

VAKUUMSKA MOLEKULARNA DESTILACIJA (2. del)

Bojan Povh¹, Inštitut za elektroniko in vakuumsko tehniko, Teslova 30, 1000 Ljubljana

Vacuum molecular distillation (Part II)

ABSTRACT

In the previous contribution the basic principle of separation of substances by distillation was described. Differences between conventional and molecular still and advantages of the latter for high-boiling and heat-sensitive compounds, as well as parameters which influence on the evaporation rate and still efficiency were also explained. In this part a short theoretical basis for centrifugal molecular still is given.

POVZETEK

V prejšnjem prispevku smo opisali osnovni princip ločevanja snovi z destilacijo, razliko med konvencionalno in molekularno destilacijo, prednosti le-te ter okoliščine, ki vplivajo na hitrost izparevanja in destilacije. Nato smo podali kratek pregled razvoja molekularne destilacije in opis ključnih tipov naprav. V nadaljevanju bomo na kratko opisali teorijo delovanja centrifugalne molekularne destilacije.

1 Uvod

Pri molekularni destilaciji sta se uveljavili dve vrsti naprav: na padajočo plast destilanda, ki jo otirajo teflonski valjčki, ter na centrifugalni princip, ki daje tanko plast na površini ogrevanega rotorja. Obe vrsti sta bistveno skrajšali čas zadrževanja snovi pri povišani temperaturi. Ker je temperatura destilacije pri nizkem tlaku že tako bistveno nižja kot pri konvencionalni destilaciji, je na ta način mogoče separirati tudi malo hlapne organske snovi velike molekularne mase.

Za teoretično obravnavo smo izbrali centrifugalni princip molekularne destilacije. V tem primeru tekočina odpareva s stalno se obnavljajoče tanke plasti na ogrevanem, hitro se vrtečem disku ali stožčastem rotorju.

2 Teoretična obravnava centrifugalne destilacije

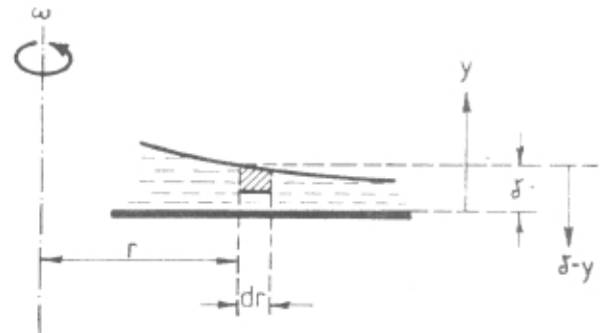
Najprej bomo določili glavne mehanske parametre takega toka za primer, da ni odparevanja. Kasneje bomo v obravnavo vključili tudi odparevanje ter zanj potrebno toploto in temperaturo plasti. Obravnavali bomo tudi razmere, pri katerih lahko difuzija komponent v tekočinski plasti ovira destilacijo.

2.1 Laminarni tok plasti po vrtečem se disku

Predpostavili bomo, da je tok tekočine laminaren, kar lahko kasneje, po določitvi potrebnih podatkov, tudi preverimo. Za tok plasti po plošči izračunamo ustrezno Reynoldsovo število (to število določa, kdaj je gibanje tekočine laminarno in kdaj turbulentno) z njeno debelino δ , hitrostjo toka u na površini plasti ter kinematično viskoznostjo ν : $Re = u\delta/\nu$. Če je to število pod 590, se turbulenca nikoli ne razvije [1]. Če ni motenj, bo tok ostal laminaren tudi pri višjih Re , iz motenj pa se razvije

turbulenca, kadar je njih frekvenca v določenem frekvenčnem pasu (odvisnem od Re in δ).

Na sliki 1 je prikazan del diska v prerezu, na njem pa plast tekočine, ki je na razdalji r od osi debela δ . Kaj je blizu same osi, nas ne bo zanimalo (tam tudi sil zaradi površinske napetosti in težnosti ne bi mogli zanemariti), a tam nekje dovajamo stalen dotok tekočine, ki jo končno vrže z roba diska v obliki drobnih kapljic.



