illetve turbulens esetben:

$$\frac{dG}{dt} = \sqrt{(p-1)p} \cdot E \cdot \frac{V \cdot M}{R^* \cdot T}. \quad (3.31)$$

3.3.2 Oldószer töltet expozíciója

Az előzőekben ismertetett vizsgálatoknál a szivárgó anyag levegő volt. Levegőre vonatkozik a tömörtelenség mértékének jelzőszáma is. A tényleges esetekben azonban nem levegő, hanem az adott, alkalmazott oldószer szivárgására kell számítani.

A levegővel (nitrogénnel) végzett szivárgásmérés a nyomás-idő függvény két összetartozó pontjának ismeretében a nyomásváltozás és a nyomásváltozáshoz tartozó időtartam adatokat veszi alapul, vagyis csak két nyomásérték és a két nyomás kialakulása között eltelt idő kerül mérésel meghatározásra.

A levegővel végzett mérés kezdeti és végső nyomásának (p_1 , p_2) valamint a nyomásváltozás során eltelt időnek ($t_{\text{változás}}$) ismeretében a (3.23) összefüggésből D_l , a (M2.9) összefüggésből E_l kiszámítható (l index a levegőre utal).

Az oldószer környezetbe való szivárgására a készülékekben kialakuló kismértékű túlnyomás esetében kerül sor. A kismértékű túlnyomás az autoklávban különböző

vegyipari műveletek végrehajtásakor (bepárlás, desztillálás) alakul ki elsősorban, amikor is az oldószer a készülék gőzterében telített állapotban van.

Az oldószer telítési hőmérsékletének, valamint anyagjellemzőinek ismeretében a levegő (vagy nitrogén) alkalmazásával meghatározott szivárgási állandók átszámítására a (3. 32) és (M2.9) egyenletek adnak lehetőséget. Lamináris esetben a (3.21)-et figyelembe véve a $D\eta$ szorzat állandó, így az oldószerre vonatkozó szivárgási állandó a (3.32)-es összefüggéssel számolható.

$$D_o = D_l \cdot \frac{\eta_l}{\eta_o}, \quad (3.32)$$

ahol D_o az oldószerre vonatkozó konstans,

D_l a levegőre vonatkozó konstans,

η_l a levegő dinamikai viszkozitása,

η_o az oldószergőz dinamikai viszkozitása.

Turbulens esetben az (M2.9) összefüggésből kiindulva az $E \cdot \sqrt{\frac{M}{T}}$ szorzat állandó, így az oldószerre vonatkozó szivárgási állandó:

$$E_o = E_l \cdot \sqrt{\frac{T_o}{M_o} \cdot \frac{M_l}{T_l}}, \quad (3.33)$$

Összefüggéssel számolható, ahol

E_o az oldószerre vonatkozó konstans,

E_l a levegőre vonatkozó konstans,

T_l a levegő vizsgálati hőmérséklete,

T_o az oldószer szivárgási hőmérséklete, a vizsgálati nyomáshoz tartozó forrpon t ,

M_l a levegő móltömege,

M_o az oldószer móltömege.

Az oldószerre átszámított szivárgási tömegáramok:

Lamináris szivárgási esetre:

$$\frac{dG}{dt} = (p-1)p \cdot D_o \cdot \frac{V \cdot M}{R^* \cdot T}, \quad (3.34)$$

turbulens esetre

$$\frac{dG}{dt} = \sqrt{(p-1)p} \cdot E_o \cdot \frac{V \cdot M}{R^* \cdot T}, \quad (3.35)$$

ahol

p nyomás, bar_a,

V a szivárgó rendszer térfogata, m³,

M a szivárgó oldószer móltömege, kg/kmól,

dG/dt a szivárgási tömegáram, kg/s,

R^* a gázállandó 0.0823, bar.m³/K.

A 3.2-es táblázat mutatja, hogy a levegővel mért értékek hogyan módosulnak, ha a páratér tiszta oldószert tartalmaz, a 3.8.-as ábra pedig diagram formájában tartalmazza ugyanazon értékeket. A táblázatban referenciaértékként a levegőre vonatkozó értékeket is feltüntetésre kerültek. Az előzőekben bemutatott eljárással mérési alapadatok segítségével egy berendezés (autokláv) szivárgási paramétere meghatározható.

dp/dt mbar/perc	Szivárgási tömegáram kg/h			
	Levegő	Etanol	Metanol	Aceton
1	0,070	0,232	0,179	0,315
2	0,140	0,464	0,358	0,632
3	0,210	0,697	0,538	0,950
4	0,281	0,932	0,719	1,269
5	0,351	1,167	0,901	1,590
6	0,421	1,404	1,084	1,912
7	0,491	1,641	1,267	2,235
8	0,561	1,879	1,451	2,560
9	0,631	2,119	1,635	2,886
10	0,701	2,359	1,821	3,213
20	1,403	4,820	3,721	6,565
40	2,805	10,078	7,780	13,727
80	5,611	22,224	17,156	30,271
100	7,013	29,322	22,636	39,940

3.2. táblázat

Az autoklávok páratere a receptura szerinti gyártás kezdetén inertgázt tartalmaz (jellemzően nitrogént). A gyártás során a készülékben kialakul az adott hőmérséklet- és

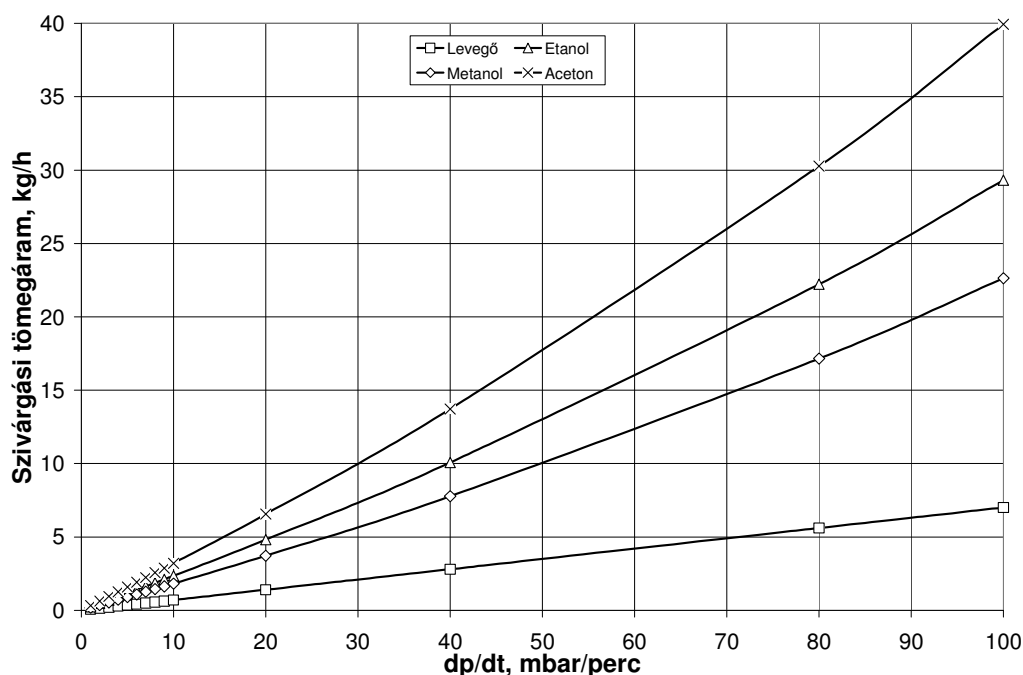
nyomásviszonyoktól függő gőz-folyadék egyensúly, így a páratér összetétele megváltozik, az inert mellett megjelenik az illékony oldószergőz is. Egy esetleges szivárgás során a környezetbe/munkatérbe kikerülő anyag összetétele megegyezik a páratér összetételével. Ennek következtében a páratérben lévő inertgáz koncentrációja folyamatosan csökken, így egy bizonyos idő után már csak az inertgáz nélküli páratéri koncentráció fog szivárgással a környezetbe/munkatérbe kerülni (kizárva azt az esetet, amikor a reakció során inertgáz keletkezik). Csak a töltet összetétele határozza meg a szivárgó gázfázis koncentrációját. Maximális környezetterhelés tiszta oldószer töltet esetén alakulna ki.

Amennyiben az oldószeren kívül jelentős mennyiségű más anyag is van a páratérben, fizikai-kémiai összefüggésekkel meghatározható a gáztér összetétele és módosítható az előbbieken bemutatott eljárás.

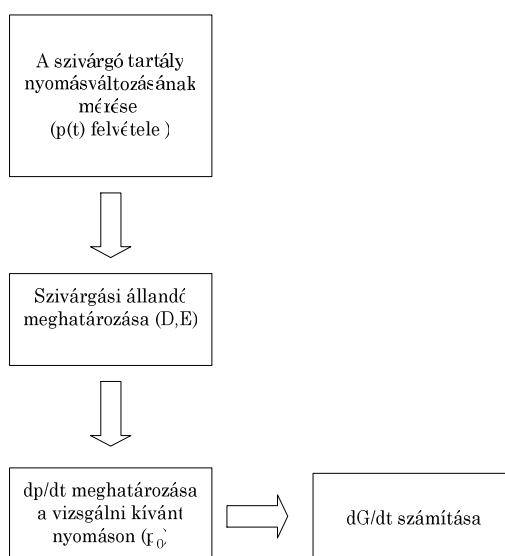
Az ismert szivárgási értékből vagy diagram, vagy matematikai összefüggés segítségével származtatható, az adott töltetre vonatkozó, az időegységre eső anyagveszteség is, mely alapadatot szolgáltat egy munkatéri/munkahelyi veszélyesanyag-koncentráció számításához.

A fenti eljárást egy magyarországi gyógyszergyártó vállalat készülékeinek szivárgástechnikai minősítésére már használja.

A bemutatott módszerrel egy nyomás alatt lévő készülékből tömörtelenség ill. anyagfolytonossági hiba következtében a környezetbe kerülő anyagmennyiség meghatározható. A számítási eljárás folyamatát a 3.9. ábra tartalmazza.



3.8. ábra Szivárgási tömegáramok különböző oldószerek esetében



3.9. ábra Szivárgási tömegáram számításának folyamata

3.4 Várakozási idő meghatározása

A 3.2-es fejezetben rámutattam arra, hogy a hőmérséklet változásának nagy szerepe lehet az ismerttetett mérési eljárás által szolgáltatott eredmény hitelességében. Fontosnak tartottam rámutatni arra, hogy mind elméleti mind pedig kísérleti módszerrel is meghatározható a minimálisan szükséges várakozási idő a nyomásmérés megkezdése előtt.

A feltöltés utáni minimálisan szükséges várakozási idő letelte után a tartályban a gázhőmérséklet nem változik, ezért az előző fejezetben leírt (3.30) ill (3.31)-es összefüggés szivárgási tömegáram számítására alkalmas. A várakozási idő kísérleti vizsgálatára egy mérőberendezést készítettünk.

3.4.1 Mérőberendezés a várakozási idő vizsgálatához

A várakozási idő meghatározására egy kísérleti mérőberendezést hoztunk létre amelyet a 3.10.-es ábra szemléltet.

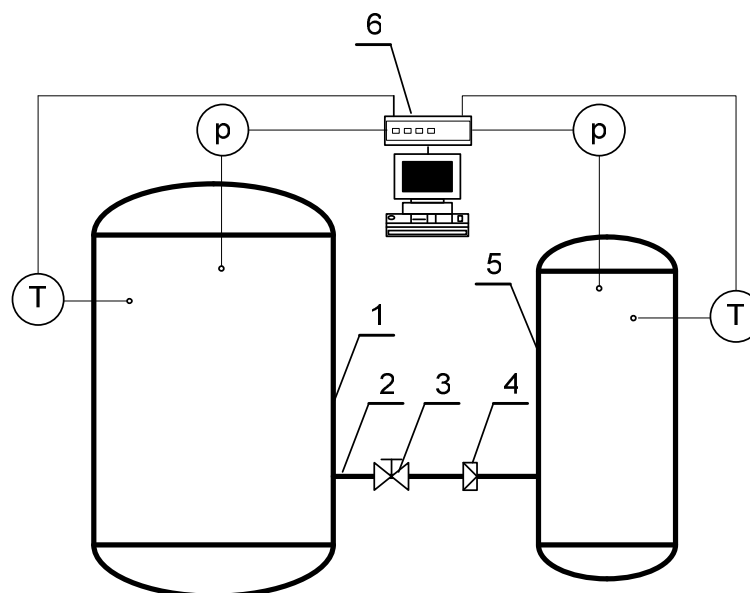
A kísérleti berendezés részei az ábrán jelölt számozás szerint:

- 1 – Táptartály ($V=1m^3$)
- 2 – Csővezeték ($DN50$)
- 3 – Gömbcsap ($DN50 PN16$)
- 4 – Fojtótárcsa ($DN50$ ről $\sim 3mm$ -re, lesarkazva)

5 – Mérőtartály ($V=0,234m^3$)

6 – Spider 8 (mérő-adatgyűjtő egység) és PC

A mérések során két Hottinger gyártmányú nyomástávadóval mértük az 1-es és 5-ös tartály gáznyomását, továbbá mértük az 1-es illetve 5-ös tartály gázhőmérsékletét hőelemekkel.



3.10. ábra Kísérleti berendezés várakozási idő meghatározásához

Az 1-es mérőtartályban egy, az ábrán nem jelölt AB851-es típusú kompresszorral kb. 4-5 bar_g nyomást hoztunk létre a mérések megkezdése előtt. A berendezés alkalmas a két tartályban lévő nyomások kiegyenlítésére, illetve a 3-as számú gömbcsappal az 5-ös számú tartályban a vizsgálati nyomás kialakítható. A 4-es jelű fojtás egy MSZ-5167:2003 szabványnak megfelelő mérőperem, melynek furata 3 mm.

Az 5-ös számú mérőtartály felső zárófedelén található csonkon keresztül kialakítottunk egy szivárgás vizsgálatára alkalmas karimát. A karimapár közé porózus anyagot helyeztem, melyet a karimacsavarokkal lehet összeszorítani. A karimapárral a lamináris szivárgási folyamatok modellezése valósítható meg. Turbulens („lyuk” jellegű) szivárgás a tartály alsó zárófedelén található gömbcsap részleges nyitásával hozható létre.

Elkészítettük a kísérleti berendezésben kialakuló áramlási és hőtechnikai folyamatok matematikai modelljét is, melynek segítségével összehasonlíthatóvá vált a mérés és a számítás.

3.4.2 Áramlási és hőtechnikai folyamatok matematikai modellje

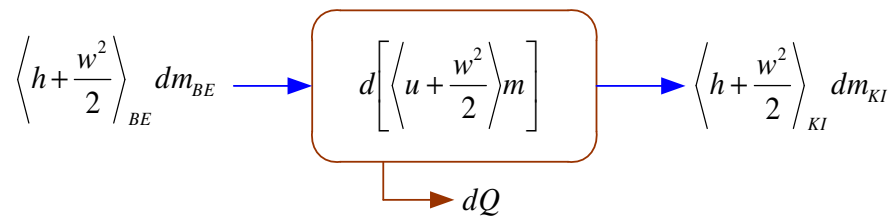
A matematikai modell felállítása során a következő megfontolásokat tettük:

- a két táp- illetve a vizsgálatartály nem szigetelt,
- eltekintettünk a táptartályból történő kifolyás nyomásveszteségétől,
- a csővezetékben az áramlást adiabatikusnak tekintjük,
- figyelmen kívül hagyjuk a csővezetékben lévő súrlódási veszteségeket,
- eltekintettünk a mérőartályba történő belépés nyomásveszteségétől.

A táptartály ürítése és a vizsgálatartály töltése közben a tartályok hőmérsékletei a kezdeti (környezeti hőmérséklettel megegyező) hőmérséklettől eltérőek lesznek. Mivel a rendszer nem adiabatikus, ezért a tartály falán keresztül energiatranszport lehetséges.

3.4.2.1 A tartályok állapotváltozásai

A 3.11. ábra alapján két nyitott rendszert kell vizsgálni, melyek egy rövid, fojtást tartalmazó csővezetékkel vannak összekapcsolva.



3.11. ábra Segédábra a matematikai modellhez

A hőtan első főtétele szerint a rendszerbe bevitt és a rendszerből távozott energia különbsége megadja a nyitott rendszer energia-felhalmozódását. A 3.11. ábra jelöléseit felhasználva általánosan írható, hogy:

$$\left[h + \frac{w^2}{2} \right]_{KI} dm_{KI} - \left[h + \frac{w^2}{2} \right]_{BE} dm_{BE} + d \left[\left(u + \frac{w^2}{2} \right) m \right] + dQ = 0. \quad (3.36)$$

A (3.36)-os egyenletben a potenciális energia megváltozásától eltekintünk.

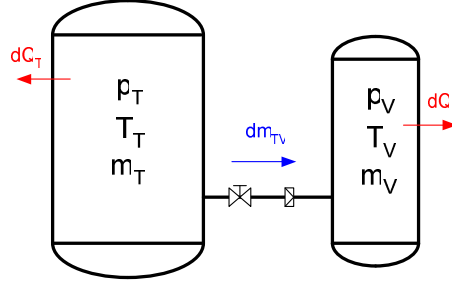
Felhasználva a 3.12.-es ábra jelöléseit, a táptartályra vonatkozóan a (3.36)-os egyenletet átalakítjuk. Felhasználjuk, hogy a táptartályba nincs beáramlás ($dm_{BE} = 0$):

$$\left[h + \frac{w^2}{2} \right]_{KI} dm_{KI} + d \left[\left(u + \frac{w^2}{2} \right) m \right] + dQ_T = 0. \quad (3.37)$$

A (3.37)-es egyenletet átalakítva:

$$c_p T_T dm_{TV} + m_T du + u dm_T + dQ_T = 0. \quad (3.38)$$

$$c_p T_T dm_{TV} + m_T c_v dT_T + c_v T_T dm_T + dQ_T = 0. \quad (3.39)$$



3.12. ábra Segédábra a tartályok állapotváltozásának leírására

A (3.38)-es és (3.39)-as egyenlet felírásánál felhasználtuk, hogy $h + \frac{w^2}{2} = c_p T$ és $u = c_v T$.

Tekintettel arra, hogy $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$, és a táptartály tömegének megváltozása megegyezik a

kiáramló anyagmennyiséggel ($dm_T = -dm_{TV}$), valamint kifejezve dT_T -t kapjuk, hogy:

$$dT_T = \frac{T_T}{m_T} (1 - \kappa) dm_{TV} + \frac{dQ_T}{c_v m_T}. \quad (3.40)$$

A (3.40) összefüggéssel meghatározható a táptartály elemi hőmérsékletváltozása, amelyet a tartályból kiáramló anyagmennyiség (dm_{TV}) okoz. A hőmérsékletváltozásban

szerepet játszik a táptartály falán keresztül történő energiatranszport is $\left(\frac{dQ_T}{c_v m_T} \right)$,

melynek meghatározásával a későbbiekben foglalkozunk.

