

VÝPOČET DRAH BUBLIN V PRŮBĚHU ČEŘENÍ VE SKLÁŘSKÉ VANĚ

JAROSLAV ŠTEFAN, MIROSLAV SKŘIVAN, MARIE FOJTKOVÁ

Státní výzkumný ústav sklářský, 501 92 Hradec Králové, Škroupova 957

Došlo 2. 2. 1979

Čeřicí schopnost sklářské vany je posuzována na základě sledování dráhy bublin plynů vzniklých při tavení kmene. Dráhy bublin jsou počítány z rychlostních a teplotních polí ve sklovině, získaných matematickou simulací vany. Rychlost růstu bublin vlivem difúze čeřicího plynu je stanovena na základě experimentálně zjištěných údajů. Matematického modelu siranového čeření skloviny je využito k výpočtu drah bublin v modelové celoelektrické peci pro tavení bezbarvé sodnodraselné skloviny o výkonu 1 t/24 h a v celoelektrické peci pro tavení bílé obalové skloviny o výkonu 30 t/24 h.

ÚVOD

Tavení kmene a čeření skloviny je velmi složitý fyzikálně chemický proces, ovlivňovaný mnoha faktory.

Současné teoretické a empirické znalosti zákonitostí dějů, provázejících proces čeření skloviny, nejsou na takové úrovni, aby mohly podat úplné a postačující podklady pro hodnocení čeřicí schopnosti van.

Nabízí se možnost spojit vhodným deterministickým matematickým popisem dostupné dílčí exaktní i empirické znalosti procesu čeření a vytvořit simulační model procesu.

Nejjednodušší postup jak alespoň částečně kvalitativně posoudit čeřicí schopnosti sklářské vany spočívá zřejmě ve sledování drah a chování bublin plynů, vzniklých ve sklovině při tavení kmene, popř. i sekundárně na rozhraní tuhé a kapalné fáze.

K matematickému popisu dráhy bublin je nutné znát:

- a) teplotní a rychlostní pole ve vaně,
- b) rychlosti růstu bublin vlivem difúze čeřicího plynu (zde je zahrnut vliv složení skloviny, čeřiva a jeho koncentrace, vliv ostatních rozpuštěných plynů na růst bublin),
- c) rychlost růstu bublin vlivem měnících se místních podmínek, tj. teploty a tlaku.

Růst průměru bubliny

Teplotní a rychlostní pole lze stanovit přímým měřením na vaně popř. na vhodném fyzikálním modelu, nebo matematickým řešením soustavy pohybových rovnic a rovnic přenosu energie [1].

Vztahy pro výpočet rychlosti růstu bublin s časem v důsledku difúze čeřicího plynu, eventuálně simultánní difúze více plynů do bubliny, uvádí Němec [2] pro tři různé oblasti skloviny:

a) oblast neúčinného čeriva, tj. oblast nižších teplot, kdy bublina mění svou velikost jen vlivem teploty a tlaku, i když i zde dochází k pomalé difúzi CO_2 , která se uplatňuje zvláště při dlouhém pobytu malých bublin ve vaně (difúze ostatních plynů je při těchto teplotách ještě nižší);

b) oblast přechodová, tj. oblast, kde se již významně projevuje růst bublin difúzí čerícího plynu, ale sklovina jím není dosud přesycena;

c) oblast účinného čeriva, tj. oblast vysokých teplot, kdy je rozhodujícím pochodem difúze čerícího plynu do bubliny.

V oblastech neúčinného čeriva a účinného čeriva lze aplikovat vztah (1), vyjadřující změnu objemu bubliny s časem, který je odvozen za určitých zjednodušujících předpokladů [2]:

$$r = r_0 + 0,38 (C_0 - C_i) \frac{D^{2/3} g^{1/3} \rho_s^{1/3}}{\eta^{1/3} \rho_B} \tau. \quad (1)$$

Tento vztah však obsahuje parametr D , jehož hodnotu lze zatím experimentálně těžko zjistit. Rovněž sledování změny koncentrace čeriva C_i s teplotou představuje složitý problém; vyžaduje znalost rychlostních konstant reakcí, probíhajících na fázovém rozhraní sklovina—bublina a rovnovážných koncentrací plynů. Všechny tyto veličiny lze zjišťovat jen se značnými obtížemi. Experimentálně však bylo prokázáno [2], že se poloměr bubliny zvětšuje s časem přibližně lineárně

$$r = r_0 + k\tau, \quad (2)$$

přičemž jednotlivé oblasti (neúčinného čeriva, přechodová, a účinného čeriva) jsou charakterizovány různými hodnotami směrnice k . Popis v přechodové oblasti zatím málo odpovídá skutečnosti.