Slika 1: Plast tekočine na vrtečem se disku

Na majhen izsek plasti širine dr , dolžine dl (del krožnega loka v smeri pravokotno na risbo) in globine od površja (kjer je $y = \delta$) do nivoja y deluje v koordinatnem sistemu, ki se vrti z diskom s krožno frekvenco ω , centrifugalna sila $dl \cdot dr (\delta - y)\rho\omega^2 r$. Zaradi nje odteka tekočina navzven, njena hitrost u bo sicer odvisna od y , pri samem disku bo nič, na vrhu pa maksimalna. Zaradi viskoznosti deluje na dno našega izseka strižna sila $dl \cdot dr \cdot \beta \cdot (du/dy)$ in le-ta drži ravnotežje centrifugalni sili (vztrajnost tekočine tu ne pride do veljave, ker so spremembe hitrosti v radialni smeri veliko manjše kot v smeri y). Iz izenačenja in po integraciji sledi za hitrost:

$$u(y) = \frac{\omega^2}{\nu} \left(y\delta - \frac{y^2}{2} \right) r$$

Hitrostni profil v odvisnosti od koordinate y je torej paraboličen, pri samem disku je nič, na vrhu plasti (pri $y = \delta$) pa je $u_{max} = (\omega^2/2\nu)r\delta^2$. Lahko izračunamo še povprečno hitrost \bar{u} :

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} u(y) dy = \frac{\omega^2}{3\nu} r \delta^2 \quad (1)$$

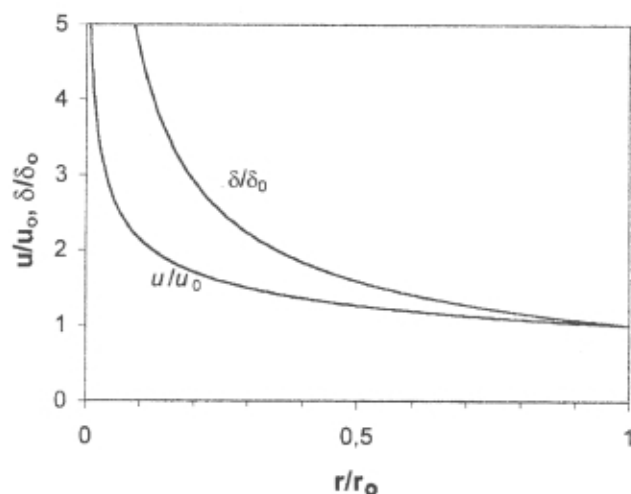
Debelina δ za zdaj še ni znana, odvisna bo od jakosti dotoka v sredi diska. Če je celoten volumetrični dotok ϕ znan, sledi zaradi kontinuitete $\phi = 2\pi r \delta \bar{u}$ in enačbe (1):

$$\delta(r) = \sqrt[3]{\frac{3\nu\phi}{2\pi\omega^2 r^2}} \quad (2)$$

V relativnih enotah je ta odvisnost od r prikazana na sliki 2. Če gremo s tako izračunanim δ v enačbo (1), do-

¹ Mag. Bojan Povh je upokojeni sodelavec Inštituta za elektroniko in vakuumsko tehniko iz Ljubljane, ki je pred leti v okviru raziskovalne naloge obdelal to področje. Besedilo je za objavo priredil urednik Vakuumista.

bimo, da povprečna hitrost tekočinske plasti pojema v smeri naraščajočega radija kot $r^{-1/3}$.