Hasonló gondolatmenettel a mérőtartály állapotváltozása is jellemezhető. Figyelembe véve azt, hogy a táptartályból érkező dm_{TV} tömegáram és a mérőtartályból szivárgással távozó dm_{SZIV} tömegáram különbsége fogja meghatározni a mérőtartály elemi tömegváltozását, a mérőtartály elemi hőmérsékletváltozása a következőképpen számolható:

$$dT_V = \frac{-1}{m_V} (T_V - \kappa T_{BE}) dm_{TV} - \frac{T_V}{m_V} (1 - \kappa) dm_{SZIV} - \frac{dQ_V}{c_v m_V}. \quad (3.41)$$

A modell feltételezi, hogy a vizsgáltartály egy tökéletesen kevert tér, azaz minden pontjában a hőmérséklet T_V .

3.4.2.2 Átáramlás a tartályokat összekötő csővezetéken keresztül

A csővezetékben történő átáramlás, valamint a tartályok állapotváltozásának számítása során felhasználjuk:

- a termodinamika I. főtételeit nyitott rendszerre:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_{(V)} e \rho dV = \int_{(A)} (\vec{j}_q - \vec{j}_w) d\vec{A} + \int_{(A)} \rho e \vec{v} d\vec{A} + \int_{(A)} p \vec{v} d\vec{A}, \quad (3.42)$$

- a kontinuitási egyenletet:

$$\operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (3.43)$$

- az általános gáztörvényt:

$$\text{izoterm esetben: } \frac{p}{\rho} = \text{áll.},$$

$$\text{izentróp esetben: } \frac{p}{\rho^\kappa} = \text{áll.}$$

Izentróp állapotváltozásra érvényes továbbá:

$$T \rho^{1-\kappa} = \text{áll.} \quad (3.44)$$

Az energiaegyenlet egyszerűsített alakját használjuk a számítások során. Felírva az energiaegyenletet a csővezeték két a 3.13-as ábrán látható kitüntetett i -k és az $i+1$ -ik pontok közé:

$$c_p T_i + \frac{w_i^2}{2} = c_p T_{i+1} + \frac{w_{i+1}^2}{2}. \quad (3.45)$$

A csővezeték különböző pontjaiban a hőmérséklet számítása:

$$T_{i+1} = T_i \left(\frac{p_i}{p_{i+1}} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}. \quad (3.46)$$

Valamint a sebesség:

$$w_{i+1}^2 = w_i^2 \left(\frac{A_i}{A_{i+1}} \right)^2 \left(\frac{\rho_i}{\rho_{i+1}} \right)^2 = w_i^2 \left(\frac{A_i}{A_{i+1}} \right)^2 \left(\frac{p_i}{p_{i+1}} \right)^{\frac{2}{\kappa}}. \quad (3.47)$$

Behelyettesítve az energiaegyenletbe:

$$c_p T_i + \frac{w_i^2}{2} = c_p T_i \left(\frac{p_i}{p_{i+1}} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} + \frac{w_i^2}{2} \left(\frac{A_i}{A_{i+1}} \right)^2 \left(\frac{p_i}{p_{i+1}} \right)^{\frac{2}{\kappa}}. \quad (3.48)$$

Átrendezve:

$$c_p T_i \left[1 - \left(\frac{p_i}{p_{i+1}} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} \right] + \frac{w_i^2}{2} \left[1 - \left(\frac{A_i}{A_{i+1}} \right)^2 \left(\frac{p_i}{p_{i+1}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} \right] = 0. \quad (3.49)$$

A (3.49)-es egyenlet megoldásához a Newton-módszer használható.

Tegyük fel, hogy $f : R \rightarrow R$ egyváltozós nemlineáris, kétszer folytonosan differenciálható függvény. Adott az $x^{(0)} \in R$ kezdőpont. A Newton-módszer lényege, hogy az $x^{(i)}$ pontban a függvényhez húzott érintő zérushelye megadja a keresett gyök $(i+1)$ -ik közelítését, azaz $x^{(i+1)}$ -et. Az érintő iránytangense $f'(x^{(i)})$, egyenlete:

$$y - f(x^{(i)}) = f'(x^{(i)})(x - x^{(i)}) \quad (i = 0, 1, 2, \dots). \quad (3.50)$$

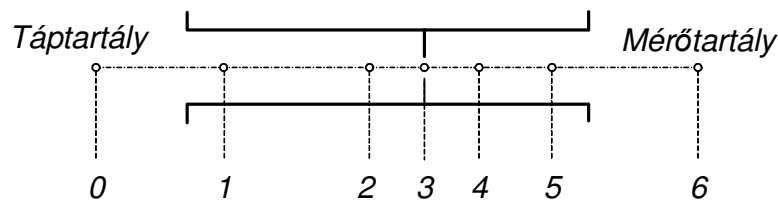
Az $y = 0$ egyenlet megoldása:

$$x^{(i+1)} = x^{(i)} - \frac{f(x^{(i)})}{f'(x^{(i)})}, \quad (3.51)$$

Feltéve, hogy $f'(x^{(i)}) \neq 0$.

Az eljárás kilépési feltétele: $|f(x^{(i)})| \leq \varepsilon^N$.

Az előbbieken felírt egyenletekkel, és számítási módszerrel határoztam meg a tartályokat összekötő csővezeték kitüntetett pontjaiban az áramló gáz állapotjellemzőit.



3.13. ábra Csővezeték kitüntetett pontjai

A 3.13.-as ábra pontjait figyelembe véve a következő folyamatok játszódnak le a két tartály közötti csővezetéken:

- **Áramlás a mérőtartályból a csővezetékbe (0->1):**

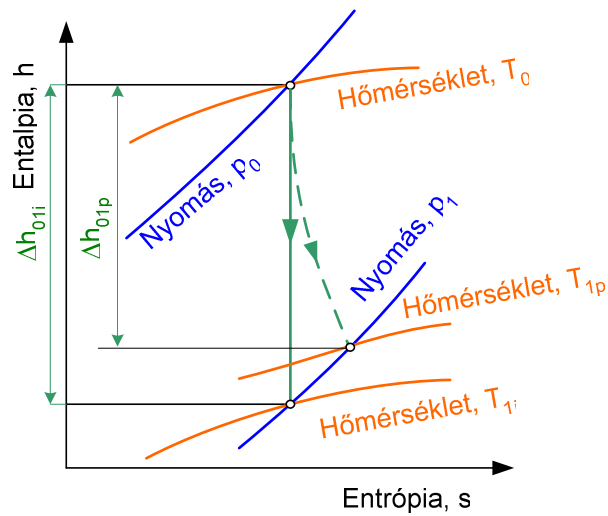
A 3.14.-es ábrán követhetjük a lejátszódó folyamatot h -s diagramon, ahol a 0-ik pontbeli állapotból a csővezetékbe beáramló gáz az 1-essel jelzett pontbeli állapotba kerül. Az ábrán az „i” indexek izentróp, a „p” indexek politróp állapotváltozásra utalnak.

Felírva az energiaegyenletet erre az állapotváltozásra:

$$c_p T_0 + \frac{w_0^2}{2} = c_p T_i + \frac{w_1^2}{2}. \quad (3.52)$$

Mivel a készülék belsejében a sebességi energiát ($w_0 = 0$) elhanyagoljuk, ezért átrendezés után az 1-es pontban a sebesség izentróp állapotváltozást feltételezve:

$$w_1 = \sqrt{2c_p(T_0 - T_i)}. \quad (3.53)$$



3.14. ábra Tartályból a csővezetékbe áramlás h - s diagramja

Felhasználva az izentropikus állapotváltozás hőmérséklet- és nyomásváltozás közötti összefüggést:

$$T_{1i} = T_0 \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (3.54)$$

Felhasználva (3.53) és (3.54)-es egyenleteket:

$$w_1 = \sqrt{2c_p T_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (3.55)$$

Az $R = c_p - c_v$ és $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ összefüggések alapján: $c_p = R \frac{\kappa}{\kappa-1}$. Felhasználva ezt és

behelyettesítve (3.55)-ös egyenletbe a kilépési sebesség egy újabb alakját határozhatjuk meg:

$$w_1 = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} R T_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (3.56)$$

Felhasználva az általános gáztörvényt: $RT = \frac{p}{\rho}$, így a (3.56)-os egyenlet tovább módosul:

$$w_1 = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (3.57)$$

A szakirodalom a (3.57)-es egyenletet *Saint-Venant- és Wantzel-féle* egyenletnek nevezi.

A tartályból kiáramló tömegáramot a következő összefüggéssel tudjuk meghatározni:

$$q_1 = A_1 w_1 \rho_1. \quad (3.58)$$

A 3.14-es ábrán jelöltem egy nem izentropikus, hanem politropikus kiáramlást is (szaggatott vonal). Ezt akkor lehet alkalmazni, amikor az áramlást politropikusnak feltételezzük. Ilyenkor a kiáramló gáz sebessége a fellépő áramlási veszteségek miatt csökken. Ezt a gyakorlatban egy ζ korrekciós tényezővel vehetjük figyelembe:

$$w_1 = \sqrt{1-\zeta} \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (3.59)$$

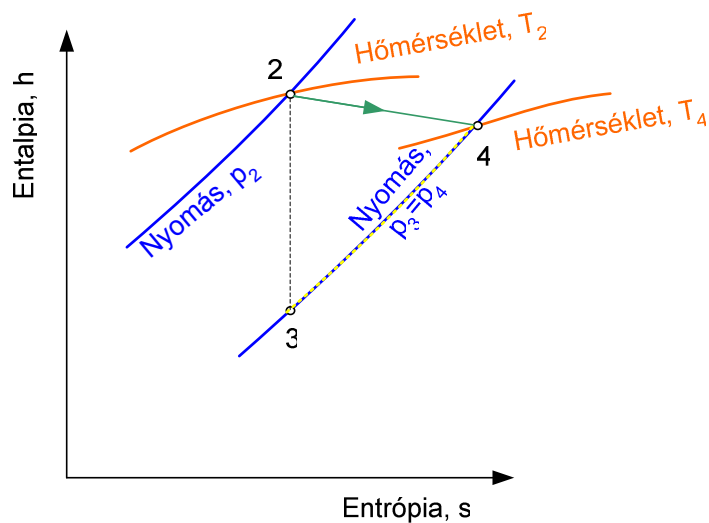
- **Áramlás a fojtáson át (2->4)**

Gáz- vagy gőzáram fojtásakor a közeg stacionáriusan úgy expandál, hogy nem végez munkát és a környezet felé hőcsere sem keletkezik.

Mivel a csőben súrlódásmentes és veszteségmentes áramlást feltételezek, ezért az 1-es pontban meghatározott állapotjelzők megegyeznek a 2-es pontban lévőekkel, azaz:

$$T_2 = T_1, w_2 = w_1, p_2 = p_1, \rho_2 = \rho_1. \quad (3.60)$$

A fojtás 3-as pontjában a gáz kinetikus energiája nő, nyomása és hőmérséklete csökken. A fojtóelem elhagyása után a hirtelen keresztmetszet-változás miatt a gáz örvényleni kezd, kinetikus energiája csökken és hővé alakul. Mivel a csőben az áramlást adiabatikus rendszernek modellezem, így ezt a hőmennyiséget a közeg veszi fel.



3.15. ábra Fojtáson való átáramlás h - s diagramja

A fojtáson való átáramlást az idevonatkozó szakirodalom szerint izentalpikusnak [62] tekinthetjük. Azaz:

$$c_p(T_2 - T_4) = 0 = \frac{w_4^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} \Rightarrow T_2 = T_4; w_2 = w_4. \quad (3.61)$$

A kontinuitási egyenlet értelmében a 2-es és 4-es pontbeli sűrűség is megegyezik. Az általános gáztörvény értelmében:

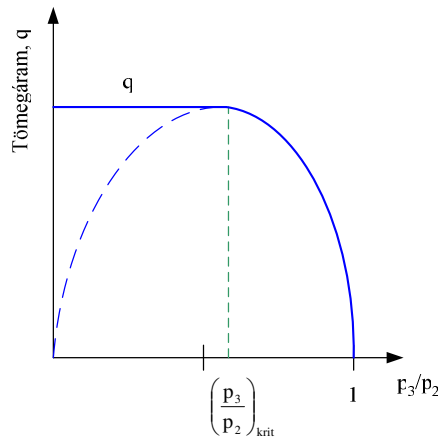
$$\frac{p_2}{\rho_2 T_2} = \frac{p_4}{\rho_4 T_4} \quad (3.62)$$

Így a nyomás sem változhat. Mivel a 2-es és 4-es pontban lévő összes állapotjelző megegyezik, így állapotváltozásról nem beszélhetünk. Ezt az ellentmondást feloldhatjuk, ha bevezetünk egy átfolyási számot (α) mellyel a kinetikus energiát korrigálhatjuk. Felhasználva a (3.49)-et és korrigálva α -val, a 3-as pont nyomását iterációval meghatározhatjuk:

$$c_p T_2 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_3} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} \right] + \frac{w_2^2}{2} \left[1 - \left(\frac{A_2}{\alpha A_3} \right)^2 \left(\frac{p_2}{p_3} \right)^{\frac{2}{\kappa}} \right] = 0. \quad (3.63)$$

A többi állapotjelző ezek után már meghatározható:

$$\rho_3 = \rho_2 \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}}; T_3 = T_2 \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}; w_3 = w_2 \frac{A_2}{\alpha A_3} \frac{\rho_2}{\rho_3}. \quad (3.64)$$



3.16. ábra A nyomásviszony és a tömegáram közötti összefüggés

Ha a 2-es pontbeli nyomás és a hármas pontbeli nyomás aránya kisebb, mint 0,528 (kétatomos gázok esetében, $\kappa=1,4$) akkor a nyomásviszonyt kritikusnak nevezzük, és ebben az esetben az előbb bemutatott állapotjellemzők számítása nem érvényes. Helyettük a kritikus jellemzőkkel kell számolni. Azaz:

$$T_{3krit} = T_2 \frac{2}{\kappa + 1}, w_{3krit} = \sqrt{R \kappa T_{3krit}}. \quad (3.65)$$

A kritikus állapotjelzőkkel már a (3.58) összefüggés alkalmas a kiáramló tömegáram meghatározására.

Az idevonatkozó szakirodalom szerint [19, 57] a legszűkebb keresztmetszet után az állapotváltozás izobárnak tekinthető, ezért:

$$p_4 = p_3. \quad (3.66)$$

Ennek következtében a 3-as pontra jellemző értékek megegyeznek a 4-es pontra vonatkozóval:

$$T_4 = T_3, w_4 = w_3, \rho_4 = \rho_3. \quad (3.67)$$

Az áramlás további kitüntetett pontjaiban az állapotjelzők megegyeznek a 4-es pontbeli állapotjelzőkkel.

A modell továbbfejleszhető egy sűrűlódásos, politropikus csóáramlás leírására.

3.4.3 A tartályok falán keresztül történő energiatranszport

A tartályokban (mérő- és táptartály) lévő gáz hőmérséklete az ürítés és a töltés következtében csökken illetve nő. Ha a táptartályból a gáz kiáramlik, azaz expandál, akkor a töltet hőmérséklete csökken. Amennyiben a mérőtartályban a nyomás nő, a gáz komprimálódik, ennek következtében a gáz hőmérséklete nő. A környezet hőmérséklete a vizsgálat ideje alatt nem változik. Mivel a gáz hőmérséklete eltér a környezeti hőmérséklettől, ezért a tartály falán keresztül, egy energiatranszport indul meg, mely során a gáz hőmérséklete egy adott idő elteltével meg fog egyezni a környezeti hőmérséklettel. A kiegyenlítődési folyamat során a hőmérséklet-változás nyomásváltozást okoz. Ez a változás módosíthatja a nyomásmérésen alapuló szivárgásmérés eredményét, hiszen ez a nyomásváltozás csak egy látszólagos nyomáscsökkenés, nincs mögötte anyagmennyiség-változás.

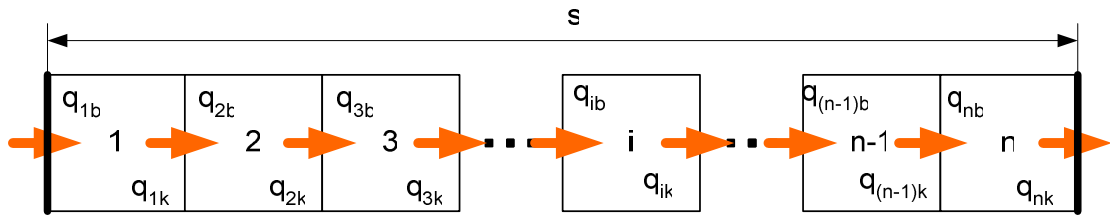
A gáz hőmérséklet-változásának leírásához szükséges megoldani egy instacioner hővezetési feladatot, mely a következő alakban írható fel:

$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \text{div}(\lambda \text{grad} t) \quad (3.68)$$

Kezdeti feltétel:

A fal minden pontjának a hőmérséklete megegyezik a környezeti hőmérséklettel.

A megoldás során a véges differenciák módszerét alkalmaztam. Egy adott időpillanatban, a tartály falában az egyes elemi cellák által egymásnak átadott hőmennyiségek:



3.17. Elemi cellák a hőátvitel számításához

Jelölje T_{fi} az i -ik falelem hőmérsékletét. Mivel a gáz hőmérséklete eltér a készülékfal hőmérsékletétől, így hőáram alakul ki.

Az első falcellába érkező hőáram (q_{1b}) a fal és a gáz közötti hőátadásból származik:

$$q_{1b} = \alpha_b(T_g - T_{f1}) \quad (3.69)$$

Az 1-es cellát elhagyó hőáram már hővezetéssel számolható:

$$q_{1k} = \frac{\lambda}{s_1}(T_{f1} - T_{f2}) \quad (3.70)$$

Ahol s_1 az 1. cella vastagsági mérete.

Az egyes cella hőmérsékletének a megváltozása:

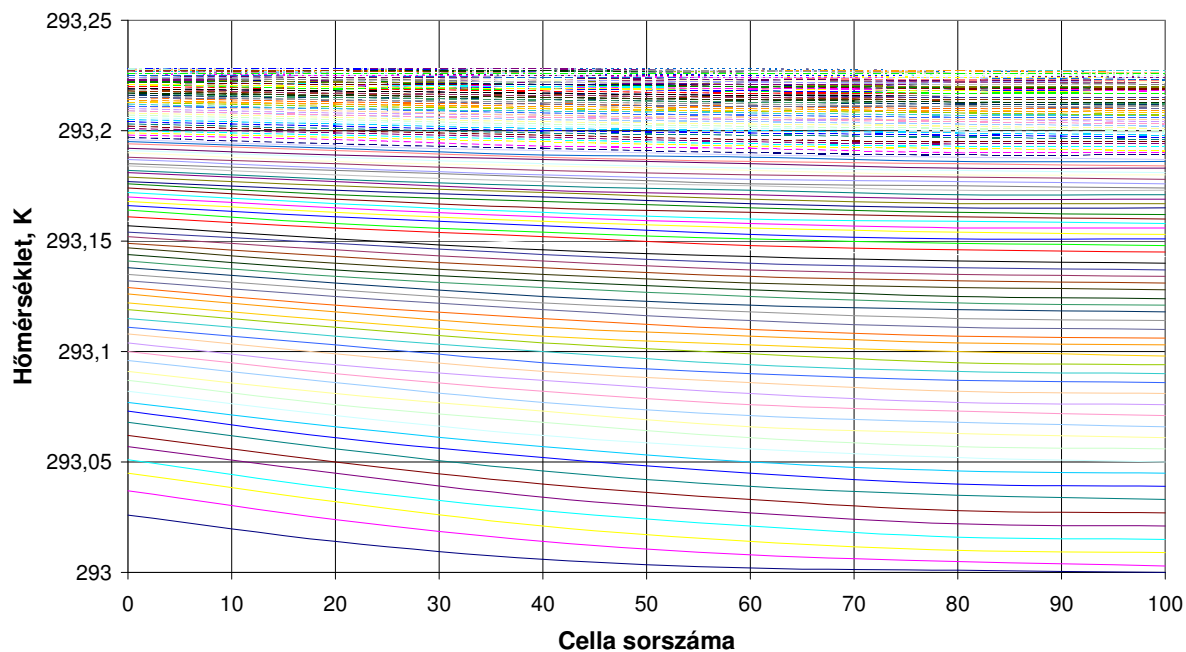
$$\Delta T_{f1} = \frac{q_{1b} - q_{1k}}{\rho c dx} d\tau \quad (3.71)$$

A fenti három összefüggéssel minden elemi cellának a hőmérséklete számolható. Az eljárás úgynevezett explicit hőmérsékletszámoló eljárás, melynek stabilitása a következő kritériumtól függ:

$$p = \frac{a d\tau}{dx^2} \leq 0,5 \quad (3.72)$$

Ahol a az ún. hőmérsékletvezetési tényező, $a = \lambda / (\rho c)$.