Výpočet dráhy bubliny

Pro pohybující se bublinu nacházející se ve sklovině v určitém místě, daném souřadnicemi x , y , a v určitém čase, pak platí, že její poloměr se mění s časem podle vztahu:

$$r(\tau) = r(\tau - \Delta\tau) \left(\frac{p(\tau - \Delta\tau)}{T(\tau - \Delta\tau)} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{T(\tau)}{p(\tau)} \right)^{1/3} + k \Delta\tau. \quad (3)$$

V oblasti účinného čeriva difunduje plyn do bubliny tak rychle, že v uvedené rovnici lze zanedbat korekci vymezující změny poloměru vlivem místní teploty a tlaku:

$$r(\tau) \doteq r(\tau - \Delta\tau) + k \cdot \Delta\tau. \quad (4)$$

Dále se uvažují poměry v podélném řezu a zkoumání se omezuje pouze na vytčený dvourozměrný problém. Teplotní a rychlostní pole ve sklovině jsou získána počítačovou simulací vany matematickým modelem. Pro výpočet fyzikálních polí je užita numerická síťová metoda. Přibližnost této metody spočívá v pokrytí počítané oblasti konečným počtem bodů, v kterých jsou řešeny příslušné diferenční vztahy. Nekonečný počet informací, plynoucí z matematického popisu, je tak nahrazen konečným počtem hodnot fyzikálních veličin, charakterizujících dané pole. V obecném místě se souřadnicemi x , y jsou jednotlivé veličiny fyzikálních polí vypočteny ze známých hodnot fyzikálních polí sousedních diskretních bodů sítě čtyřbodovou interpolací. Pro souřadnicové složky rychlosti bublin pak platí:

$$u_B(\tau) = u_s(\tau), \quad (5)$$

$$v_B(\tau) = v_s(\tau) + \frac{2}{9} \left(\frac{\varrho_s(\tau) - \varrho_B(\tau)}{\eta_s(\tau)} \right) \cdot g \cdot r_B^2(\tau), \quad (6)$$

přičemž platí:

$$\varrho_s, \eta_s = f(T).$$

Pro celkovou rychlost pak platí:

$$w_B(\tau) = \sqrt{u_B^2(\tau) + v_B^2(\tau)}. \quad (7)$$

Přírůstek dráhy bubliny je vázán s přírůstkem času vztahem:

$$\Delta S = w_B(\tau) \cdot \Delta \tau. \quad (8)$$

Obecná poloha bubliny v čase τ je pak určena vztahy:

$$x(\tau) = x(\tau - \Delta \tau) + u_B(\tau) \cdot \Delta \tau, \quad (9)$$

$$y(\tau) = y(\tau - \Delta \tau) + v_B(\tau) \cdot \Delta \tau. \quad (10)$$

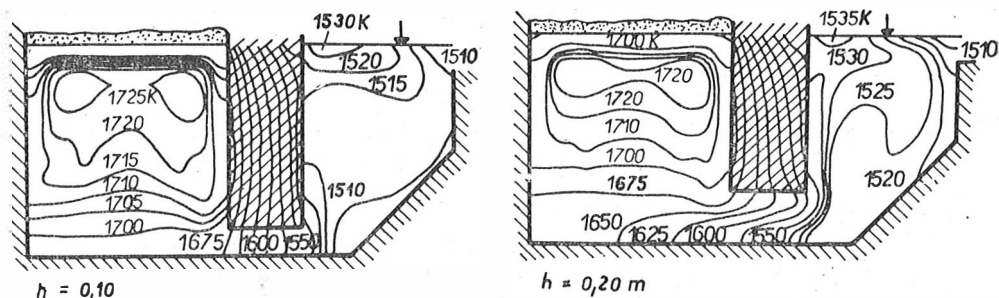
Této nové poloze bubliny přísluší i nové hodnoty teplotního a rychlostního pole a samozřejmě i jiné hodnoty fyzikálních vlastností, vesměs závislých na teplotě.

EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Simulace drah bublin v celoelektrické vaně

Pro ověření metodiky výpočtu drah bublin plynů ve vaně bylo využito výsledků matematického modelu celoelektricky otápené modelové pece o výkonu 1 t/24 h pro tavení bezbarvé sodnodraselné skloviny. Vypočtená pole teplot, pole proudnic a absolutních hodnot rychlostí (v rovině symetrie vany) jsou uvedena v práci [3]. Hodnoty polí jsou znázorněny jako mapy se soustavami izopleť. Pro vyjádření rychlosti růstu bublin jsou užity hodnoty [2], získané experimentálně pro sklovinu typu FLOAT.

Na základě praktických zkušeností lze předpokládat, že bubliny vznikají hlavně ve vrstvě styku tavicího se kmene a skloviny; kromě toho vznikají sekundárně nukleované bubliny okolo elektrod, na žáromateriálu a na zbytkových zrnech SiO_2 , pokud se tato zrna nacházejí v oblasti teplot nad tzv. nukleační teplotou a v oblasti přesycené čerícím plynem. Byly sledovány bubliny, jež vznikají z kmene v horní části tavicího prostoru a na dně tavicího bazénu. Následující kapitoly ukazují, jaké možné informace o procesu čerení lze získat uvedenou matematickou simulací. Z rozložení teplot (obr. 1) je zřejmé, že proudění skloviny výrazně ovlivňuje tepelný režim pece. Navíc jsou teploty v tavicí části vany s nízkým průtokem celkově poněkud vyšší vlivem nedokonalé teplotní regulace. Tím je značně ztíženo srovnání jednotlivých výpočetních variant, protože dynamika růstu bublin je výrazně ovlivněna i malými rozdíly teplot (v oblasti teplot čerení).



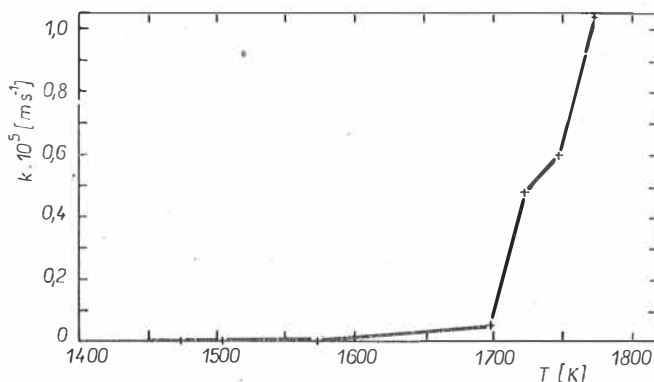
Obr. 1. Rozložení teploty v bezbarvé sodnodraselné sklovíně. Výška průtoku vany je 0,1 a 0,2 m. Vyšší průtok způsobuje zpětné proudění skloviny z pracovní části do tavicí části. Vliv přenosu tepla prouděním na rozložení teplot je zřejmý.

Vliv počáteční velikosti bubliny na její dráhu ve vaně

Řadou výpočtů byl posouzen vliv velikosti bubliny v okamžiku jejího vzniku na dráhu bubliny. Počáteční velikost a místo vzniku bubliny určují pro daný konstrukční a technologický stav vany, zda se bublina dostane do průtoku a jaká bude eventuálně její velikost při vstupu do pracovní části vany. Pro výpočet drah bublin ve vaně byly zvoleny tyto charakteristické počáteční podmínky:

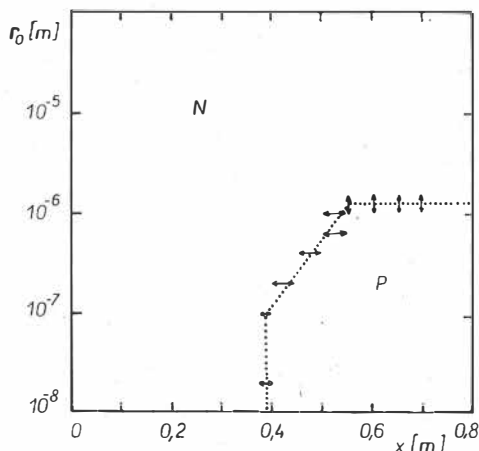
Počáteční průměr bublin v mezích $r_B = 10^{-8}$ m až $5 \cdot 10^{-4}$ m; místa vzniku byla pravidelně rozmístěna v tavicí části v hloubce 0,05 m pod rozhraním tuhé a kapalné fáze. Poloměr bublin byl počítán pomocí vztahu (2), kde za směrnice k byly dosazeny hodnoty zjištěné experimentálně pro sklovinu FLOAT při různých teplotách (obr. 2). V blízkosti teploty 1700 K dochází k prudké změně na křivce v závislosti $k = f(T)$, to znamená, že byla překročena izoterma vymezující oblast účinného čeriva.

Výsledky výpočtů pro variantu s výškou průtoku 0,2 m znázorňuje obr. 3. Jsou zde vymezeny oblasti podmínek, při nichž bubliny procházejí nebo neprocházejí průtokem. Z obrázku je patrné, že bubliny o počátečním poloměru alespoň $2 \cdot 10^{-6}$ m se vyčerí za daných podmínek vždy, bez ohledu na počáteční polohu.



Obr. 2. Průběh směrnice k v závislosti na teplotě.

U bublin s počátečním poloměrem $1 \cdot 10^{-6}$ m nebo menším existuje oblast podmínek, kdy bubliny se nevyčejí v tavicí části a procházejí do průtoku. Pod hodnotou $r_B = 10^{-7}$ m se však šířka této oblasti nemění, tzn. bubliny jsou po celé dráze tak malé, že se pohybují prakticky po proudnici. Ukazuje se, že tato z hlediska čerení kritická oblast se shoduje s oblastí tzv. krátkých proudnic, které za daných podmínek neprocházejí oblastí nejvyšších teplot, tj. oblastí účinného čeriva, takže nemají možnost rychle zvětšit svůj objem vlivem difúze čerivého plynu.



Obr. 3. Pravděpodobnost vyčerení bublin v závislosti na místě vzniku bubliny; oblast P — bubliny prošly do průtoku, oblast N — bubliny neprošly do průtoku.

Dráhy bublin v celoelektrické vaně bez zpětného proudění

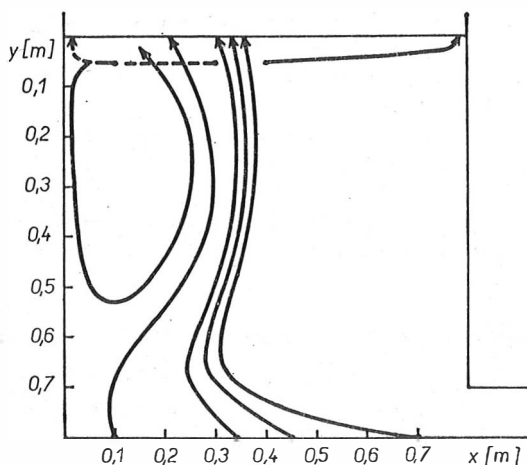
Na obr. 4 až 8 jsou znázorněny některé dráhy bublin, vypočtené pro výšku průtoku $h = 0,1$ m. Tento průtok je tak nízký, že za daných podmínek zde nevzniká zpětné proudění. Pro tuto variantu byly simulovány dráhy bublin o počátečním poloměru 10^{-6} m, vznikajících v různých hloubkách pod rozhraním pevné a kapalné fáze (0,05–0,10–0,15 m) a na dně (tab. I).