Slika 2: Radialna odvisnost debeline plasti tekočine in hitrosti le-te (obe količini sta prikazani v relativnih enotah) na vrtečem se disku

Ta potek je razviden, spet v relativnih enotah, s slike 2. Obakrat smo za r_0 vzeli največjega (na robu diska). Čas potovanja tekočine od sredinskega področja do roba diska dobimo z integracijo:

$$t = \int_0^{r_0} \frac{dr}{\bar{u}(r)} = \frac{3r_0}{4\bar{u}_0} \quad (3)$$

Integrirali smo kar od $r = 0$, ker je pri sredi hitrost zelo velika in poraba časa zanemarljiva. Čas torej preprosto izračunamo iz radija diska ter povprečne hitrosti na robu diska, ki jo dobimo iz enačbe (1) po vstavitvi $r=r_0$ in z upoštevanjem (2).

Vzemimo konkretne podatke za značilno komercialno napravo, ki naj ima naslednje karakteristike. Premer rotorja (v rešnici sicer stožčastega) je 127 mm, torej $r_0 = 6,35 \cdot 10^{-2} \text{ m}$. Hitrost vrtenja je približno 1700 obr./min., torej $\omega = 178 \text{ s}^{-1}$. Srednja hitrost napajanja z destilandom je 30 ml/min, torej $\phi = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$. Za glicerol, ki ima pri 70°C gostoto 1,23 g/cm³ in dokaj veliko viskoznost $\eta = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Ns/m}^2$, je $\nu = 4,07 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. S temi podatki dobimo $\delta_0 = 4,24 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$, $u_0 = 2,95 \text{ cm/s}$ in $t = 1,6 \text{ s}$. Pri manjši viskoznosti, večji krožni frekvenci in večjem dotoku se ta čas skrajša. Zdaj lahko tudi za Re ugotovimo, da je res zelo majhen.

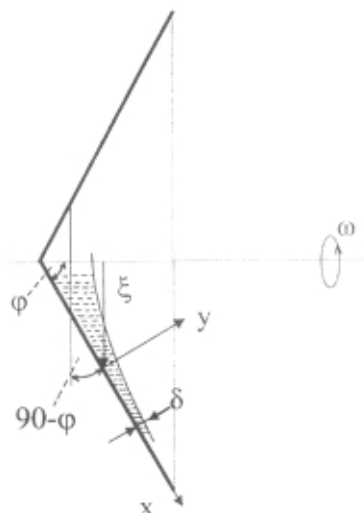
V tem preprostem opisu nismo upoštevali izparevanja s plasti. V nadaljnjem bomo prikazali popolnejšo teorijo, ki upošteva tudi izparevanje s površine plasti, ki pa ni povsod enako vroča (kjer je plast debelejša, je hladnejša). Ta teorija, ki jo povzemamo po literaturi [2,3], tudi vzame namesto ravnega diska stožčasto površino, ki oklepa z osjo vrtenja splošen kot ϕ (prej smo imeli $\phi = 90^\circ$).

2.2 Popolnejša teorija

Jakost izparevanja z enote površine označujemo z w . Teoretično jo podaja enačba, ki smo jo utemeljili v prejšnjem prispevku:

$w(\text{g/cm}^2\text{s}) = 0,0438 \cdot p(\text{mbar}) \sqrt{M/T}$, kjer je T lokalna temperatura. Povprečni temperaturi površine bi ustrezala neka \bar{w} . Dejansko pa eksperimentalno ugotovimo neko drugačno povprečje \bar{w}_e , ki ga lahko izrazimo kot $\alpha \bar{w}$ (α imenujemo izparevalni koeficient). Potem lahko tudi w korigiramo z istim α .

Slika 3 prikazuje površino stožčastega rotorja in izbiro koordinat. Začetek osi x sicer postavimo na poljubno mesto površine rotorja, a vse parametre, ki se nanašajo na to mesto, bomo opremili z indeksom nič (debelina plasti bo tam npr. δ_0 , radij kroženja za to točko ξ_0 itd.). Rezultate pa bomo na koncu preoblikovali tako, da bodo v njih normirani parametri: $\delta^* = \delta/\delta_0$, $\xi^* = \xi/\xi_0$, $\bar{u}^* = \bar{u}/\bar{u}_0$.