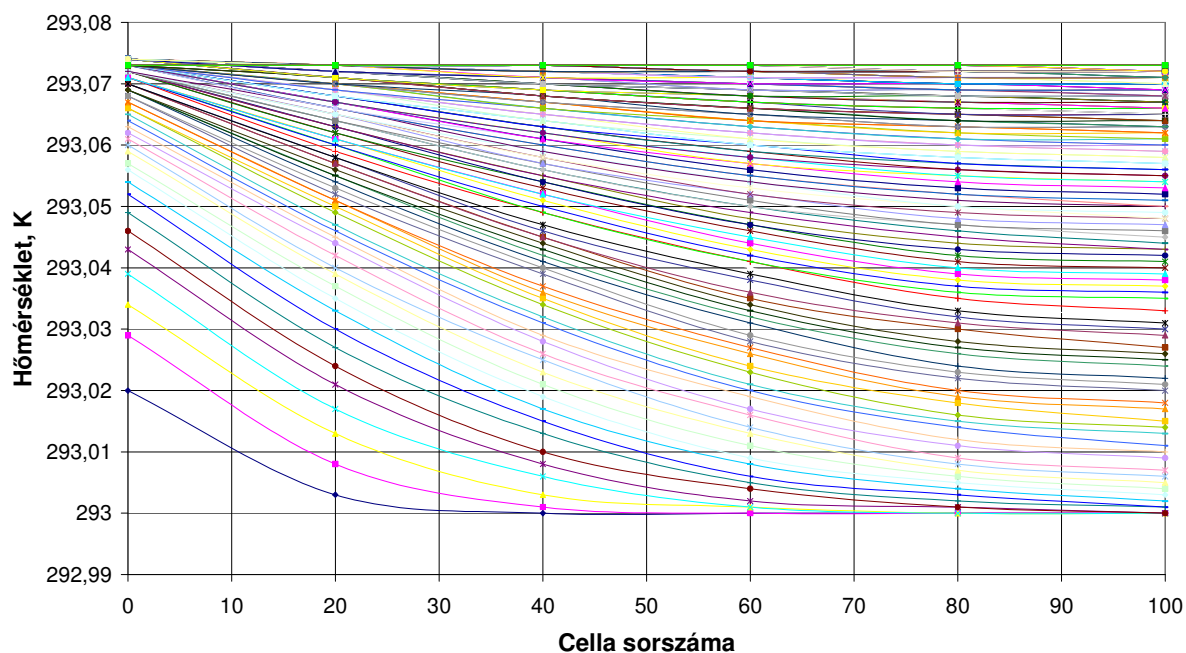
A hővezetési feladat megoldását mutatja a 3.18. ábra, $s=6\text{mm}$ falvastagság esetében és a kezdeti pillanatban a gáz hőmérséklete 42°C :



3.18. ábra Instacioner hővezetés, $\tau=100$ sec idő alatt kialakuló hőmérséklet profil.

Az ábrából jól látható, hogy a készülék falhőmérséklete $0,25^{\circ}\text{C}$ -al emelkedik meg.

Ezen feladat megoldását mutatja a 3.19. ábra $s=12$ mm falvastagság esetén:



3.19. ábra Instacioner hővezetés, $\tau=100$ sec idő alatt kialakuló hőmérséklet profil.

Megállapítható, hogy a gáz a készülék falát jelentéktelen mértékben növeli meg. Ennek oka, hogy a gáz vízértéke (fajhő és tömeg szorzata) lényegesen (több

nagyságrenddel) kisebb, mint az acélköpeny vízértéke. A számítások során a belső hőátadási tényező értékét $40 \text{ W/m}^2/\text{K}$ értékűre vettem fel.

A tartályban lévő gáz hőmérsékletének változását a belső hőátadás határozza meg. Elemi felületen, egységnyi idő alatt átadott hőmennyiség számolható:

$$q = \alpha(T_6 - T_{f1}) \quad (3.73)$$

Mivel a készülék falának hőmérséklete minimális mértékben növekszik, így a számítások során a készülékfal hőmérsékletének a kezdeti falhőmérséklet értéket vettem figyelembe.

Belső hőátadási tényező meghatározása

A tartály belsejében egy természetes konvekció alakul ki a gáz eltérő sűrűsége miatt. A természetes konvekcióra vonatkozó hőátadási tényező számítására az idevonatkozó irodalomban található összefüggések. Általánosan a Nu számra a következő összefüggés írható szabadkonvekció esetén:

$$Nu = C(\text{PrGr})^n. \quad (3.74)$$

Az [54] irodalom szerint a függőleges síklap menti áramlás esetén a (3.74)-ben szereplő állandók a következő módon határozhatók meg:

$PrGr$	C	n
$< 10^{-3}$	0,45	0
$10^{-3} \div 5 \cdot 10^2$	1,18	1/8
$5 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^7$	0,54	1/4
$> 2 \cdot 10^7$	0,135	1/3

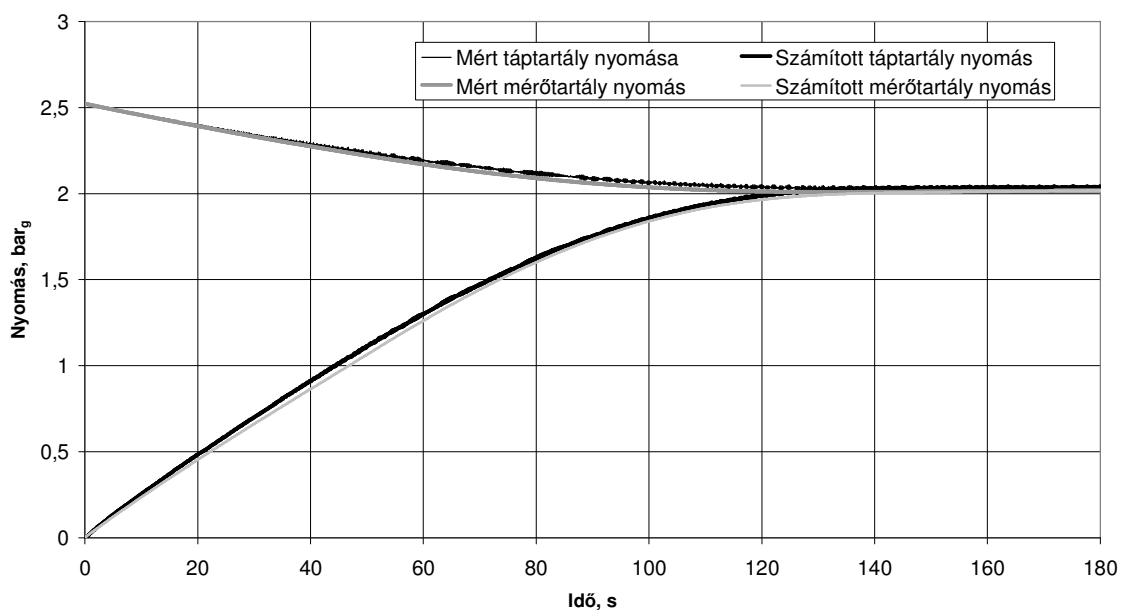
3.3. táblázat

A kísérleti vizsgálatok rámutattak arra, hogy a (3.74)-es összefüggéssel meghatározott belső hőátadási tényező értéke kicsinek bizonyult. A fenti összefüggéssel adódó hőátadási tényező értékének a kétszerese jobban leírja a lehűlési folyamatot. Ez azzal magyarázható, hogy a 3.3.-as táblázatban szereplő paraméterek végtelen kiterjedésű falra vonatkoznak, míg a kísérletek során egy viszonylag kisméretű készülékben vizsgáljuk a hőátviteli folyamatot.

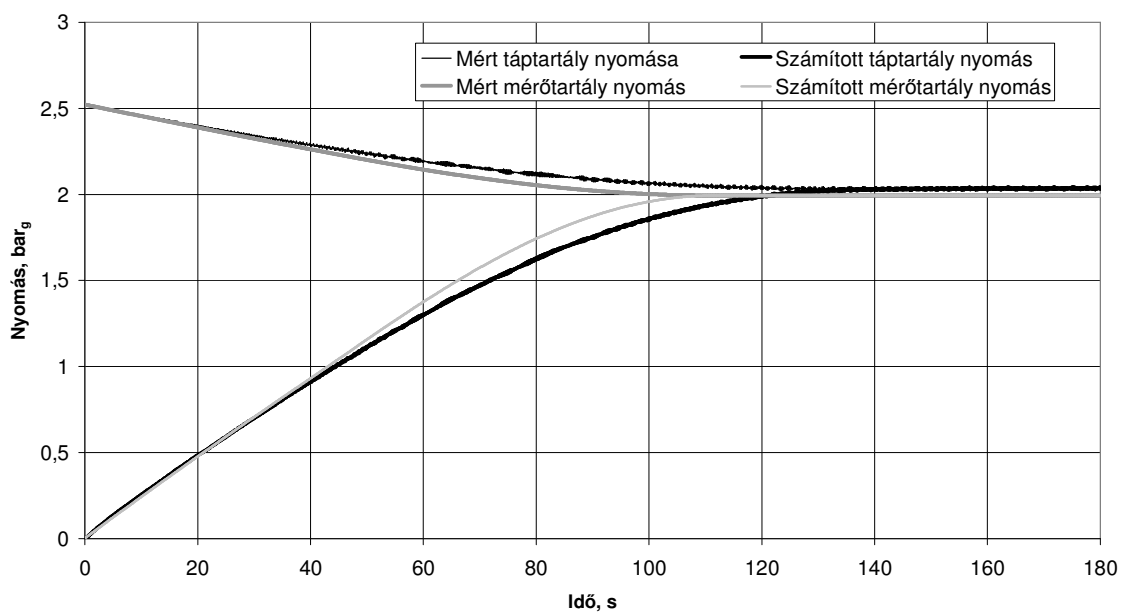
A tartályok állapotváltozásit leíró és a csővezetéken történő áramlást meghatározó összefüggéseket alkalmazva készítettem egy olyan szoftvert, mely alkalmas modellezni két, csővezetékkel összekötött tartály közötti áramlást, a tartályok nyomásának és hőmérsékletének a számítását.

3.4.4 Számítási eredmények

A 3.20. és 3.21.-es ábrákon láthatók az általam készített program számítási eredményei. A szoftver alkalmas a tartályokat adiabatikusnak is modellezni. A 3.20.-as és 3.21.-es ábra rámutat arra, hogy milyen nagy szerepe van egy tartályürítési-töltési folyamat közben a hőmérsékletnek. Adiabatikus esetben hamarabb eléri a közös nyomást a két tartály.



3.20. ábra Tartályok összenyitása izentropikus tartálymodell esetén



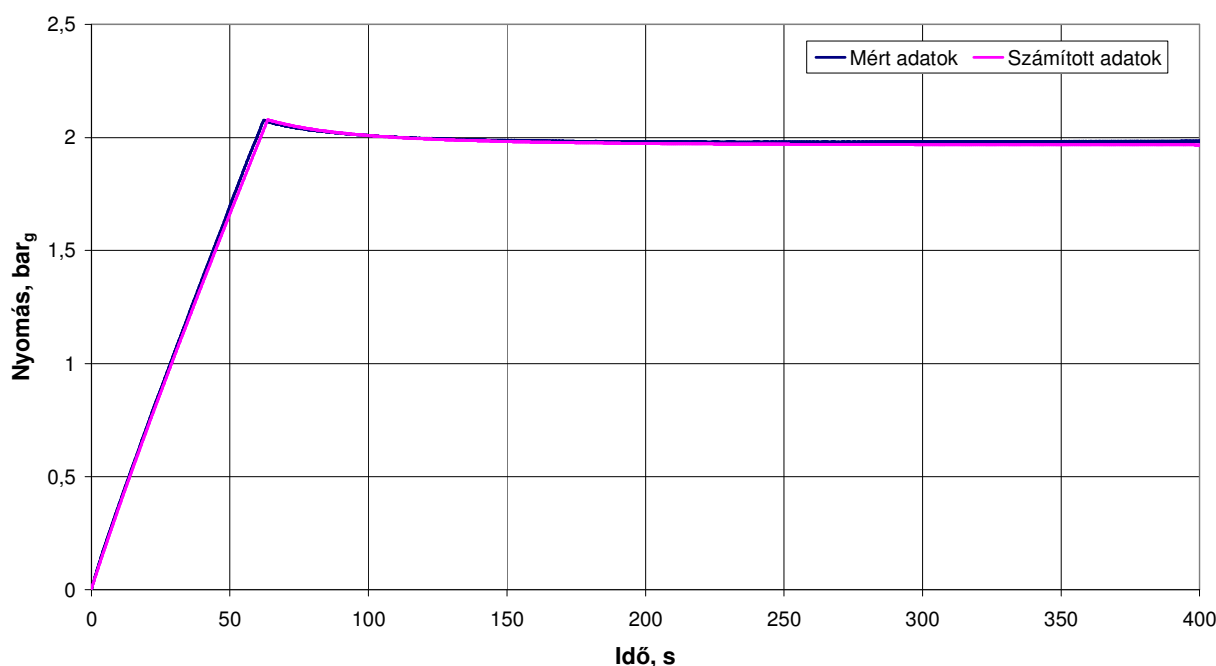
3.21. ábra Tartályok összenyitása adiabatikus tartálymodell esetén

A program segítségével megvizsgálható, hogy egy tartály izentropikus feltöltése során a hőmérséklet változása hogyan befolyásolja a tartályban kialakuló nyomást. Meghatározhatóvá válik, hogy feltöltés után mennyi idő alatt csökken a tartály hőmérséklete a környezeti hőmérsékletre. Ezáltal megállapítható, hogy mennyi időt szükséges várni a szivárgásvizsgálatok elvégzése előtt ahhoz, hogy a hőmérséklet változása ne befolyásolja a tartályban lévő nyomást. Néhány mérési és számítási eredmény közötti szórást mutat a 3.4 táblázat. A táblázat p_0 sora mutatja a táptartálynak a nyomását a mérés kezdetén. Minden mérés kezdetén a tartályban lévő gáz és a környezet hőmérséklete megegyezett (táblázat T oszlopa). A mérőtartály feltöltési nyomását mutatja a p_6 -os oszlop. A mérés és a számítás különbségének a szórását mutatja a táblázat utolsó oszlopa.

Ssz.	p_0, bar_a	$T, ^\circ\text{C}$	p_6, bar_a	Szórás
1.	5,659	22,5	2,076	0,0169
2.	5,5	23	3,0772	0,0087
3.	5,572	25,3	4,0552	0,0114
4.	4,087	22	1,8748	0,0058
5.	4,648	26	1,9936	0,00392
6.	2,842	22	1,966	0,00324

3.4 táblázat Mérések és számítások közötti szórások

(p_0 a táptartály nyomása, p_6 a mérőtartály nyomása)



3.22. ábra Egy mérési és számítási eredmény (3.4 táblázat, 2-es sorszám)

A 3.22.-es ábrán látható a mérőtartályban a nyomás alakulása az idő függvényében. A számítási eredményből következtethetünk arra, hogy a feltöltés befejezése után mennyi idő alatt stabilizálódik a nyomás.

Mivel az ipari gyakorlatban az általunk kidolgozott vizsgálati eljárással közel atmoszférikus körülmények között működő készülékeket vizsgálnak, ezért a 3.5.-ös táblázatban foglaltam össze a számítás útján meghatározott, szükséges várakozási időket. Általában, ipari körülmények között a tartályokat vezetékes levegővel (nitrogénnel) töltik fel, melynek nyomása 3 illetve 5 bar_g. A készülékeket 1,3 ill. 1,8 bar_a-on vizsgálják.

<i>Rendszer nyomás, bar_g</i>	<i>Vizsgálati nyomás bar_g</i>	<i>Térfogat, m³</i>	<i>Várakozási idő, s</i>
3	1,3	0,5	352
		1	408
		2	468
		3	503
		4	528
		5	547
	1,8	0,5	459
		1	530
		2	603
		3	647
		4	677
		5	700
5	1,3	0,5	354
		1	413
		2	478
		3	517
		4	545
		5	566
	1,8	0,5	463
		1	539
		2	619
		3	667
		4	701
		5	727

3.5. táblázat. Szükséges várakozási idők

A várakozás idő jelen esetben azt jelenti, hogy a hőmérsékletváltozás kisebb, mint 0,1 mbar/perc nyomásváltozást okoz. A 3-as melléklet tartalmazza a 3.5. táblázatban

szereplő rendszer- és vizsgálati nyomások, valamint térfogatok esetén a különböző nyomás-idő függvényeket.

A 3.5. táblázatban szereplő adatok alapján regresszióval, legkisebb négyzetek módszerével az alábbi közelítő függvényt alkalmazva:

$$\tau_v = Ap^b V^c. \quad (3.75)$$

3 bar_g-os rendszernyomás esetére a közelítő függvény alakja:

$$\tau_v = 331,3 \cdot p^{0,782} V^{0,188}, \quad (3.76)$$

5 bar_g-os rendszernyomás esetére a közelítő függvény alakja:

$$\tau_v = 334,75 \cdot p^{0,794} V^{0,2}. \quad (3.77)$$

3.4.5 Megengedett szivárgási értékek

Tökéletes, tömören záró berendezés csak idealizált körülmények között létezik. Ha elfogadunk egy bizonyos szivárgási értéket, amely kibocsátási értéke még nem haladja meg a törvényileg meghatározottat, akkor ennek segítségével validálhatjuk a berendezést.