Dráhy všech bublin skončily u hladiny, tzn., že se všechny bubliny vyčejily. Bubliny vycházející z poloh $x = 0,1$ až $0,35$ m, tj. oblasti tzv. dlouhých proudnic, jsou strhávány hlavním proudem skloviny a postupují k čelní stěně vany a podél ní ke dnu. V určité hloubce se jejich dráhy oddělí od dopředného proudu skloviny a bubliny začnou stoupat k hladině. Poloha daná x, y , ve které se bublina oddělí, a příslušný čas závisí na počáteční velikosti, rychlosti proudění, na teplotě, kterou prošly, což vše integračně ovlivňuje rychlost jejich růstu. Rozdíly v drahách bublin, vyšlých ze stejného místa ve vaně, daného společnou souřadnicí x , ale odlišnými souřadnicemi y (tzn. z různé hloubky pod kmenem) lze sledovat na obr. 7–8. Bubliny vycházející z poloh $y = 0,15$ m (obr. 6) jsou strhávány po odpoutání a výstupu směrem k hladině znovu dopředným proudem skloviny a opisují ještě jednou podobnou dráhu, než dojde k jejich vyčerení. Nestačily totiž narůst do takové velikosti, aby jejich vertikální složka rychlosti byla větší, než rychlost proudící skloviny pod hladinou. Dráhy bublin, vycházející z míst vzniku krátkých

Tabulka I

Celková doba pobytu bubliny ve sklovině a poloměr bubliny r_k v okamžiku vyčerení, resp. opuštění pracovního prostoru pro různá místa vzniku bublin (x, y).
Výška průtoku 0,1 m

y [m]	0,05		0,79	
x [m]	τ [min]	r_k [m]	τ [min]	r_k [m]
0,1	20	$1,92 \cdot 10^{-3}$	83	$1,71 \cdot 10^{-3}$
0,2	19	$1,96 \cdot 10^{-3}$	89	$1,72 \cdot 10^{-3}$
0,3	96	$3,48 \cdot 10^{-4}$	154	$1,72 \cdot 10^{-3}$
0,35	30	$4,51 \cdot 10^{-4}$	184	$1,73 \cdot 10^{-3}$
0,375	32	$4,28 \cdot 10^{-4}$	196	$1,73 \cdot 10^{-3}$
0,45	53	$2,66 \cdot 10^{-4}$	—	—
0,50	39	$2,65 \cdot 10^{-4}$	150	$1,76 \cdot 10^{-3}$
0,55	18	$1,13 \cdot 10^{-3}$	224	$1,73 \cdot 10^{-3}$
0,65	17	$1,03 \cdot 10^{-3}$	240	$1,73 \cdot 10^{-3}$
0,70	17	$9,95 \cdot 10^{-4}$	220	$1,73 \cdot 10^{-3}$



Obr. 4. Dráhy bublin vycházející z polohy $y = 0,05$ m a $y = 0,79$ m ve vaně s výškou průtoku 0,10 m

proudnic ($x = 0,4 - 0,8$ m) jsou tvarově obdobné, ale o něco delší. Doby potřebné k vyčerení bubliny jsou v podstatě stejné. Delší dráhy lze vysvětlit tím, že jsou bubliny strhávány sklovinou proudící podél mostu směrem ke dnu, která zde proudí větší rychlostí a zároveň prochází oblastí nižších teplot.

Dráhy bublin v celoelektrické vaně se zpětným prouděním

Vlivem vyššího průtoku se vytváří ve vaně silné zpětné proudění skloviny z pracovní do tavicí části. Pro simulační model vany s výškou průtoku 0,2 m byly počítány dráhy bublin vycházející z různých míst, daných souřadnicí x v hloubce 0,05 m pod hladinou a ze dna. Bubliny vycházející z poloh $x = 0,55$ až 0,7 m, $y = 0,05$ m, tj. z oblasti krátkých proudnic, prošly u této varianty do průtoku,

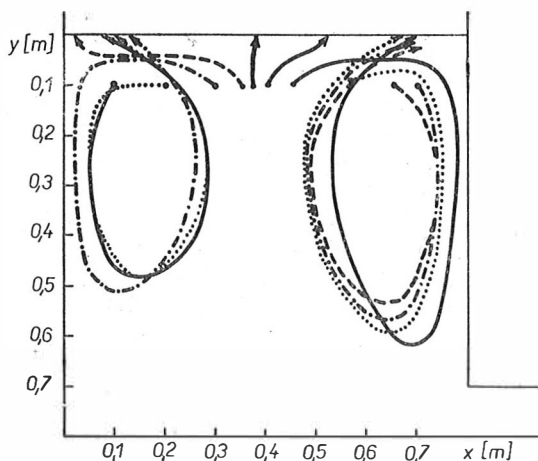
kde dosáhly velikosti $r_B = 10^{-3}$ m, což jsou bubliny viditelné již pouhým okem. Je tedy tato oblast vzniku bublin z hlediska čerení nebezpečná.