Slika 3: Površina stožčastega rotorja in izbira koordinat

Pokaže se, da lahko težnost zanemarimo, prav tako Coriolisov pospešek, ki deluje v vrtečem se sistemu na plast tekočine pravokotno na njeno osnovno gibanje v radialni smeri [3]. Tudi druge predpostavke so enake kot prej, le da je treba upoštevati komponento centrifugalne sile, vzporedno s površino. Zato dobimo namesto (1):

$$\bar{u} = (\omega^2 \sin \phi / 3\nu) \xi \delta^2 \quad (4)$$

Masni pretok tekočine, ki je na sredi enak $\phi \cdot \rho$, bo zaradi odparevanja proti periferiji vse manjši. Označimo z G ($= 2\pi \xi \rho \bar{u}$) masni pretok prek vsega obsega $2\pi \xi$. Ta pretok bo po preteku dx po rotorju padel za toliko, kolikor tam izpari, torej $dG = -w 2\pi \xi dx$. Zaradi $\xi = \xi_0 + x \cdot \sin \phi$ dobimo $dG = -(2\pi w / \sin \phi) \xi d\xi$. To lahko približno integriramo, če vzamemo namesto w kar konstanto \bar{w} :

$$G - G_0 = \frac{2\pi \bar{w}}{2 \sin \phi} (\xi^2 - \xi_0^2) \quad (4)$$

Vstavimo ustrezna izraza za G in G_0 , upoštevamo (4) in po preoblikovanju (5) dobimo:

$$\delta^* = \left(\frac{1}{\xi^*}\right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left[1 - \beta \bar{w} (\xi^{*2} - 1)\right]^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

kjer smo vpeljali okrajšavo $\beta = 3v/2\rho\omega^2 \sin^2\varphi \delta_0^3$. Ker sledi iz (4) zveza $u^* = \xi^* \cdot \delta^{*2}$, dobimo iz (6) takoj tudi približno vrednost u^* :

$$u^* = \left(\frac{1}{\xi^*}\right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left[1 - \beta \bar{w} (\xi^{*2} - 1)\right]^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$

Točnejši izraz za δ^* bomo dobili z upoštevanjem, da temperatura površine plasti ni povsod enaka, temveč raste proti periferiji, ko se δ tanjša. Destiland naj se že dovaja segret na temperaturo rotorja in predpostavimo, da se toplotni tok, ki prihaja z ogrevanega rotorja, porablja praktično samo za izparevanje (sevanje s površine zanemarimo). Gostoto toplotnega toka izrazimo s prevodnostjo (k) plasti ter z diferenco ΔT , nastalo na njej, namreč $q = k \cdot \Delta T / \delta$. Izparevanje w pa izrazimo z izparilno toploto λ : $w = q / \lambda$. S tem lahko pišemo dG v obliki:

$$dG = -\frac{2\pi k}{\lambda \delta \sin\varphi} \Delta T \xi d\xi \quad (8)$$

Izpišimo še G v obliki, v kateri nastopa \bar{u} po (4):

$$G = \frac{2\pi\omega^2 \rho \sin\varphi}{3v} \xi^2 \delta^3 \quad (9)$$

To enačbo diferenciramo in rezultat izenačimo z (8) :

$$\frac{2}{3} \delta^4 + \xi \delta^3 \frac{d\delta}{d\xi} = -\frac{vk\Delta T}{\omega^2 \lambda \rho \sin^2\varphi}$$

Množimo s 4, prvi člen razbijemo na $(5/3)\delta^4 + \delta^4$, in leva stran se nam pretvori v obliko

$$\frac{5}{3} \delta^4 + \frac{d(\xi \delta^4)}{d\xi}$$

Z vpeljavo nove spremenljivke $\tau = \xi \delta^4$ dobimo končno

$$\frac{d\tau}{d\xi} + \frac{5}{3} \left(\frac{\tau}{\xi}\right) = -\frac{4vk\Delta T}{\omega^2 \lambda \rho \sin^2\varphi} \quad (10)$$