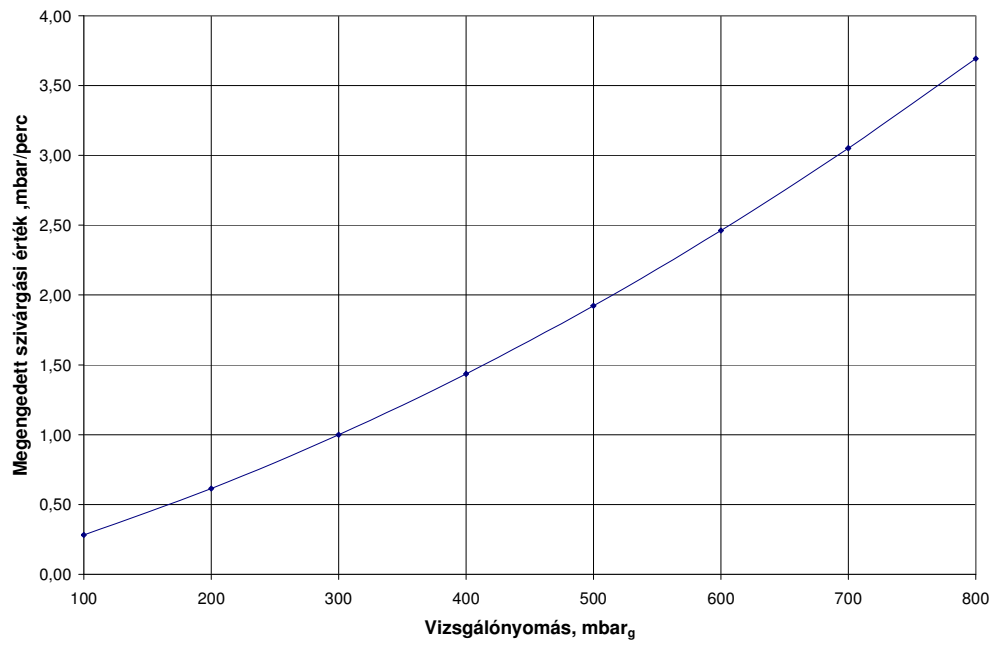
Jelölje $\left(\frac{dp}{dt}\right)_v$ a validálási szivárgás megengedett értékét, továbbá jelölje p_v a

validálási nyomás értékét, akkor a (3.21) összefüggéssel meghatározható, az adott (lamináris) szivárgási folyamat D szivárgási tényezője.

$$D_v = \frac{\left(\frac{dp}{dt}\right)_v}{p_v^2 - p_v} \quad (3.78)$$

A szivárgási paraméter ismeretében az adott feltételeknek megfelelően meghatározható a szivárgás megengedett értéke tetszőleges más nyomáson.

Legyen a megengedett szivárgási érték 1 mbar/perc 1,3 bar nyomáson. Ez megfelel a (3.29) által 0,071 kg/h kibocsátásnak 1m³-es készülék esetén. A (3.30)-as egyenlet segítségével tetszőleges nyomáson meghatározható a szivárgás megengedett értéke.



3.23. ábra Megengedett szivárgási érték

4. Karimás kötés tömítéseinek vizsgálata

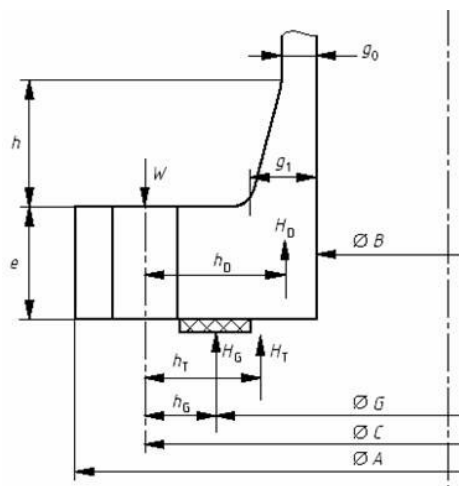
Az egyes technológiai egységek között anyagáramlást csővezetékekkel biztosítják. Az egyes csővezetékek a készülékekhez vagy bontható, vagy nem bontható kötésekkel csatlakoznak. A vegyipari gyakorlatban általában bontható kötést alkalmaznak. Az ilyen bontható kötések két karimapárból és egy tömítésből állnak. A karimapárokat csavarkötéssel rögzítik egymáshoz. Ebben a fejezetben a karimás kötések vizsgálatával foglalkozom.

4.1 Karimás kötések

A karimatömítésre ható erők

A 4.1. ábrán egy hegesztőtoldatos karimás kötés látható. A karima alapterhelése a hajlítónyomaték, amely adódik az alkalmazott csavarerőből, a belső nyomásból származó erőből és a tömítésre ható erőből. A tömítésre és a karimára ható erők üzemi és szerelési állapotban eltérnek. Szerelési állapotban a belső nyomásból származó erők zérus értékűek, ebben az esetben a tömítésre nagyobb felületi terhelés jut. Szerelési állapotban a minimálisan szükséges csavarerő:

$$W_A = \pi b G y . \quad (4.1)$$



4.1. ábra Hegesztőtoldatos karima vázlata

A (4.1)-es összefüggéssel meghatározható az az erő, ami ahhoz szükséges, hogy a tömítés megfelelően üzemeljen. Ettől kisebb csavarerő esetén szivárgás fordulhat elő. Üzemi állapotban ettől egy nagyobb csavarerőre van szükség, ugyanis a belső nyomásból származó erő a karimapárt egymástól eltaszítja, így a tömítésre jutó felületi terhelés csökken.

$$W_{OP} = \frac{\pi}{4} G^2 P + 2\pi G m P. \quad (4.2)$$

A (4.2)-es összefüggéssel számítható ki a szükséges csavarerő üzemi állapotban. Az összefüggésben szereplő m tényező az ún. tömítési tényező. Ez függ a tömítés anyagától, kialakítástól, illetve a tömítendő anyag halmazállapotától. Néhány jellemző tömítés tömítési tényezőjét tartalmazza a 4.1. táblázat

Az általam vizsgált karimatömítés PTFE bevonatú, rendezett szövetszálás tömítés volt. Ezen típusú tömítéseket jellemzően zománcozott készülékek esetében alkalmazzák. A zománcozott készülékekben a maximális feszültség nem haladhatja meg a 46 MPa-t [22], mert ennél nagyobb feszültség esetén a zománcréteg megsérülhet.

Tömítőanyag	Tömítési tényező (m)	Minimális tömítőnyomás (y , MPa)
Lágygumi	0,5 – 1	0-1,4
PVC	1,5	1,2
PTFE	2-2,75	1,2-1,6
Vászonbetétes gumi	1,25	2,75
IT lemez	2,25-2,75	15-25
Hullámos fémlemez	2,5-3,5	25-52

4.1. táblázat Néhány jellemző tömítés tömítési tényezője

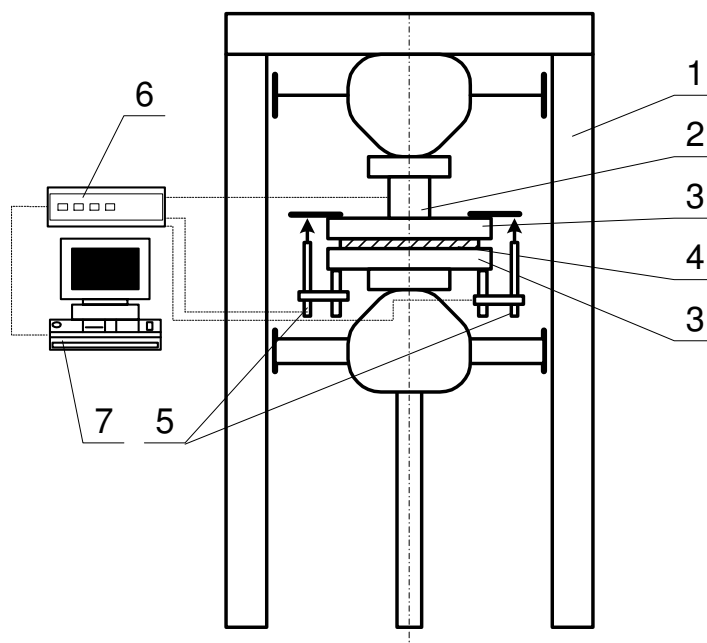
Az ilyen típusú tömítések relaxációra szobahőmérsékleten is hajlamosak. A relaxáció során a tömítés felületi terhelése lecsökken, így a minimálisan szükséges tömítőnyomás alá csökkenhet a feszültség, aminek hatására a készülék szivároghat. A vizsgálatok során a tömítés anyagán át történő szivárgással nem foglalkoztam.

4.2 Karimatömítés vizsgálata

A teflonbevonatú szövettömítések relaxációs vizsgálatára egy mérőberendezést hoztunk létre. A mérés során rögzítettük a tömítés összenyomódását, a tömítőfelületre ható erőt az idő függvényében.

A geometriai hibák kiküszöbölése érdekében három elmozdulás távadót alkalmaztunk, és a három elmozdulás átlagát vettük, mint tényleges elmozdulást.

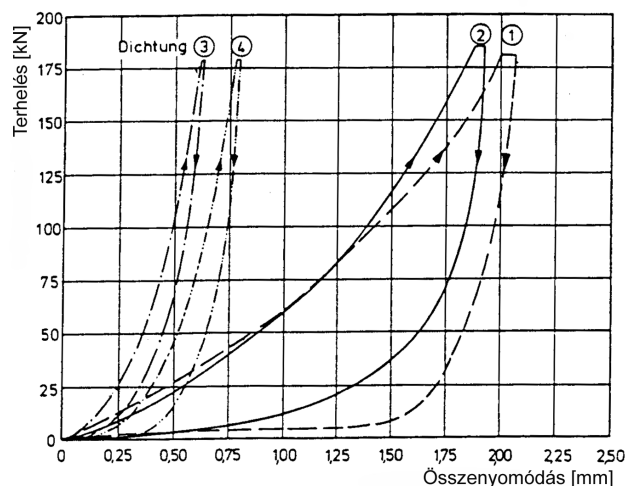
A 4.2. ábrából látható, hogy az IT lemez és a teflon lényegesen kisebb alakváltozási képességgel bír, mint a gumi. Az alakváltozó képesség akkor lehet fontos, ha a tömítendő felületek felületi egyenetlensége nagy, hiszen a tömítés képes a hibákat kitölteni. Célunk volt a teflon burkolatú szövet tömítésekre is ilyen diagramok felvétele.



4.2. ábra Karimatömítés vizsgálata

1 – állvány; 2 – Nyomógép; 3 – Befogófelület; 4 – Vizsgált tömítés; 5 – Elmozdulástávadó;

6 – Spider8; 7 – Számítógép;



4.3. ábra Jellegzetes erő-összenyomódás diagramok

1,2 – gumi; 3 – IT/ST; 4 – PTFE Geometriai adatok: 1 - $\varnothing 265/213$ $h=4$ mm;

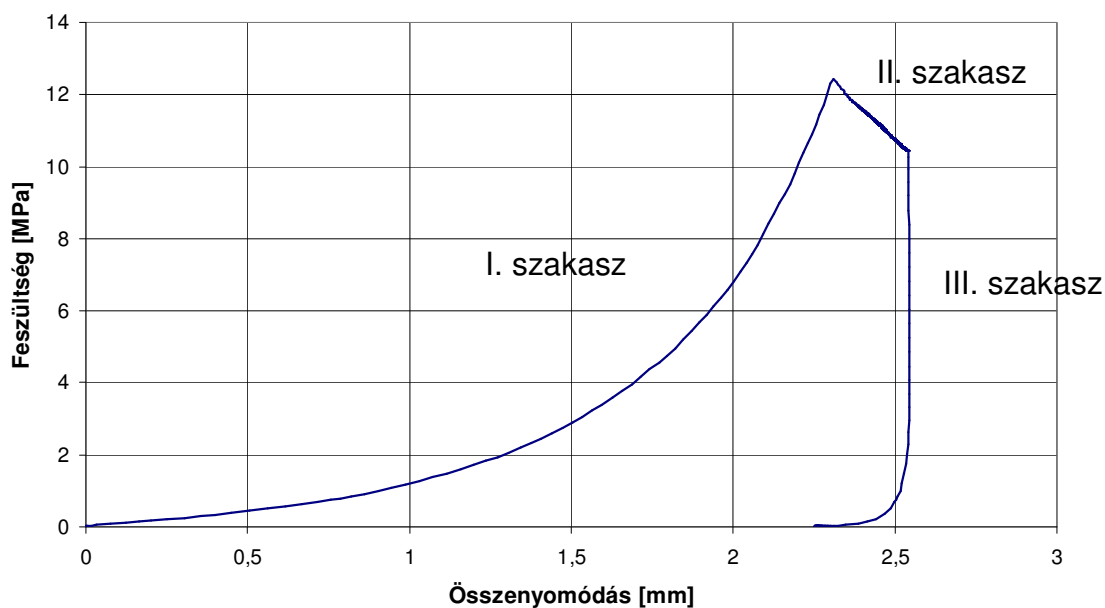
2 - $\varnothing 271,6/216,4$ $h=5,4$; 3 - $\varnothing 271/219$ $h=3,3$; 4 - $\varnothing 272,9/203,1$ $h=4$,

Az 4.4. ábrából egy méréssel meghatározott nyomóvizsgálati eredmény, számítógépen rögzített diszkrét pontjai (mintavételi frekvencia 1 Hz) figyelembevételével megszerkesztett diagramját tüntettem fel. Az első a felterhelés szakasza, a második szakasz a relaxáció, a harmadik a leterhelés szakasza.

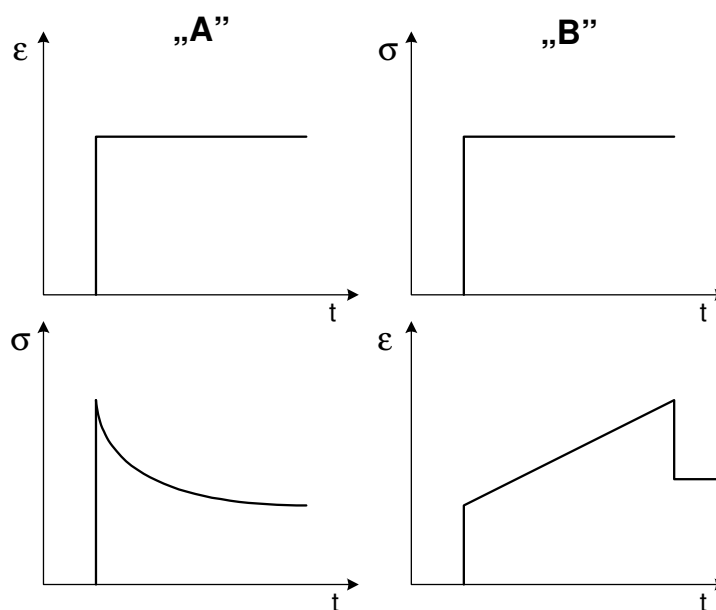
Az I. szakasszal jelölt részen a tömítésre ható erőt egyenletes sebességgel növeltük, a mérőfej méréshatáráig. A II. szakaszban a terhelő erőt nem növeltük, a tömítés ernyedése miatt a felületi nyomás nem állandó. A III. szakaszban a tömítésre ható erőt folyamatosan csökkentettük.

A 4.3. és a 4.4. ábrákból jól látható, hogy az általunk vizsgált tömítés jellegét tekintve a gumi és PTFE között helyezkedik el.

A relaxációs viselkedés vizsgálatára két eljárás létezik, melynek vázlatát a 4.5. ábra mutatja.



4.4. ábra Egy jellegzetes mérési eredmény

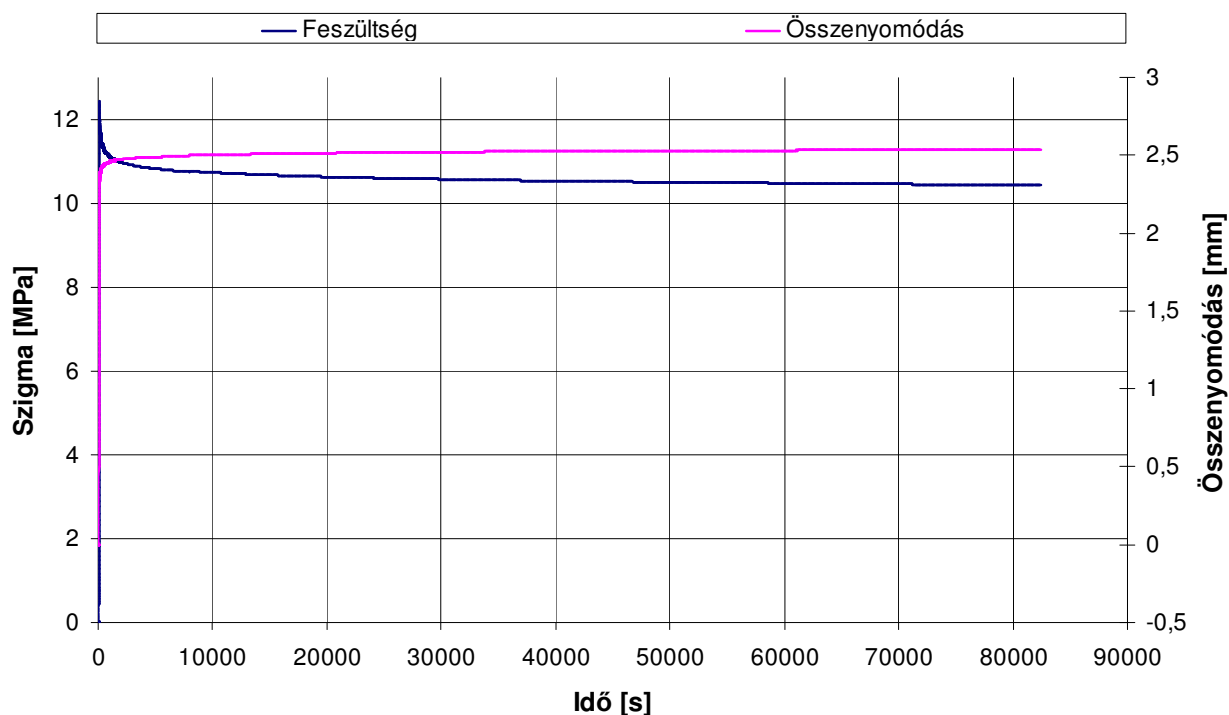


4.5. ábra Relaxációs vizsgálatok

Lehetőségeinket figyelembe véve a tömítéseket az „A” variációval vizsgáltuk, mely során számítógépen regisztráltuk az erőmérőcella és az elmozdulástávadók által mért jeleket.

A 4.6. ábra mérési eredmény alapján látható, hogy a tömítésre ható nyomófeszültség az idő függvényében változik, míg az elmozdulás (összenyomódás)

változása elhanyagolható. Az ilyen jellegű anyagmodelleket viszkoelasztikus anyagmodellnek nevezzük.



4.6. ábra

4.3 Reológiai anyagmodellek

A reológiai testek tulajdonságainak szemléletesebbé tétele érdekében, a reológiai viselkedés tanulmányozásának egyszerűsítése céljából elterjedt a reológiai modellek használata. Reológiai modellnek olyan mechanikai rendszereket nevezünk, melyek viselkedéseinek törvényszerűsége matematikailag azonos a reológiai testek viselkedésével. Mivel ezek a modellek mindenkor teljesen pontosan meghatározott tulajdonságokkal láthatók el, e modellek hű képét adják a megfelelő reológiai testek viselkedésének. A modellek előnye, hogy a reológiai tulajdonságok „tisztá” formában tanulmányozhatók velük. Míg a reológia II. axiómájának értelmében minden test elvben az összes reológiai tulajdonsággal rendelkezik és csak az adott körülmények között tekinthetők egyesek közelítően zérusnak, addig a modellekben csak a megkívánt sajátságok léphetnek fel, a nem kívántak pedig egyáltalában nincsenek jelen.

4.3.1 Reológiai testek

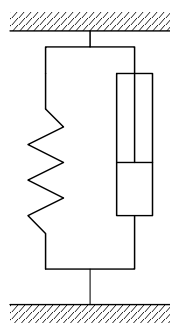
A reológiai testek két alaptestből épülnek fel:

- rúgó,
- csillapítás.

Ennek a két alaptestnek a kombinációjával lehet felépíteni a reológiai modelleket.

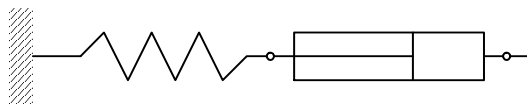
Kelvin modell

A Kelvin modell egy csillapítás és egy rugó párhuzamos kötésével készíthető el:



4.7. ábra Kelvin-modell

Maxwell modell



4.8. ábra Maxwell-modell

4.3.2 A Maxwell modell

A modellben a sorosan kapcsolt rugó és csillapító elem terhelését előzetesen jelöljük σ -val, az alakváltozásokat pedig ε -nal. A modell teljes alakváltozása (ε_T –vel jelölt) felbontható ε_E rugalmas (rúgó alakváltozás) és ε_V viszkózus (csillapítás alakváltozás) részre:

$$\varepsilon_T = \varepsilon_E + \varepsilon_V. \quad (4.3)$$

A rugalmas alakváltozási részre a Hooke–törvény érvényes:

$$\varepsilon_E = \frac{\sigma}{G}. \quad (4.4)$$

ahol G a nyírási rugalmassági modulus. A viszkózus rész esetében a létrejövő feszültség az alakváltozási sebességgel arányos, ahol az arányossági tényező a viszkozitás (η).

$$\sigma = \eta \frac{d\varepsilon_V}{d\tau}. \quad (4.5)$$

A teljes alakváltozás sebessége ezek alapján:

$$\frac{d\varepsilon_T}{d\tau} = \frac{d\varepsilon_E}{d\tau} + \frac{d\varepsilon_V}{d\tau}. \quad (4.6)$$

Felhasználva a (4.5) és (4.6) összefüggéseket az alakváltozási sebesség így:

$$\frac{d\varepsilon_T}{d\tau} = \frac{1}{G} \frac{d\sigma}{d\tau} + \frac{\sigma}{\eta}. \quad (4.7)$$

Az idő szerinti deriválást ponttal jelölve, az anyagmodell alapegyenlete a következő:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{G} \dot{\sigma} + \frac{1}{\eta} \sigma. \quad (4.8)$$

Szorozzuk meg az egyenletet η -val.

$$\sigma + \frac{\eta}{G} \dot{\sigma} = \eta \dot{\varepsilon}. \quad (4.9)$$

A viszkoelasztikus anyagmodell paramétereinek meghatározásához végezhetünk relaxációs vizsgálatot. Ennek során egy állandó alakváltozást hozunk létre és megfigyeljük a feszültség csökkenését, azaz relaxációját. Állandó alakváltozás mellett a (4.9) egyenlet a következő alakot ölti:

$$\sigma + \frac{\eta}{G} \dot{\sigma} = 0. \quad (4.10)$$

Ennek az egyenletnek a megoldása a következő:

$$\sigma_t = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (4.11)$$

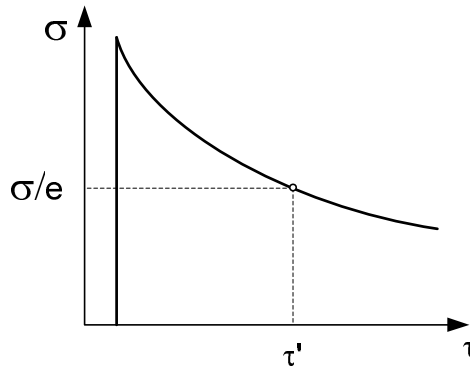
Itt τ a relaxációs idő, melynek definíciója:

$$\tau = \frac{\eta}{G}. \quad (4.12)$$

Ezen idő fizikailag azt jelenti, hogy a kezdeti σ_0 feszültség mennyi idő alatt csökken az $1/e$ -ed részére.

Ezen függvény ismeretében a relaxációs idő meghatározható. A feszültség időbeni függése ezután a rugalmassági modulusok időfüggésével reprezentálható:

$$\sigma(\tau) = G(\tau) \cdot \varepsilon_0. \quad (4.13)$$



4.9. ábra A feszültség relaxációja

Ebben tehát a relaxációs függvény:

$$G(\tau) = G_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (4.14)$$

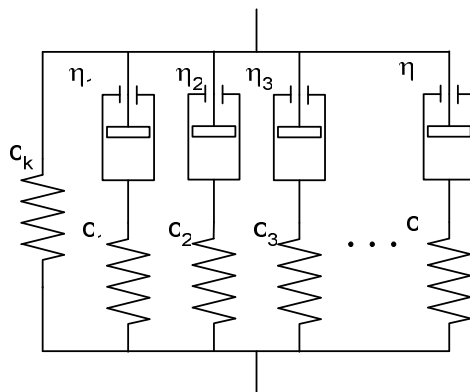
Külön relaxációs függvények vonatkoznak a nyírási és a térfogati relaxáció jellemzésére. A tapasztalatok azt mutatják, hogy általában a nyírófeszültségek végtelen idő múltán a nullához relaxálnak, míg a hidrosztatikus feszültségek egy véges értékhez.

Mivel feltételezésem szerint a karimatömítésben terhelés jellege miatt nem ébrednek csúsztató feszültségek, így elegendő a térfogati részt figyelembe venni. Így a tömítésre feltételezett relaxációs függvény alakja a következő:

$$K(\tau) = K_\infty + K_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (4.15)$$

A K_∞ rugalmassági modulus a végtelen hosszú idő eltelte után maradó feszültségre vonatkozik. Ez nem függ az időtől, ezért az irodalomban ezt párhuzamos rugónak szokás jelölni a mechanikai modellben. (4.10. ábra)

Általánosított Maxwell modellt (GMM) alkalmaztunk a relaxációs folyamat modellezésére. Ennek az a lényege, hogy a görbét több, különböző relaxációs idővel rendelkező exponenciális kifejezés súlyozott összegeként közelítjük. A modellben ez több, párhuzamosan kapcsolt Maxwell elemmel reprezentálható.



4.10. ábra Általánosított Maxwell-modell (GMM)

Az általánosított modell relaxációs függvényét a következő alakban kerestük:

$$K(\tau) = K_\infty + K_0 \cdot \sum_{k=1}^m w_k \cdot e^{-\frac{\tau}{\tau_k}}. \quad (4.16)$$

A w_i súlyozó tényezőkre a következőnek kell teljesülni:

$$\sum_{k=1}^m w_k = 1. \quad (4.17)$$

Ezek alapján a feszültség egy pillanatnyi értéke a következőképpen közelíthető:

$$\sigma(\tau) = \left[K_\infty + K_0 \cdot \sum_{k=1}^m w_k \cdot e^{-\frac{\tau}{\tau_k}} \right] \cdot \varepsilon_0. \quad (4.18)$$

4.3.3 A matematikai modell megoldása

A tömítés feszültség-idő függvényét a (4.21) egyenlettel közelítjük.

$$f_k(t) = A + B \sum_{j=1}^m w_j e^{-t/\tau_j}, \quad (4.19)$$

Ahol az A értéke $K_\infty \varepsilon_0$, $B = K_0 \varepsilon_0$.

Az eddigi vizsgálatok azt mutatják, hogy $m=3$ esetben már jó egyezés kapható. A közelítés során a legkisebb négyzetek módszerét használtuk:

$$F = \sum_{i=1}^n (f_{ki} - f_{mi})^2 \rightarrow \min, \quad (4.20)$$

ahol n a mérési pontok száma.

Az F függvény A szerinti deriváltja:

$$\frac{\partial F}{\partial A} = 2 \sum_{i=1}^n (f_{mi} - f_{ki}) = 0. \quad (4.21)$$

A B változó szerinti derivált:

$$\frac{\partial F}{\partial B} = 2 \sum_{i=1}^n (f_{mi} - f_{ki}) \sum_{j=1}^m (w_j e^{-\tau_i/\tau_j}) = 0. \quad (4.22)$$

A w_k szerinti derivált ($k=1,2,3$):

$$\frac{\partial F}{\partial w_k} = 2 \sum_{i=1}^n (f_{mi} - f_{ki}) [B e^{-\tau_i/\tau_k}] = 0. \quad (4.23)$$

A τ_k szerinti derivált ($k=1,2,3$):

$$\frac{\partial F}{\partial \tau_k} = 2 \sum_{i=1}^n (f_{mi} - f_{ki}) \left[B w_k \frac{t_i}{\tau_k^2} e^{-\tau_i/\tau_k} \right] = 0. \quad (4.24)$$

A deriváltakból összeállítható egyenletrendszer:

$$\sum_{i=1}^n \left[A + B \left(w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right) - f_{mi} \right] = 0. \quad (4.25-1)$$

$$\sum_{i=1}^n \left[A + B \left(w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right) - f_{mi} \right] \left[w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right] = 0. \quad (4.25-2)$$

$$\sum_{i=1}^n \left[A + B \left(w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right) - f_{mi} \right] \left[B e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} \right] = 0. \quad (4.25-3)$$

$$\sum_{i=1}^n \left[A + B \left(w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right) - f_{mi} \right] \left[B e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} \right] = 0. \quad (4.25-4)$$

$$\sum_{i=1}^n \left[A + B \left(w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right) - f_{mi} \right] \left[B e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right] = 0. \quad (4.25-5)$$

$$\sum_{i=1}^n \left[A + B \left(w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right) - f_{mi} \right] \left[B w_1 \frac{\tau_i}{\tau_1} e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} \right] = 0. \quad (4.25-6)$$

$$\sum_{i=1}^n \left[A + B \left(w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right) - f_{mi} \right] \left[B w_2 \frac{\tau_i}{\tau_2} e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} \right] = 0. \quad (4.25-7)$$

$$\sum_{i=1}^n \left[A + B \left(w_1 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_1}} + w_2 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_2}} + w_3 e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right) - f_{mi} \right] \left[B w_3 \frac{\tau_i}{\tau_3} e^{-\frac{\tau_i}{\tau_3}} \right] = 0. \quad (4.25-8)$$

A fenti egyenletrendszer megoldása szolgáltatja a keresett változók értékeit. A minimalizálási eljárást úgy kell végrehajtani, hogy közben az alábbi egyenletek is teljesüljenek:

$$\sum_{j=1}^k w_k - 1 = 0 \rightarrow h(X) = 0. \quad (4.26)$$

$$\begin{bmatrix} -A \\ -B \\ -w_1 \\ -w_2 \\ -w_3 \\ -\tau_1 \\ -\tau_2 \\ -\tau_3 \end{bmatrix} \leq 0 \rightarrow g(X) \leq 0. \quad (4.27)$$

Egyszerűsítve a felírást, a következő feltételes szélsőérték-számítás feladatot kell megoldani:

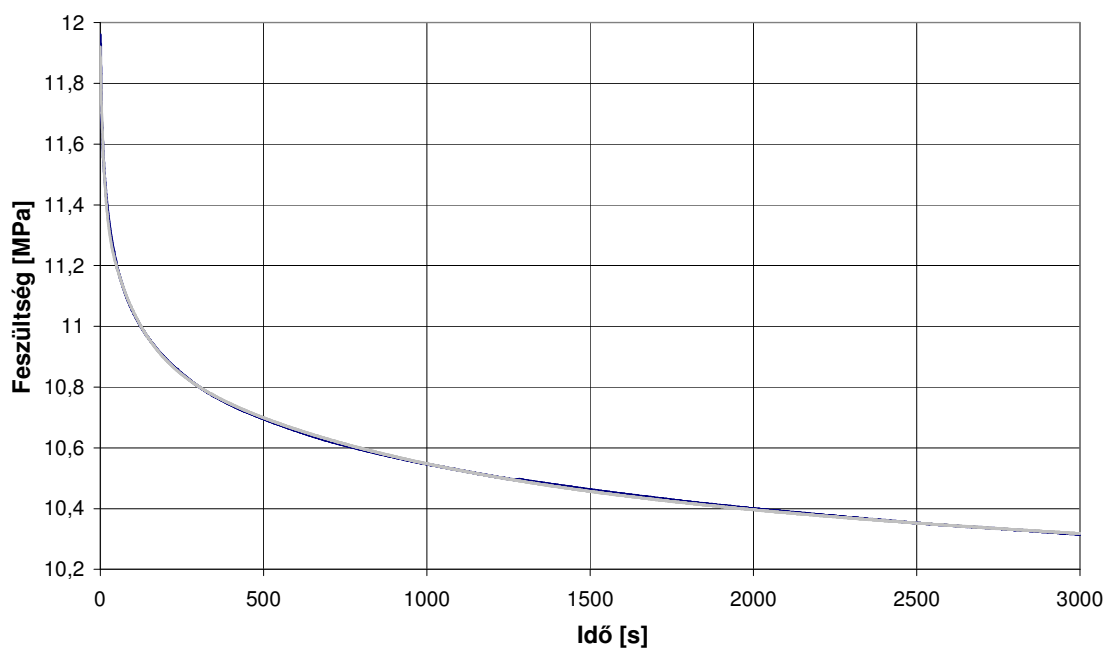
$$\begin{aligned} F(X) &\rightarrow \min \\ h(X) &= 0 \\ g(X) &\leq 0 \end{aligned} \quad (4.28)$$

Az ilyen típusú feladatok megoldására az idevonatkozó matematikai szakirodalom nagyon sok megoldási lehetőséget ajánl. A megoldás során a büntetőfüggvényes technikát alkalmaztam, mely során a következő büntetőfüggvényt alkalmaztam [6]:

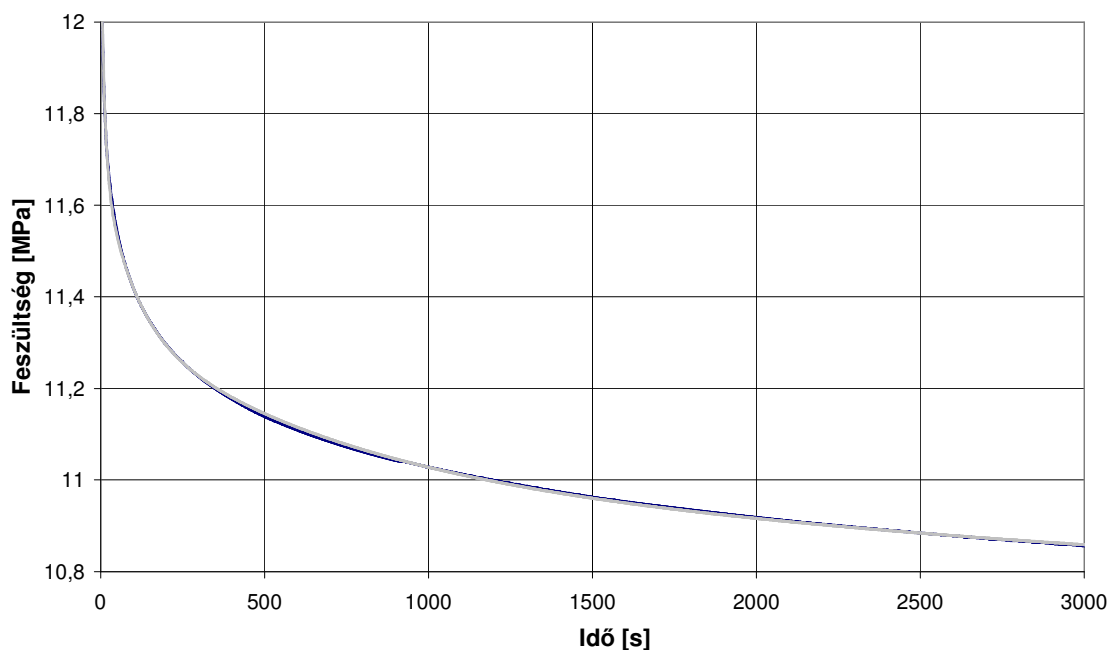
$$\Phi(X, \sigma) = F(X) + \sigma \sum_{q=1}^r h_q^2(X) + \sigma \sum_{y=1}^c \{(\max(g_y(X), 0))^2\}. \quad (4.29)$$

Így a (4.29)-es feltételes szélsőérték-feladat egy feltétel nélküli szélsőérték számítássá transzformálható, melyet a Nelder-Mead (beépített MATLAB eljárás) eljárással oldottam meg.

A σ sorozatnak a $\sigma_k = 10^{k-1}$ -et választottam. Az eljárás konvergens [29].



4.11. ábra



4.12. ábra

A 4.11. és 4.12.-es ábrán egy-egy mérési eredmény közelítése látható.

A számítási eredmények közül az A paraméter mutatja meg, hogy mekkora felületi terhelése van a tömítésnek. Ha ez az érték kisebb, mint az adott tömítésre vonatkozó minimális szükséges tömítőerőből számított feszültség, akkor a tömítés nem működik megfelelően, szivárgás keletkezhet.

Néhány ~ 3 MPa felületi terheléssel elvégzett mérés számítási eredménye látható a 4.2. táblázatban.

Sorszám	A	B	W_1	W_2	W_3	τ_1	τ_2	τ_3	A/σ_{max}
1	2,03	0,58	0,37	0,28	0,35	19,9	556	7454	0,77
2	1,94	0,49	0,35	0,27	0,38	40,1	634	7388	0,77
3	1,96	0,57	0,3	0,33	0,37	37	408	3765	0,74

4.2. táblázat

Néhány ~ 13 MPa felületi terheléssel elvégzett mérés számítási eredménye látható a 4.3. táblázatban.

Sorszám	A	B	$W1$	$W2$	$W3$	τ_1	τ_2	τ_3	A/σ_{max}
1	11,36	2,34	0,41	0,26	0,33	43,9	717,5	8571	0,79
2	11,62	2,49	0,42	0,25	0,32	45,3	907	11042	0,79
3	10,7	2,31	0,41	0,27	0,32	64,3	930,3	9836	0,79
4	11,12	2,47	0,38	0,26	0,36	47,5	736,5	9137,8	0,787

4.3. táblázat

Néhány ~6 MPa felületi terheléssel elvégzett mérés számítási eredménye látható a 4.4. táblázatban.