ΔT je tu še funkcija od ξ (ali δ , ki je pa funkcija ξ). Če vzamemo, da je q po vsem rotorju vsaj približno enak, je $\Delta T/\delta = \text{konst.}$, torej

$$\Delta T^* \approx \delta^* \quad (11)$$

S tem se da (10) integrirati takole:

$$\tau^{\frac{2}{3}} \xi^{\frac{2}{3}} = -\frac{\xi_0}{\tau_0} \left[\frac{4vk\Delta T_0}{\omega^2 \lambda \rho \sin^2\varphi} \right] \cdot \int \xi^{\frac{2}{3}} \delta^* (\xi^*) d\xi^* + C \quad (12)$$

Konstanto C določa pogoj, da je pri $\xi = \xi_0$ obenem s ξ^* tudi $\tau^* = 1$. Za δ^* si izposodimo približni izraz (6), namesto $k\Delta T_0/\lambda$ pišemo $w_0 \delta_0$, namesto $4v/(\omega^2 \rho \sin^2\varphi)$ pa $8\beta \delta_0^3/3$ in po integraciji in ureditvi dobimo rezultat v obliki:

$$\delta^* = \left(\frac{1}{\xi^*}\right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left[1 - \frac{w_0}{\bar{w}} \left\{1 - \left[1 - \beta \bar{w} (\xi^{*2} - 1)\right]^{\frac{4}{3}}\right\}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

Izračunane vrednosti za komercialno napravo, s karakteristikami, kot smo jih omenili na koncu prejšnjega poglavja, in glicerol pri 91°C ($w = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2\text{s}$, eksperimentalni $\alpha = 0,88$), so zbrane v tabeli 1 /4/.

Tabela 1:

Radialna lega (cm)	Debelina plasti (mm)	Masni tok (g/s)	Srednja hitrost plasti (cm/s)	Površinska temperatura (°C)
1,11 (dovod)	0,1	0,54	6,39	91
2,08	0,065	0,51	5,0	87,9
2,72	0,053	0,48	4,39	88,3
5,66	0,025	0,21	1,98	89,5

Nekaj podatkov obstaja še za dibutil ftalat, sicer pa v literaturi nismo našli primerjav med teorijo in meritvami.

2.3 Vloga difuzije

Odparevanje s površine smo računali po formuli na začetku prejšnjega poglavja; za homogeno snov je treba vstaviti njen nasičeni parni tlak, za izparevanje iz raztopine pa ustrezno znižani tlak komponente. Glicerol v prejšnjem primeru mora imeti parni tlak že nad 10^{-1} mbar, da utegne v znatni meri odpareti v kratkem času potovanja po disku. Kadar gre za zmes, se lahko zgodi, da bolj hlapna komponenta s same površine hitro izhlapi, v globini pa ostaja, ker ne utegne dovolj hitro prihajati na površje. Zato smo posvetili pozornost tudi temu problemu.

Difuzija iz debele plasti, v kateri je na začetku povsod enaka koncentracija C_0 difundirajoče komponente (in tako ostane v veliki globini tudi naprej), ob času nič pa površino izpostavimo vakuumu, poteka po znani funkciji: $C(x,t) = C_0 \operatorname{erf}(x/2\sqrt{Dt})$, kjer je x globina pod površjem, t čas in D difuzijski koeficient. To velja, kadar odhajanje plina ali pare s površine praktično ni ovirano, tako da je koncentracija pri sami površini od $t=0$ naprej nič. V tem primeru odhaja v vakuum tale gostota toka:

$$F = C_0 \sqrt{D/\pi t} \quad (14)$$

Tako se izplinjujejo iz destilanda npr. raztopljeni plini (ali zelo hlapne pare pri višjih temperaturah). Če je C_0 tako visok, da ustreza ravnotežnemu tlaku nad

tekočino nekaj mbar ali več, izhaja plin tudi v obliki mehurjev /5/. Če je plast tekočine tanka, velja (14) le za začetno oddajanje, ko pa se difundirajoča komponenta v globini izčrpa, pada F hitreje kot $t^{1/2}$.