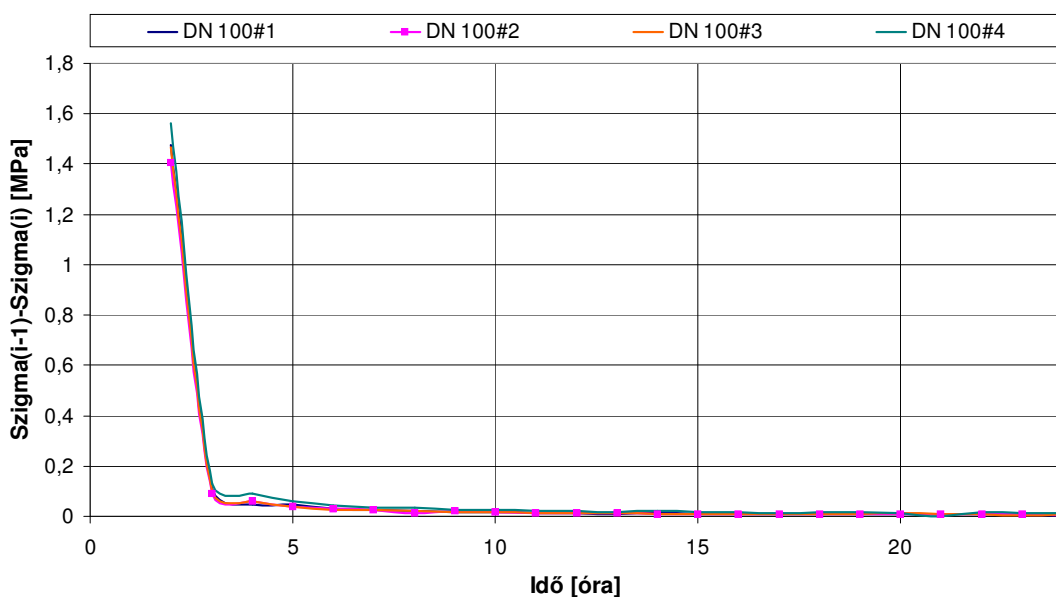
Sorszám	A	B	W_1	W_2	W_3	τ_1	τ_2	τ_3	A/σ_{max}
1	4,96	1,622	0,35	0,27	0,38	72,4	918	11359	0,72
2	5,17	1,644	0,35	0,29	0,36	41,7	740	9902	0,72

4.4. táblázat

A táblázatok utolsó oszlopa mutatja, hogy a felterhelés során elért maximális nyomófeszültség a relaxációs folyamat végére hány százalékára csökken. A legrosszabb esetet feltételezve (mérnöki gyakorlatban mindig a biztonság javára kell „tévedni”) a maximális nyomófeszültség ~70%-a lesz a maradó feszültség. Amennyiben a relaxációs folyamat végén kialakuló maradó nyomófeszültség nagyobb, mint a tömítésre jellemző minimális tömítőnyomás, akkor a relaxáció következtében környezeti terhelés nem következhet be.

A bemutatott mérési-számítási eljárással tehát meghatározható, hogy a viskoelasztikus tulajdonságokkal jellemezhető tömítés relaxációja következtében a tömítésre ható nyomófeszültség a minimálisan szükséges értéktől mennyiben fog különbözni, környezeti terhelés keletkezhet-e vagy sem. Ha létrejön a szivárgási folyamat, akkor azt kvantitatívan jellemezni azt a 3. fejezetben bemutatott mérési eljárással lehetséges.

A tömítésmérésekből megállapítható, hogy a tömítőnyomás legnagyobb változása a terhelés után keletkezik, majd mértéke folyamatosan csökken.

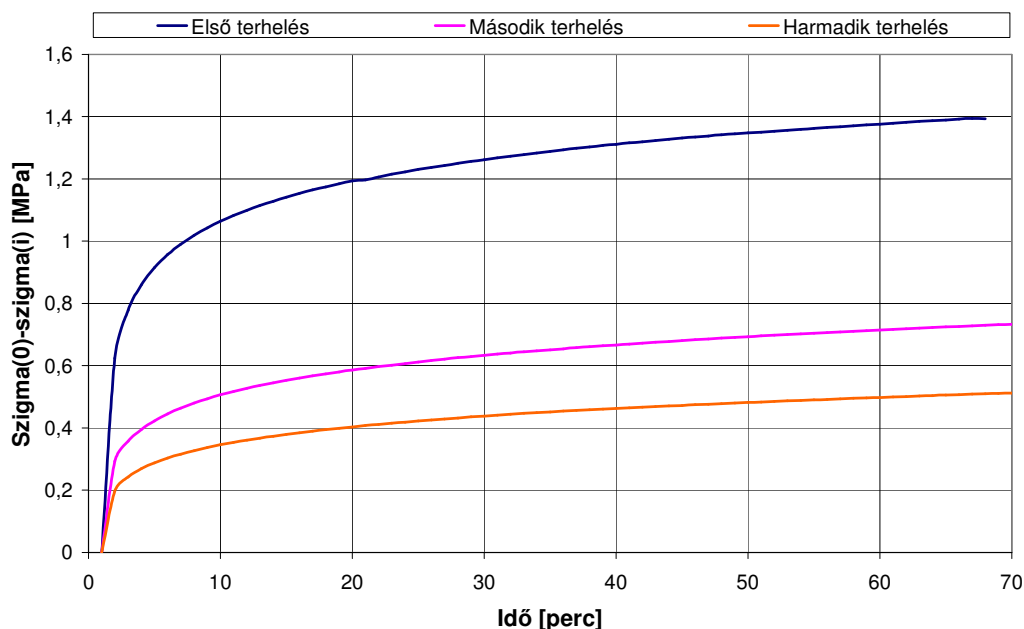


4.13. ábra A tömítőnyomás időbeni alakulása

A 4.13.-as ábrán feltüntettük a tömítőnyomás változásának a sebességét az idő függvényében. Egyértelműen megállapítható az a tény, hogy a szerelés után kb. 5 órával a tömítésekben a tömítőnyomás csökkenése már elhanyagolható.

4.5 Karimatömítések ismételt terhelése

Az ipari gyakorlatban gyakran előfordul, hogy a tömítések élettartamuk alatt nem egyszer, hanem többször kerülnek a felterhelési, leterhelési fázisba. Bizonyos tömítéstípusoknál ez nem megengedett. A vizsgálatunkban arra a kérdésre kerestük a választ, hogy a teflonborítású szövet-tömítés mechanikai jellemzői hogyan változnak a többszöri terhelés hatására. A terheléseket egymás után végeztük el.



4.14. ábra Ismételt terhelések

Egy ilyen mérési eredményt mutat a 4.14-es ábra mely során a tömítést először ~12MPa-ig terheltük, majd a leterhelés után újból felterheltük.

A mérési eredményekből egyértelműen megállapítható, hogy a tömítések többszöri terhelés után lényegesen felkeményednek. Ez a felkeményedési folyamat részben előnyös, hiszen a tömítés relaxációs hajlama csökken, részben kedvezőtlen, hiszen a rugalmatlansága révén, a karima felületén lévő egyenetlenségeket nem tudja kitölteni és ennek következtében környezeti terhelés valósulhat meg.

Össességében megállapítható, hogy a tömítések újratelhelése pozitívan befolyásolja a viszkoelasztikus tulajdonságokat, így csökken a tömítésnek a relaxációs hajlama. A szakirodalomban PTFE tömítésekre megadott kb. 24 óránkénti utánhúzás helyett a szerelés utáni kb. 5-7 órával történőt javaslom.

5. Összefoglalás, az eredmények alkalmazhatósága, továbbfejlesztési lehetőségek

Az értekezésemben egy autokláv gépcsoport környezeti terhelésének kísérleti és elméleti vizsgálatával foglalkoztam. A célkitűzések fejezetben megfogalmazott célok elérése érdekében az alábbi feladatokat végeztem el.

A résekben, kapillárisokban történő áramlás leírására vonatkozó szakirodalom tanulmányozása után felírtam egy egyszerűsített modellt lamináris és turbulens szivárgási esetre. Mivel a szivárgási folyamat során a szivárgás helyét nem ismerjük, ezért a szivárgás geometriájára vonatkozóan nem volt információ. A szivárgás során a környezetbe illetve munkatérbe kerülő anyagmennyiség számításához szükséges a modellekben szereplő szivárgási állandók meghatározása. Ezen tényezők meghatározására egy kísérleti berendezést hoztam létre, amely segítségével mindkét szivárgási eset (lamináris, turbulens) vizsgálható volt. Meghatároztam, hogy az általam felírt szivárgási modellek milyen körülmények között alkalmazhatóak. Meghatároztam azokat az összefüggéseket, amelyek segítségével a levegővel végzett szivárgásvizsgálati eredmények hogyan számíthatók át, a készülékekben a termelés során ténylegesen lévő töltetek szivárgására.

A zavarmentes, nyomásmérésen alapuló szivárgásvizsgálatok elvégzéséhez szükséges feltöltés utáni várakozási idő meghatározására egy kísérleti berendezést hoztam létre. Az elvégzett mérések eredményeképpen meghatároztam a várakozási idő függvényeket.

A karimás kötések tömítésének vizsgálatára egy nyomóberendezést alkalmaztam, amely segítségével megállapítottam, hogy a teflonbevonatú lapos szövet-tömítések viszkoelasztikus jelleget mutatnak. Kidolgoztam egy eljárást, amely mérési adatok segítségével a tömítésre vonatkozó általános Maxwell-modell feszültség-relaxációs függvény paramétereit meghatározza. A bemutatott eljárás által szolgáltatott másik eredmény rámutat arra, hogy a vizsgált tömítésben lejátszódó relaxációs folyamat öt óra elteltével már nem okoz jelentős feszültségcsökkenést.

Hasznosítási lehetőségek

Az értekezésben bemutatott eljárás segítségével egy nyomás alatt lévő rendszer tömítetlenségéből, illetve anyagfolytonosságbeli hibából történő kibocsátását lehet meghatározni. A nyomásmérésen alapuló módszer a hiba jellegét (tömítési hiba vagy lyukadás) is kimutatja. Az eljárás alapadatot szolgáltat egy szennyeződésterjedési modellhez, továbbá a munkatérben dolgozóakra ható expozíciós hatás csökkentése érdekében szükséges ventilációs rendszer paramétereinek meghatározásához. A tömítésvizsgálati eljárás végrehajtásával megállapítható, hogy az adott tömítésfajta hajlamos-e relaxációra, ha igen, akkor milyen mértékű feszültségcsökkenés jön létre „végtelen” idő múlva.

A kidolgozott autokláv-gépcsoport állapotfelmérő eljárás alkalmazhatóságát igazolja, hogy egy magyarországi vezető gyógyszergyár az eljáráson alapuló, SAVACAD Kft. által kifejlesztett robbanásbiztos kivitelű szivárgásmérő berendezést alkalmaz készülékeinek vizsgálatára.

Továbbfejlesztési lehetőségek

Az értekezésben bemutatott eljárások elhanyagolásokat tartalmaznak. Ezen elhanyagolások figyelembevételével pontosabbá tehetőek az eredmények.

A szivárgási folyamat során a hőmérsékletváltozás figyelembevételével a kibocsátott anyagmenyiség pontosabban számolhatóvá válna.

A várakozási idő vizsgálata során alkalmazott áramlási modell és a hozzá kapcsolódó szoftver módosítható egy sűrűlódásos, politrópikus áramlási modellé.

A tömítésvizsgálatok során alkalmazott Általános Maxwell Modell elemszáma tovább növelhető lenne, ezáltal a feszültség-relaxáció függvény pontosítható.

6. Új tudományos eredmények

1. Elkészítettem egy autokláv gépcsoport emissziójának számítására szolgáló eljárást, mely alapján az adott gépcsoport állapota jellemezhetővé válik. Ennek keretében:
 - a. felállítottam a nyomásmérésen alapuló *lamináris és turbulens szivárgási modellt* ismeretlen források szivárgási tömegáramának meghatározására,
 - b. meghatároztam a szivárgási modellek jellemzésére szolgáló *szivárgási paraméter* számítására vonatkozó összefüggéseket,
 - c. meghatároztam a szivárgásmérés megkezdéséhez szükséges *várakozási idő függvényeket* 3 illetve 5 bar_g-os hálózati nyomások esetére, mely lehetővé teszi a szivárgásmérések zavarmentes végrehajtását,
 - d. meghatároztam azokat az összefüggéseket, melyekkel a szivárgási paraméter segítségével számolható a tényleges, gyártás során kialakuló emissziós érték.

2. Meghatároztam a zománcozott berendezések karimás kötéseinek tömítésére ható nyomófeszültség időbeli változását. Ennek keretében:
 - a. A tömítések szobahőmérsékleten történő összehasonlító vizsgálatára mérésen alapuló eljárást dolgoztam ki a három elemből álló általános Maxwell-modell feszültség-relaxáció függvény paramétereinek meghatározására,
 - b. megállapítottam, hogy a tömítés felületére ható maradó nyomófeszültség a kezdeti nyomófeszültség 72%-tól nem kevesebb,

-
- c. kimutattam, hogy szobahőmérsékleten a PTFE borítású lapos tömítés relaxációja a szerelés után 5 órával már elhanyagolható.

7. Befejezés

2001-ben végeztem a Miskolci Egyetem Gépészmérnöki Karán Vegyipari Gépész szakirányon. Ezt követően felvételt nyertem a Sályi István Doktori Iskola Gépészeti Alaptudományok Tématerület Transzportfolyamatok és Gépeik Témacsoportba. Doktori abszolutóriumomat 2004-ben szereztem meg. A doktori képzés után a TVK Rt. tudományos segédmunkatársi pályázatát elnyertem, és a Vegyipari Gépek Tanszéken dolgoztam. A doktori képzésem alatt több ipari kutatási munkában részt vettem, melyek részben kapcsolódtak a doktori témámhoz.

A doktori képzés alatt a témámhoz kapcsolódó tantárgyakat hallgattam, melyek nagy segítséget nyújtottak a kutatás során felmerült problémák megoldására.

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek Dr. Ortutay Miklós egyetemi docensnek aki kutatásomat irányította, a kísérletek és mérések elvégzéséhez a technikai feltételeket biztosította. Köszönettel tartozom Dr. Takács Istvánnak, Sógor Andrásnak, akik a tömítésvizsgálatokhoz a „kerám” tömítéseket a rendelkezésemre bocsátották; Dr. Galántai Aurél egyetemi tanárnak, Dr. Arany Ilona egyetemi docensnek a matematikai modell megoldásához nyújtott segítségükért; Dr. Bertóti Edgár egyetemi tanárnak a mechanikai modell kialakításában nyújtott segítségéért; Dr. Siménfalvi Zoltán egyetemi docensnek, Dr. Joó Gyula egyetemi docensnek, Dr. Schifter Ferenc főiskolai docensnek, Dr. Czibere Tibor professzor emeritusznak és Dr. Szabó Szilárd egyetemi tanárnak az áramlás és hőtani modell megalkotásához nyújtott segítségükért, továbbá Szántó Lászlónak a mérések elvégzésénél nyújtott segítségéért.

Köszönettel tartozom családomnak a türelemért és a biztatásért.

Summary

In my dissertation I engaged with the experimental and theoretical investigation of ambient loading of an autoclave unit. In order to achieve the set goals outlined in the Objectives section of my work I completed the following tasks:

I drawn up a simplified model for laminar and turbulent leaking case after studied the appropriate professional literature of the occurring flow in gaps and capillary tubes. Due to the fact the location of leakage is unknown during the leaking process; consequently, I had no information about the geometry of leakage. Leaking constants of the models must be determined in order to calculate the quantity of substance immerse into the environment and working area during leakage. I created a testing equipment to determine such coefficients and with the help of such equipment both leaking cases (laminar and turbulent) could had been examined. I determined that the drawn-up leaking models under what circumstances can be applied. I determined those dependencies that helped to convert the results of the leakage test executed with air to the leakage of the actual charge which are present in the equipment during production.

I created a test unit to determine the necessary waiting time after the charge up for the execution of leakage tests based on flawless pressure measurement. As a result of the completed measuring, the function of the waiting time was composed.

I utilized a press-unit for the examinations of gaskets of flanged connections. I determined with the help of such unit that the PTFE coated flat textile gaskets shows viscose-elastic characteristic. I worked out a process, that with the aid of measuring data

determines the parameters of Maxwell model's the tension-relaxation function of the gaskets. The other result by the introduced process points out that in the effected gasket the relaxation after five hours does not cause significant tension reduction.

Irodalomjegyzék

Az értekezés témájában megjelent saját, teljes terjedelmű cikkek:

- [P1] G. Szepesi – Z. Siménfalvi – *Determination of waiting time*. Chisa 2008, (közlésre elfogadva)[1322]
- [P2] M. Ortutay, G. Szepesi – *Mathematical model of laminar gas leaking*. GÉP folyóirat 2004/10-11 pp.126-131
- [P3] J.Kakuk, G. Szepesi – *Investigation of viscoelastic properties of flange gaskets*, 3rd International PhD Conference on Mech. Eng. 7-9 November 2005, Srni - Czech Republic, pp79-80
- [P4] G. Szepesi – *Determination of airborne concentration of closed system*. Chisa 2004, 22-26 aug., full text CDROM [522]
- [P5] Gabor Szepesi – *The effects of the equipment venting on the environment*, microCAD 2004 Section D, pp 91-95
- [P6] Kakuk J., Szepesi G., - *Karimatömítések viszkoelasztikus tulajdonságainak vizsgálata*, GÉP folyóirat 2005/9-10 pp.91-94
- [P7] Bokros I., Szepesi G. - *"Keram" tömítések vizsgálata*, Géptervezők és Termékfejlesztők XIX. Országos konferenciája, GÉP 2003/10-11 LIV. évf. pp. 4-6
- [P8] Szepesi G. – *Gáztéri folyamatok szimulációja energiaegyenlettel*, OGÉT 2004 Nemzetközi Gépész Találkozó, Csíksomlyó pp 272-275

- [P9] Szepesi G. - *Karimás Kötések Szivárgása, Relaxáció*, Doktoranduszok Fóruma, 2003 (közlemény)
- [P10] Szepesi G. – *Nyomásvesztésen alapuló expozíció meghatározása*, Doktoranduszok Fóruma, 2002 (közlemény)
- [P11] Joó Gy., Ortutay M., Siménfalvi Z., Szepesi G., - *Technológiai egységek szivárgási veszteségeinek meghatározása*, Műszaki Kémiai Napok '02, Veszprém
- [P12] Szepesi G. - *Páratéri jellemzők meghatározása* Doktoranduszok Fóruma, 2001

Szakmai előadás magyar nyelven:

- [P13] Szepesi G. - *Lamináris gázszivárgási folyamat jellemzése mérési adatok alapján*. Magyar Tudományos Akadémia Vegyipari Gépészeti Munkabizottság, PhD beszámoló. 2004. nov. 25. Bp. MTA-Képes Terem

Folyóiratokban megjelent cikkek, könyvek

- [1] A. C.B Neiva, L. Goldstein – *A procedure for calculation pressure drop during the build-up of dust filter cakes*. Chemical Engineering and Processing. 42 (2003) 495-501
- [2] Andrade J.S., Costa U.M.S., Almeida M.P., Makse H.A., Stanley H.E. – *Inertial Effect on Fluid Flow through Disordered Porous Media*. Physical Review Letters, Vol 82. No.26, pp.5249-5252. 1999
- [3] Angirassa D., Peterson G. P. – *Combined Heat and Mass Transfer by Natural Convection with Opposing Buoyancy Effects in Fluid Saturated Porous Medium*. Int. J. Heat and Mass Transfer. Vol. 40. No. 12, pp. 2755-2773. 1997
- [4] Bailey R. W. – *Flanged pipe joints for high pressures and high temperatures*. Engineering, Vol. 144 pp. 364-365, 419-421, 490-492, 538-539, 1937

- [5] Balikó S. – *Lefúvóvezetékek kapacitásának meghatározása*. Kőolaj és Földgáz 1981. 11. pp327-334.
- [6] Barnes H.A., Hutton J. F., Walters K. – *Bevezetés a Reológiába*. Elsevier Science Publisher B.V. 1989
- [7] Bazergui A. – *Short term creep relaxation behaviour of gaskets*. Welding Research Council Bulletin No. 294 pp. 9-22
- [8] Berl A. – *Untersuchung der Leckraten von Dichtungen in Flanschverbindungen*, Bochum, 1978
- [9] Berl A. - *Untersuchung des Leakageverhaltens von dynamischen Dichtelementen. Ludwigshafen*, 1981
- [10] Blanc R.H., Ravasoo A. – *On the nonlinear behavior of nylon fiber*. Mechanics of Materials. Vol 22. pp 301-310. 1996
- [11] Bouzid A, Chaaban A. – *An accurate method of evaluating relaxation in bolted flanged connection*. Journal of Pressure and Vessels Technology. Vol 119. pp. 10-17, 1997
- [12] Brown G. O. – *The History of the Darcy-Weisbach Equation for Pipe Flow Resistance*. Environmental and Water Resources History. Oklahoma. Pp.34-43. 2000
- [13] Cassagrande, A.- *Seepage trough dams*. J. New England Water Works, 51, pp. 295-336. 1937 Chemie Ingenieur Technik. Vol. 73. 2001
- [14] Civan F. – *Leaky-tank reservoir model including the non-Darcy effect*. Journal of Petroleum Science & Engineering. Vol. 28, pp.87-93, 2000
- [15] Costa A.L.H., Medeiros de J.L., Pessoa F.L.P. – *Steady-state Modeling and Simulation of Pipeline Networks for Incompressible Fluids*. Brazilian Journal of Chemical Engineering vol 15 n.4 Sao Paolo, 1998
- [16] Czibere T. – *Áramlástan*, Tankönyvkiadó, Budapest 1971.
- [17] Czibere T. – *Vezetékes Hőátvitel*. Miskolci Egyetemi Kiadó, 1998.
- [18] Csürös Z, Bozzay J – *Reológiai alapismeretek Kézirat*, Bp. 1964
- [19] Dietzel F. – *Műszaki Hőtan*. Műszaki könyvkiadó, Budapest. 1979
- [20] Dr. Harmatha A. – *Termodinamika Műszakiaknak*. Műszaki Könyvkiadó, 1982
- [21] Ewing R. E., Wang J., Weekes S. L. – *On the Simulation of Multicomponent Gas Flow in Porous Media*. Applied Numerical Mathematics vol 31. pp.405-427 . 1999

- [22] Fábry Gy. – *Vegyipari Gépészek Kézikönyve*. Műszaki Könyvkiadó, Budapest. 1987
- [23] Fejes G. – Tarján G. – *Vegyipari Gépek és Műveletek 1.* Tankönyvkiadó, Budapest, 1979.
- [24] Fejes G. – Fábry Gy. – *Vegyipari Gépek és Műveletek 2.* Tankönyvkiadó, Budapest, 1975.
- [25] Fen C., Abriola L. M. – *A comparison of mathematical formulations for organic vapor transport in porous media*. Advances in Water Resources. Vol. 27 pp.1005-1016. 2004
- [26] Feng J., Weinbaum S. – *Flow trough in a fibrous medium with applicaton to fenestral pores in biological tissue*. Chemical Engineering Science, Vol 56. pp.5255-5268. 2001.
- [27] Fessler H., Swannel J.H. *Prediction of the creep behaviour of flanged joints*. Proc. Conference on Creep Behaviour of Piping. Pp.39-49. 1974
- [28] Font P.- László Gy., Varga B. – *Tömítések*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest. 1971
- [29] Galántai A., Jeney A. – *Numerikus módszerek* . Miskolci Egyetemi Kiadó, 1998
- [30] García-Valladeres O., Pérez-Segarra C.D., Oliva A. – *Numerical simulation of capillary tube expansion devices behaviour with pure and mixed refrigerants considering metastable region*. Applied Thermal Engineering. Vol 22. pp. 173-182, 2002
- [31] H. C. Brinkman – *A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles*. Appl Sci. Res. A 1, 27 1947.
- [32] Hummelt C., Bathen D., Schmidt-Traub H. - *Emissionen an Flanschverbindungen – Verfahren zur Berechnung und Abschätzung*.
- [33] Ilyushin A. A. – Pobedrya B. E. – *An introduction to the mathematical theory of thermoviscoelasticity*, Nauka, Moszkva, 1970
- [34] J.A. González és R. Abascal – *Linear viscoelastic boundary element formulation for steady state moving loads*. Engineering Analysis with Boundary Elements, 28(7), 2004. pp815-823
- [35] Jamialahmadi M., Müller-Steinhagen H., Izadpanah M.R. – *Pressure drop, gas hold-up and heat transfer during single and two-phase flow trough porous media*. Int. Journal of Heat and Fluid Flow. Vol. 26. pp.156-172, 2005

- [36] Jitschin W., Ronzheimer M., Khodabakhshi S. – *Gas flow measurement by means of orifices and Venturi tubes*. Surface Engineering Surface Instrumentation & Vacuum Technology, vol 53. pp.181-185, 1999
- [37] Karode S. K. – *Laminar flow in channels with porous walls, revisited*. Journal of Membrane Science. Vol. 191. pp.237-241. 2001
- [38] Kraus H., Rosenkrantz W. – *Creep of bolted flange connections*. Welding Research Bulletin No. 294, pp. 2-8, 1984
- [39] Lajos Tamás – *Áramlástan*. Műegyetemi kiadó, Budapest, 2000
- [40] Lemos de M. J. S., Braga E. J. – *Modelling of turbulent natural convection in porous media*. Int. Comm. Heat and Mass Transfer. Vol 30. No.5 pp.615-624. 2003
- [41] Leva, Max. – *Tower Packings and Packed Tower Design*, 2nd Edition, U.S. Stoneware Company, Akron Ohio (1953).
- [42] Marine J. – *Stress and deformation in pipe flanges subjected to creep at high temperatures*. Franklin Inst J. Vol. 226, No. 5, pp. 645-657, 1938
- [43] Micheely A. – *Untersuchungen an Rohrleitungsflanschen bei Betriebsbedingungen unter besonderer Berücksichtigung des Leckverhaltens*. Dortmund, 1977
- [44] Mingzai Qi, Lorenz M., Vogelpohl A. – *Matematische Lösung des zewidimensionalen Dispersionsmodells*. Chemie Ingenieur Technik vol 73. pp.1435-1439. 2001
- [45] Morton D.A.V., Mitchell J.P. – *Aerosol Penetration trough Capillaries and Leaks: Experimental Studies on the Influence of Pressure*. Journal of Aerosol Sci. vol 26. No 3. pp.353-367, 1995
- [46] Nagy A. – *Time dependent characteristic of gasket at flange joints*. International Journal of Pressure Vessels and Piping. Vol 72. pp. 219-229, 1997
- [47] Nithiarasu P. – *Finite element modeling of a leaking third component migration from a heat source buried into a fluid saturated porous medium*. Mathematical and Computer Modelling. Vol. 29. pp.27-39, 1999
- [48] Nobile M.A., Chillo S., Mentana A., Baiano A. – *Use of the generalized Maxwell model for describing the stress relaxation behavior of solid-like foods*. Journal of Food Engineering. Vol 78. pp 978-983, 2007 (online változat : 2006. februárjától)

- [49] Ouyang Liang-biao, Aziz Khalid – *Steady-state Gas Flow in Pipes*. Journal of Petroleum Science and Engineering. Vol. 14 pp. 137-158. 1996
- [50] Pedras M., Lemos de M. – *Macroscopic turbulence modeling for incompressible flow through undeformable porous media*. Heat and Mass Transfer Vol. 44 pp.1081-1093. 2001
- [51] Pentland J. S., Gitrana G., Fredlund D. – *Use of a General Partial Differential Equation Solver for Solution of Mass and Heat Transfer Problems in Geotechnical Engineering*. Univ. Of Saskatchewan, SK. Canada. 2000
- [52] Provenzano P.P., Lakes R.S., Corr D.T., Vanderby R. – *Application of nonlinear viscoelastic models to describe ligament behavior*. Biomechan Model Mechanobiol. VOL 1, PP45-57 Springer-Verlag, 2002
- [53] Rahman S., Ghadiali N., Wilkowski G.M., D. Paul – *A computer model for probabilistic leak-rate analysis of nuclear piping and piping welds*. Int. J. Press and Piping. Vol 70. pp.209-221, 1997
- [54] S.S. Kutateladze, V.M. Borishanskii – *A Concise Encyclopedia Of Heat Transfer*. Pergamon Press, 1966.
- [55] Seta T., Takegoshi E., Okui K. – *Lattice Boltzmann simulation of natural convection in porous media – Mathematics and Computers in Simulation*. Article in Press. 2006
- [56] Shine B. – *Methods for estimating volatile organic compound emissions from batch processing facilities*. J. Cleaner Prod. Vol 4. No.1 pp.1-7. 1996
- [57] Siménfalvi Z. – *Rugóterhelésű biztonsági szelep működésének kísérleti és elméleti vizsgálata. PhD értekezés*. Miskolci Egyetem. 2000
- [58] Szabó M. – *Nyomástartó berendezések biztonságtechnikai ellenőrzésének elemei*. Tiszaújváros, 1977
- [59] Tóth S. – *Reológia, Reometria*. Veszprémi Egyetemi Kiadó, Veszprém. 2000
- [60] Vándor József – *Bevezetés a rheológiába Kézirat* Bp. 1954
- [61] Varga L, Barátossy J. – *Optimal prestressing of bolted flanges*. International Journal of Pressure Vessels and Piping. Vol 63. pp. 25-34, 1995
- [62] W. Bohl – *Műszaki Áramlástan*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1983
- [63] Walters K. – *Reometria*. Veszprémi Egyetemi Kiadó. 1987
- [64] Waters E.O. – *Analysis of bolted joints at high temperatures*. Transaction of the ASME, Vol. 60, pp.83-86. 1938

-
-
- [65] Werkenthin, T.A., Swenson A.D., Chatten C.K. és Morris R. E. – *Sealing and seal-aging properties of rubber gaskets*. Rubber Age, Vol 56. pp389-396, 1945.
- [66] Young J.B., Todd B. – *Modelling of multi-component gas flows in capillaries and porous media*. Int. Journal of Heat and Mass Transfer. Vol. 48. pp. 5338-5353. 2005

Mellékletek

Melléklet 1

<i>Módszer</i>	<i>Jelzőgáz</i>	<i>Alapelv</i>	<i>Berendezés</i>	<i>A vizsgálati tárgy korlátozása</i>	<i>A legkisebb kimutatható szivárgás</i>	<i>Alkalmazhatóság</i>	<i>Megjegyzés</i>
Vegyierzékelés ammóniával B1.	Ammónia	A vizsgálati tárgy előzetesen vákuumozva és NH ₃ gázzal van feltöltve: a vizsgálati pontok az ammóniával vegyi reakcióba lépő, színváltoztató festékekkel vagy szalaggal vannak bevonva.	Vákuumpumpaegység, ammóniaérzékeny festék vagy szalag. Berendezés az ammónia biztonságos kezelésére és ártalmatlanítására. Készülék az utólagos tisztításhoz és méréshez.	A vizsgálati tárgy anyaga összeférhető legyen az ammóniával.	10 ⁻⁷ Pa m ³ /s	Helymeghatározás	Az előzetes vákuumozás elhagyható, ha az érzékenység csökkenése elfogadott. Nedvesség jelenléte lényegesen csökkentheti a vizsgálati érzékenységet. Levegővel keveredve robbanásveszély van. Az ammónia mérgező és kezelése, ártalmatlanítása nagy figyelmet igényel.
Vákuumkamra, a jelzőgáz belső nyomását felhasználva B2.1.	Jelzőgáz (általában hélium)	A vizsgálati tárgy jelzőgázzal feltöltve; a vákuumozott és az érzékelőhöz csatlakoztatott vákuumkamra a külső oldalra van felszerelve.	Jelzőgáz érzékelő Vákuumpumpa Alkalmos vákuumkamra	Az ellenőrzött vizsgálati tárgy felülete elég sima legyen a légmentes záráshoz.	10 ⁻⁹ Pa m ³ /s	Mérés	A vákuumkamra vizsgálati tárgyhoz való légmentes rögzítése nehézséget okozhat.
Vákuumkamra az ellentétes oldalon szórópisztollyal	Mint a B2.1.	Az érzékelőhöz csatlakoztatott vákuumkamra a vizsgálati tárgy egyik felületéhez van erősítve, míg a másik felületre jelzőgázt permeteznek.	Mint a B2.1.	Mint a B2.1. A vizsgálati tárgy mindkét oldala hozzáférhető legyen.	10 ⁻⁷ Pa m ³ /s	Helymeghatározás	Mint a B2.1. Lehetőség van szabad falfelület vizsgálatára.

MELLÉKLET

B2.2.							
Túlnyomásos módszer összegyűjtése I B3.	Hélium, halogén	A vizsgálati tárgy túlnyomásos jelzőgázzal töltött kamrában van (vagy a vizsgált felület légmentes gázszákkal le van zárva). A jelzőgáz a résen keresztül a külső térbe áramlik, következménye a koncentráció megnövekedése: ezt mérik jelzőgáz érzékelővel a gyűjtési idő letelte után.	Jelzőgáz-érzékelő A jelzőgáz számára légmentes kamra vagy zsák.	A vizsgálati tárgynak ki kell bírnia a túlnyomást.	10^{-7} Pa m ³ /s a gyűjtési időtől függően.	Mérés	A mérési pontosság függ a térfogat változásától és a zsák átteresztőképességétől.
„Szimatolós” vizsgálat B4.	Hélium, halogén	A vizsgálati tárgy túlnyomásos jelzőgázzal van töltve. A gáz keresztülszivárog a résen és jelzőszondával érzékelhető.	Jelzőgáz-érzékelő jelzőszondás „szimatolóval”.	Mint a B3.	10^{-7} Pa m ³ /s	Helymeghatározás	Az érzékenység jelentős mértékben függ a szondacsúcs és a vizsgálati tárgy távolságától és a vizsgálati sebességtől. Az eredmények a vizsgálószemélytől függenek.
Túlnyomásos-vákuumos vizsgálat (bombázásos vizsgálat) B5.	Általában hélium	A vizsgálati tárgy jelzőgázzal töltött túlnyomásos kamrában van. A „bombázás” időszaka után a vizsgálati tárgy érzékelővel felszerelt vákuumkamrába kerül.	Kamra a túlnyomáshoz Vákuumkamra Jelzőgáz érzékelő	A vizsgálati tárgynak ki kell bírnia a túlnyomást és a vákuumot. A vizsgálati tárgy felszíne ne zárjon közre nagymennyiségű gázt.	$10^{-9} - 10^{-6}$ Pa m ³ /s	Mérés	Lehetséges, hogy nagy rések észrevétlenül maradnak. A vizsgálat érzékenységét behatárolja a felületen megkötött jelzőgázból eredő háttérjel.
Tömített vizsgálati tárgy	Hélium, halogén	A jelzőgázzal töltött, lezárt vizsgálati tárgy kamrába van. A kamrában a nyomás csökkentve van, kisebb, mint a	Vákuumpumpa, Légmentes kamra, Áramlásérzékelő		10^{-9} Pa m ³ /s	Mérés	

MELLÉKLET

külsővákuum- módszerrel B6.		vizsgálati tárgy belső nyomása, a kamrában a résen átáramló jelzőgázt mérik.					
Buborékvizsgálat (bemerítéses) C1.	Általában levegő	A túlnyomás alatti tartály teljesen belemerül a jelzőfolyadékba; a szivárgást a buborékáram-képződés jelzi.	Túlnyomás létesítésére való berendezés Ellenőrző folyadékkal töltött medence.	Mint a B3.	10^{-4} Pa m ³ /s	Helymeghatározás	A mérés buborékgyűjtő készülékkel lehetséges.
Buborékos vizsgálat (folyadék alkalmazása) C2.	Általában levegő	A vizsgálati tárgy külső felülete alkalmas felületaktív anyaggal bevonva. A vizsgálati tárgy belsejében megnövelt nyomás uralkodik: a szivárgást habképződés jelzi.	Mint a C1.	Mint a B3.	10^{-4} Pa m ³ /s	Helymeghatározás	Az eredmények a vizsgálószemélytől függenek.
Vákuumszekrényes buborékos vizsgálat. C3.	Általában levegő	A vizsgálati tárgy külső felülete folyadékkal vagy alkalmas felületaktív anyaggal van bevonva: ezután a felületre felhelyeznek egy vákuumkamrát. A szivárgást buborékok vagy habképződés jelzi.	Megfelelő vákuumkamra nézőkével. Megfelelő folyadék vagy felületaktív anyag. Vákuumozó berendezés.		10^{-3} Pa m ³ /s	Helymeghatározás	A vizsgálat lehetőségei: nyitott fal; egyik oldalon nem hozzáférhető vizsgálati tárgy; vékony falú tartályok.
Nyomáseséses vizsgálat D1.	Levegő, vagy más nem kondenzáló gáz	A vizsgálati tárgy túlnyomás alatt van és légmentesen zárt. A teljes nyomás egy meghatározott idő alatti csökkenésének nagyságát mérik.	Túlnyomás-létesítő berendezés. Idő-, hőmérséklet-, nyomás-, páratartalom- mérő eszköz. Túlnyomás elleni védőeszköz.	Mint a B3.	10^{-5} Pa m ³ /s, a vizsgálati tárgy térfogatától, a vizsgálat idejétől és a berendezéstől függően.	Mérés	Az érzékenység függ a vizsgálat körülményeinek változásaitól és a vizsgálati tárgy (vagy rendszer) formájától, összetettségétől. A vizsgálati tárgyban (rendszerben) lévő belső hőmérséklet-gradiens jelentősen befolyásolhatja az eredményeket.