Težja je splošna obravnava, ko ni vnaprej rečeno, da samo difuzija omejuje izhajanje pare, saj ga lahko tudi ali celo predvsem sam proces izparevanja. Prilagodili jo bomo po literaturi /1/, ki obravnava proces izplinjavanja materialov v vakuumu ob hkratnem upoštevanju difuzije in desorpcije s površine. Odparevanje s površine bomo obravnavali kot desorpcijo iz polno (v primeru zmesi tudi delno) zasedene površine, saj fizikalno ni razlike med procesoma.

Število desorbiranih molekul na enoto časa in ploskve je podano z razmerjem σ/τ (σ je število molekul na enoto ploskve, τ je poprečni čas vezanosti, odvisen od vezavne energije in temperature). Značilni kandidati za molekularno destilacijo (dioktil ftalat, dioktil sebakat, lanolin, polifenil eter) imajo molekularno maso okrog 400 in dosežejo parni tlak 10^{-3} mbar pri temperaturi okrog 160°C . V površinsko enomolekularno plast gre okrog $1 \cdot 10^{14}/\text{cm}^2$ takih molekul. Iz primerjave σ/τ z enačbo za w dobimo, da mora biti τ pri tej temperaturi okrog $1,6 \cdot 10^{-3}$ s. Le za kakih 65°C višje, ko parni tlak naraste na 0,1 mbar, je ta čas že 100-krat krajši. Koncentracija C_s v površinski plasti, debeli okrog 1×10^{-7} cm, je pri polni zasedenosti okrog 10^{21} molekul/ cm^3 , pri delni pa le tak delež tega, kot ustreza odstotkovni sestavi snovi. Če hočemo odparevanje zapisati namesto σ/τ kot αC_s , mora biti koeficient α razmerje debeline enomolekularne plasti in τ . V navedenem primeru je $\alpha = 0,6 \cdot 10^{-4}$ cm/s za nižjo ali $0,6 \cdot 10^{-2}$ cm/s za višjo temperaturo.

Spet vzemimo najprej debelo plast destilanda, ki ima sprva povsod C_0 (koncentracija hlapne snovi v njem). Ob izpostavitvi površine vakuumu začne odparevanje z gostoto toka $F_0 = \alpha C_0$, a kmalu se površina delno izčrpa in se vzpostavi ravnotežje med odparevanjem $F(t) = \alpha C_s(t)$ in prihajanjem iz globine z difuzijo. Časovni potek je podan /1/ z:

$$F = F_0 \exp(\alpha^2 t / D) \cdot \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\alpha^2 t / D}\right) \quad (15)$$

Dokler je $\alpha^2 t / D < 1$, F le prav počasi pada od začetnega $F_0 = \alpha C_0$, ki ga kontrolira izključno "desorpcija". Kasneje, pri $\alpha^2 t / D > 1$, začne odparevanje kontrolirati difuzija in se končno (15) poenostavi v (14).

Kaj pa, če je plast tanka? Za F(t) ni pripravnih izrazov, pač pa ga najdemo za f /1/, to je razmerje količine opazovane komponente, ki je še ostala v plasti po času t, proti njeni začetni količini:

$$f = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2L^2 \exp\left[-\beta_n^2 (Dt / \ell^2)\right]}{\beta_n^2 (\beta_n^2 + L^2 + L)} \quad (16)$$

Tu je ℓ debelina plasti, ki jo izpostavimo vakuumu le enostransko, L je brezdimenzijski parameter ($\ell\alpha/D$), β_n pa so pozitivni koreni enačbe $\beta \cdot \operatorname{tg}\beta = L$. Vedenje te vsote ugotovimo že s prvim členom (nadaljnji so majhni).