MELLÉKLET

<i>Módszer</i>	<i>Jelzőgáz</i>	<i>Alapelv</i>	<i>Berendezés</i>	<i>A vizsgálati tárgy korlátozása</i>	<i>A legkisebb kimutatható szivárgás</i>	<i>Alkalmazhatóság</i>	<i>Megjegyzés</i>
Vákuumos módszer (teljes) A1.	Általában hélium	A vizsgálati tárgy vákuumozva van és kijelzőhöz van csatlakoztatva; a vizsgálati tárgy jelzőgázzal töltött kamrában van, vagy teljesen jelzőgázba van merítve.	Tömörség-ellenőrzőtömegspektrométer vagy tömegspektrométer a visszamaradó gáz elemzésére.	A vizsgálati tárgynak el kell viselnie a csökkentett belső nyomást.	He: 10^{-10} Pa m ³ /s	Mérés	Mennyiségmérés akkor lehetséges, ha ismert a jelzőgáz koncentrációja a kamrában.
Vákuumos módszer (részleges) A2.	Mint az A1.	A vizsgálati tárgy vákuumozva van és kijelzőhöz van csatlakoztatva; a gyanús felületek alkalmas, légmentesen záró, jelzőgázzal feltöltött burkolattal vannak lezárva.	Mint az A1.	Mint az A1	Mint az A1	Mérés	A pontosság a jelzőgáz zsákbeli koncentrációjának ismeretétől függ. Lehetséges, hogy néhány rés észrevétlen marad.
Vákuumos módszer (helyi) A3.	Mint az A1	A vizsgálati tárgy vákuumozva van és kijelzőhöz van csatlakoztatva; a gyanús pontok jelzőgázzal vannak bepermetezve.	Mint az A1.	Mint az A1.	10^{-7} Pa m ³ /s	Helymeghatározás	Lehetséges, hogy néhány rés észrevétlen marad.
Nyomás-növekedéses vizsgálat D2.	Levegő	A vizsgálati tárgy vákuumozott és légmentesen zárt. A teljes nyomás egy meghatározott idő alatti növekedésének nagyságát mérik.	Vákuumpumpaegység, Idő-, hőmérséklet-, nyomásmérő eszköz	A vizsgálati tárgynak ki kell bírnia a csökkentett belső nyomást.	Mint a D1.	Mérés	A gáztalanítást figyelembe kell venni
Nyomás-váltásos	Levegő, vagy más	A vizsgálati tárgy nyomás alatt van vagy vákuumozott, és az ellenőrzött	Túlnyomást létesítő/vákuumozó berendezés.	A vizsgálati tárgynak ki kell	10^{-6} Pa m ³ /s, a kamra	Mérés	Mint a D1.

MELLÉKLET

Vizsgálat (harang- manomé- terváltozás) D3.	nem konden- zálódó gáz	felület szilárd, zárt kamrában van. A szivárgást a kamrában való nyomásváltozás alapján mérik.	Idő- és nyomásfigyelő berendezés. Zárt kamra. Túlnyomás elleni védőeszköz a nyomás- átalakítóhoz.	bírnia a túlnyomást és a vákuumot.	térfogatától, a vizsgálat idejétől és a berendezéstől függően.		
Áramlásmérés D4.	Levegő	A nyomáskülönbséget a vizsgálati tárgy határán hozzák létre. Az állandó nyomás fenntartásához szükséges gázáramot mérik.	Túlnyomást létesítő/ vákuumberendezés. Áramlás-, hőmérséklet-, idő-, nyomásmérés.		10^{-4} Pa m ³ /s	Mérés	Mérhető a deformálható vizsgálati tárgyak szivárgása is. A belső térfogat ismerete nem szükséges.

Melléklet 2

Turbulens szivárgás

Az idevonatkozó áramlástani egyenletekből kiindulva a nyomásveszteség felírható a következő alakban: (a környezeti nyomást 1 bar-nak tekintve)

$$p - 1 = B \cdot \rho \cdot w^2 \quad (\text{M2.1})$$

A gáz sűrűsége az általános gáztörvény alapján:

$$\rho = \frac{p \cdot M}{R \cdot T} \quad (\text{M2.2})$$

A jellemző áramlási sebesség

$$w = \frac{dV}{dt} / A_{sziv} \quad (\text{M2.3})$$

ahol dV a V_o tartályból dt idő alatt kilépő gáztérfogat, A_{sziv} a tömítetlenség fiktív felülete.

Az edényben a dV térfogatú gáz kilépésével $dm = \rho \cdot dV$ gáztömeg csökkenés lép fel. Izoterm állapotváltozás feltételezésével a dm töltettség változás dp nyomásváltozást idéz elő, amelynek mértéke a következők szerint számítható:

$$dm = \frac{dp \cdot V_o \cdot M}{R \cdot T} \quad (\text{M2.4})$$

A (M2.3) és (M2.4) egyenletekből:

$$w = \frac{dV}{dt} A_{sziv} = \frac{dm}{dt} \cdot \frac{1}{\rho \cdot A_{sziv}} = V_o \frac{dp}{dt} \frac{1}{p \cdot A_{sziv}} \quad (\text{M2.5})$$

A vizsgálat során állandó értékeket összevonva:

$$w = C \frac{dp}{p \cdot dt} \quad (\text{M2.6})$$

Turbulens áramlás esetére (M2.1) és (M2.6) összevonásával

$$p - 1 = B \cdot \rho \cdot \left(C \frac{dp}{p \cdot dt} \right)^2 \quad (\text{M2.7})$$

átrendezve és ρ -t a (M2.2) egyenlet szerint behelyettesítve:

$$\frac{dp}{\sqrt{(p-1) \cdot p}} = E \cdot dt \quad (\text{M2.8})$$

$$E = \frac{1}{\sqrt{B \cdot \frac{M}{RT} \cdot C}} \quad (\text{M2.9})$$

A (M2.8) differenciálegyenletet integrálva a

$$-\operatorname{arch}\left(\frac{p_1-0,5}{0,5}\right) + \operatorname{arch}\left(\frac{p-0,5}{0,5}\right) = E \cdot t \quad (\text{M2.10})$$

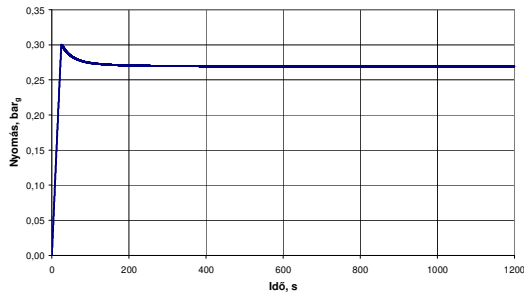
függvény adódik.

Az E állandó ismeretében megrajzolható a tényleges mérési eredmények elméleti határát képező turbulens áramlási modellhez tartozó p - t függvény.

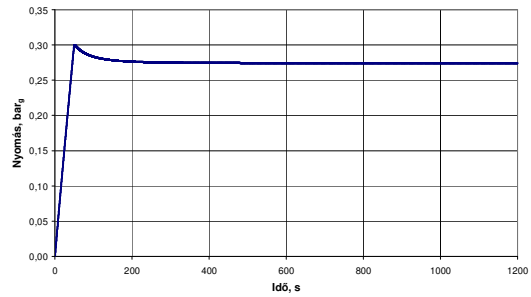
A turbulens szivárgásra vonatkozó p - t elméleti függvény:

$$p = \frac{0,5 \left(e^{2 \left(Et + \operatorname{arch} \frac{p_1-0,5}{0,5} \right)} + 1 \right)}{2e^{\left(Et + \operatorname{arch} \frac{p_1-0,5}{0,5} \right)}} \quad (\text{M2.11})$$

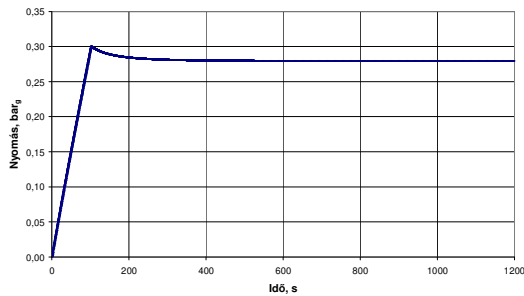
Melléklet 3



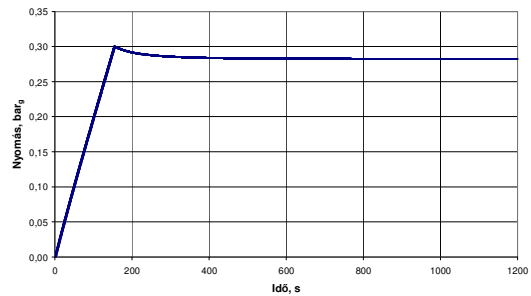
M3.1. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=0,5 \text{ m}^3$



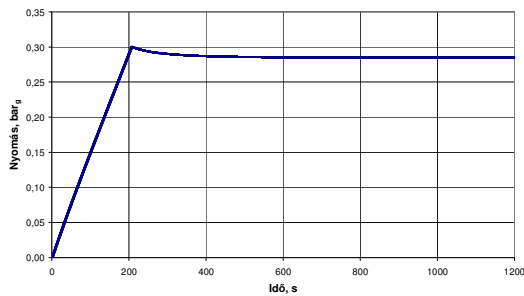
M3.2. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=1 \text{ m}^3$



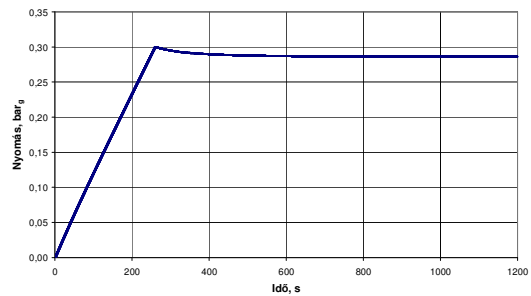
M3.3. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=2 \text{ m}^3$



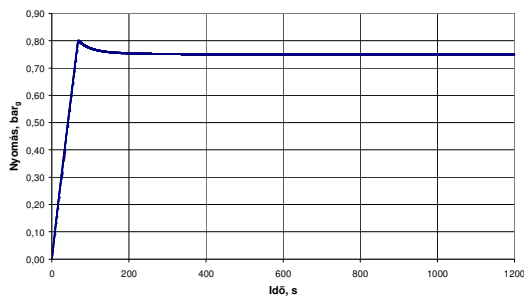
M3.4. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=3 \text{ m}^3$



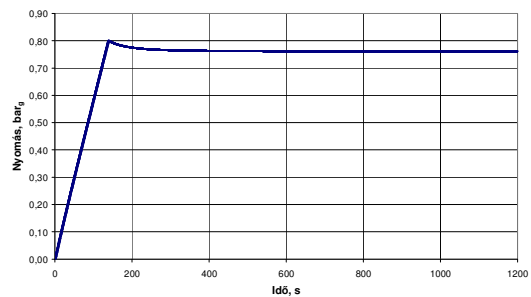
M3.5. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=4 \text{ m}^3$



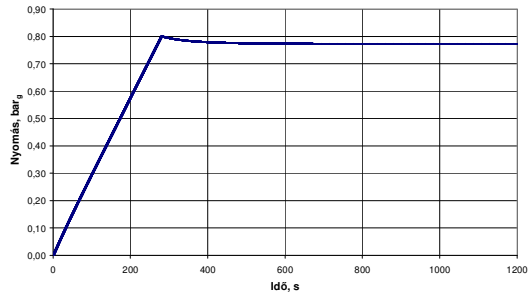
M3.6. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=5 \text{ m}^3$



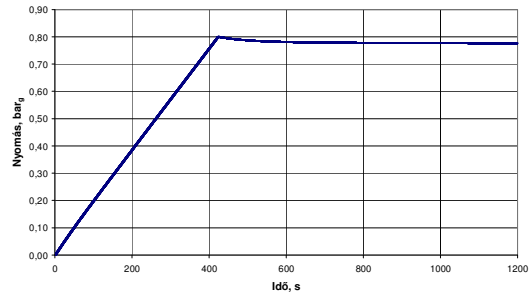
M3.7. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=0,5 \text{ m}^3$



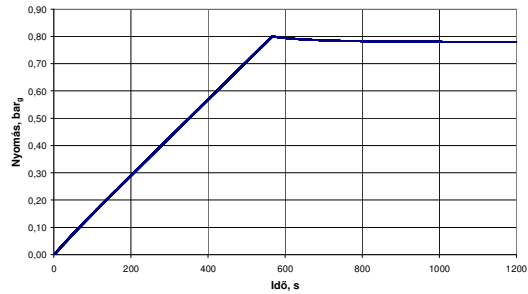
M3.8. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=1 \text{ m}^3$



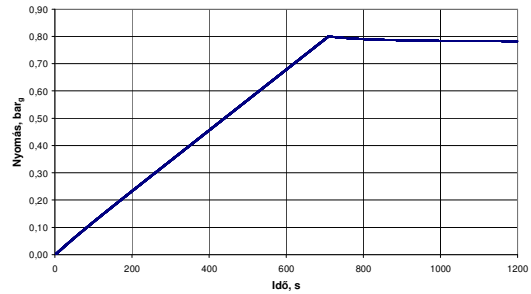
M3.9. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=2 \text{ m}^3$



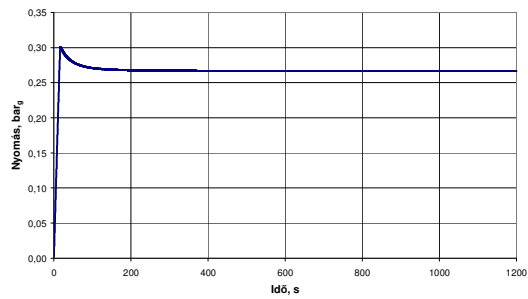
M3.10. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=3 \text{ m}^3$



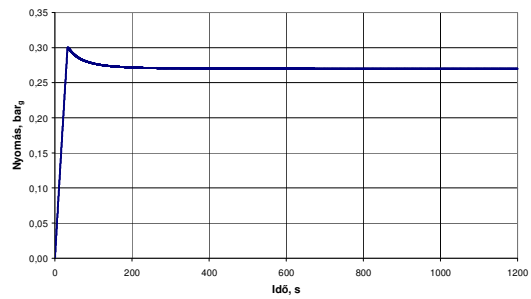
M3.11. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=4 \text{ m}^3$



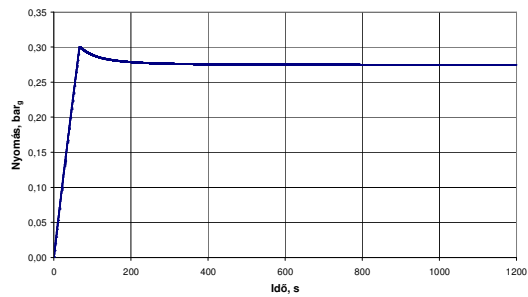
M3.12. $p_0=3 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=5 \text{ m}^3$



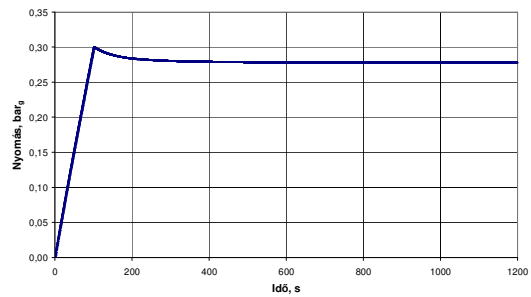
M3.13. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=0,5 \text{ m}^3$



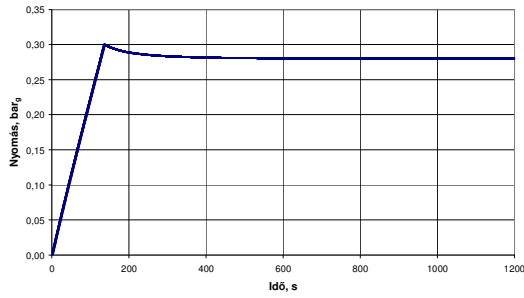
M3.14. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=1 \text{ m}^3$



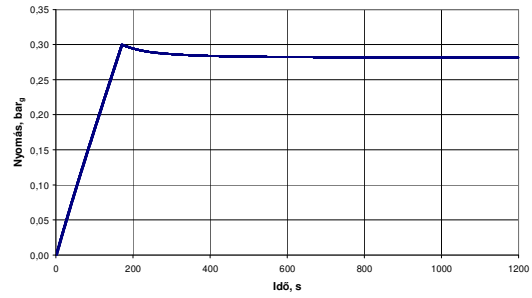
M3.15. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=2 \text{ m}^3$



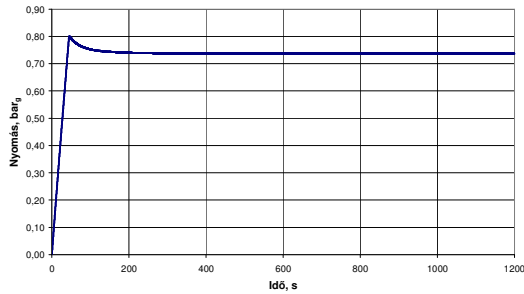
M3.16. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=3 \text{ m}^3$



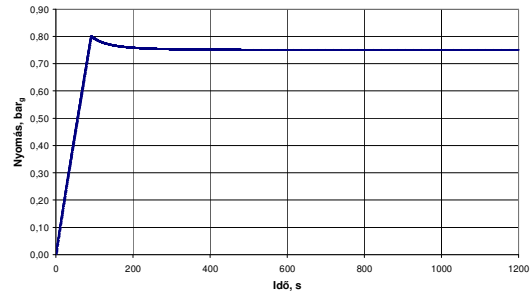
M3.17. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=4 \text{ m}^3$



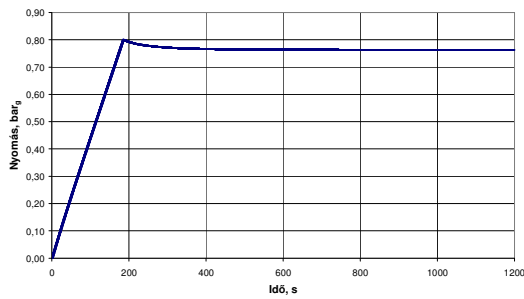
M3.18. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,3 \text{ bar}_g$; $V=5 \text{ m}^3$



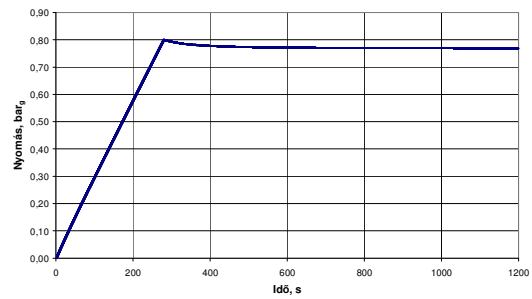
M3.19. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=0,5 \text{ m}^3$



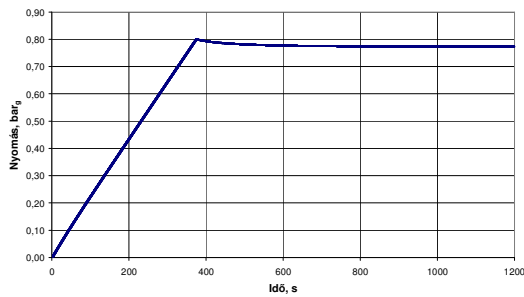
M3.20. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=1 \text{ m}^3$



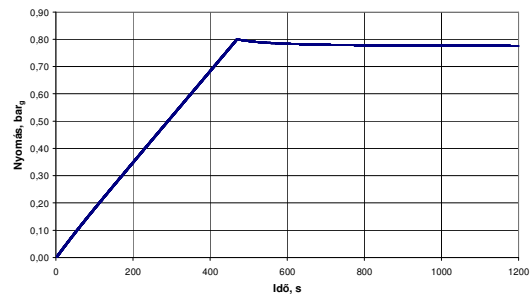
M3.21. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=2 \text{ m}^3$



M3.22. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=3 \text{ m}^3$



M3.23. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=4 \text{ m}^3$



M3.24. $p_0=5 \text{ bar}_g$; $p_6=0,8 \text{ bar}_g$; $V=5 \text{ m}^3$