Za majhen L je $\beta_1 = \sqrt{L}$ in $f \approx \exp(-\alpha t / \ell)$, torej neodvisen od D, odvisen le od "desorpcijskega" parametra α , in

difuzija ne pomeni nobene ovire. Za zelo velik L je $\beta_1 = \pi/2$ in f pada približno sorazmerno z $\exp(-2,46 Dt/\ell^2)$ odparevanje omejuje le difuzija, desorpcija sproti sledi. Za približno e-krat upade f, ko je eksponent 1, od koder sledi karakterističen čas za difuzijo $t_D = \ell^2/2,46 D$.

Na osnovi pregleda splošnih fizikalnih in kemijskih priročnikov, ki pa so s takimi podatki zelo skopi, sodimo, da lahko za take organske tekočine in temperaturo računamo z D okrog 10^{-8} m²/s. V tem primeru bi pri debelini $\ell = 0,05$ mm, značilni za centrifugalni destilator, dobili $t_D = 10^{-1}$ s in bi lahko rekli, da pri časih potovanja po rotorju okrog 1 s difuzija ne bo bistveno prepočasna, da se zaradi nje ne bi utegnila izločiti hlapna komponenta. Rezerve pa ni veliko in se lahko pri drugačnih podatkih stvar tudi obrne. Pač pa lahko spet vidimo, da je izparevanje pri temperaturi, ki ji pripada nasičeni parni tlak komaj 10^{-3} mbar, prepočasno za navedeno debelino plasti in čas potovanja po rotorju. Z navedenimi podatki dobimo $L = 3 \cdot 10^{-3}$, ki je tako majhen, da omejuje proces izključno odparevanje. Časovna konstanta eksponentalnega upadanja f je kar $\ell/\alpha = 83$ s. Šele pri višji temperaturi, za parni tlak 10^{-1} mbar, se ta konstanta zniža na sprejemljivih 0,8s. Tam pa je L že 0,3 in bi za točen račun morali uporabiti splošno formulo (16), ki upošteva hkrati površinsko odparevanje in difuzijo.

3 Sklep

Teoretična obravnava centrifugalne molekularne destilacije je pokazala, da je tok plasti po rotorju praviloma laminaren. Določili smo tudi glavne mehanske parametre takega toka za primer, da ni odparevanja. Na to obravnavo smo navezali popolnejšo teorijo, ki vključuje tudi odparevanje, zanj potrebno toploto in temperaturo plasti. Lotili smo se tudi vprašanja, v katerih razmerah lahko počasna difuzija komponent v tekočinski plasti ovira destilacijo.

4 Literatura

- /1/ Lexikon der Physik, Deutscher Taschenbuch Verlag
- /2/ G.J. Rees, Vacuum, 23 (1973) 5
- /3/ G.J. Rees, Chem. Eng. Sci., 35 (1980) 837
- /4/ D. B. Greenberg, AI ChE Journal, 18 (1972) 269
- /5/ G. Burrows, Molecular Distillation, Oxford University Press, 196

Popravki

V prvem delu prispevka o vakuumski molekularni destilaciji (Vakuumist, št. 3, letnik 19, 1999, 23-27) se je prikradlo kar nekaj tiskarskih napak, zato v nadaljevanju objavljamo popravke. Avtorju prispevka mag. Bojanu Povhu se za ta spodrslijaj iskreno opravičujemo. Popravki so naslednji:

- 5. vrstica po naslovu 2; narobe: »(12«, pravilno: » $\alpha_1 2$ «
- 5. vrstica nad en. (3); narobe: »s korenem Avogadrovega števila«, pravilno: »z Avogadrovim številom«
- slika 3; narobe: »posoda za razplinjevanje«, pravilno: »vakuumaska črpalka«
- 1. vrstica na str. 26; narobe: »katerega«, pravilno: »katere«
- 2. vrstica na str. 26; narobe »destilata«, pravilno: »destilat«
- slika 5: pri drugi puščici spodaj manjka napis »ostanek«
- 8. vrstica pred koncem str. 26; narobe: /12/, pravilno: /11/
- 4. vrstica po naslovu 4; narobe: »parcialnim«, pravilno »pamim«
- 4. vrstica po naslovu 4: narobe »300°C«, pravilno: »300«