Je otázka, jestli vůbec bublina o počátečním poloměru $r_{B0} = 10^{-6}$ může vzniknout. Němec [2] zjistil dolní mez velikosti bublin řádově 10^{-5} m. Porovná-li se dráhy bublin vycházející ze dna, u variant popsanych v předešlých kapitolách, je zde zřejmý vliv zpětného toku vany s výškou průtoku 0,2 m. Dráhy bublin vycházející z poloh $x = 0,1-0,7$ m, $y = 0,79$ m jsou u vany se zpětným tokem podobné, ale čerící časy jsou značně delší než u vany bez zpětného toku (obr. 4, 9).

Tabulka II

Čelková doba pobytu bubliny ve sklovině a poloměr bubliny r_k v okamžiku vyčerení, resp. opuštění pracovního prostoru pro různá místa vzniku bublin (x, y). Výška průtoku 0,2 m.

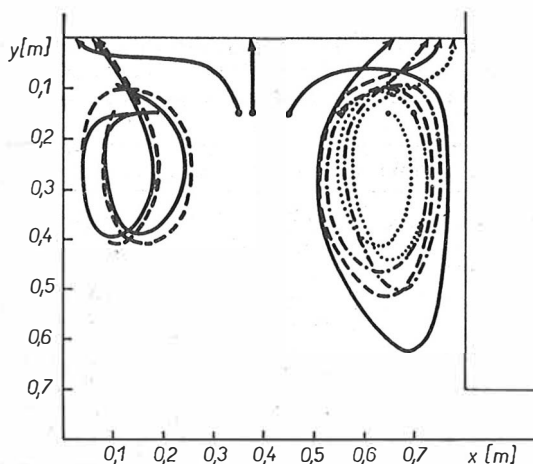
y [m]	0,05		0,1		0,15		0,79	
x [m]	τ [min]	r_k [m]	τ [min]	r_k [m]	τ [min]	r_k [m]	τ [min]	r_k [m]
0,1	18	$2.36.10^{-3}$	10	$1.71.10^{-3}$	15	$2.85.10^{-3}$	34	$2.27.10^{-3}$
0,2	18	$2.42.10^{-3}$	10	$1.80.10^{-3}$	15	$2.98.10^{-3}$	32	$2.17.10^{-3}$
0,3	69	$3.53.10^{-4}$	10	$2.33.10^{-3}$	12	$2.13.10^{-3}$	32	$2.16.10^{-3}$
0,35			14	$5.98.10^{-4}$	11	$6.92.10^{-4}$	32	$2.16.10^{-3}$
0,375			14	$6.38.10^{-4}$	11	$7.25.10^{-4}$	32	$2.16.10^{-3}$
0,4	18	$7.01.10^{-4}$						
0,45			18	$2.66.10^{-3}$	15	$2.45.10^{-3}$	35	$2.18.10^{-3}$
0,55			12	$2.02.10^{-3}$	10	$1.78.10^{-3}$	42	$2.18.10^{-3}$
0,65			9	$1.72.10^{-3}$	13	$2.57.10^{-3}$	65	$2.17.10^{-3}$
0,7			10	$1.78.10^{-3}$	14	$2.72.10^{-3}$	163	$2.16.10^{-3}$



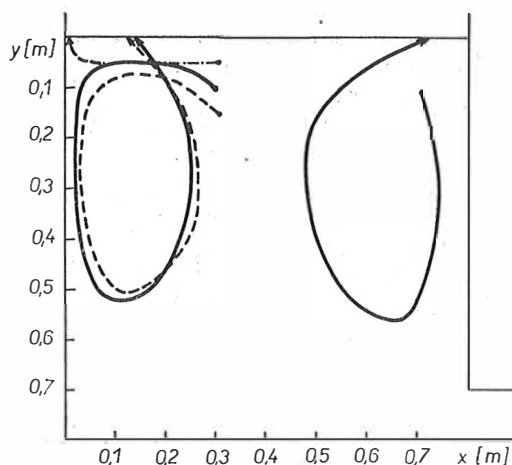
Obr. 5. Dráhy bublin vycházející z polohy $y = 0,10$ m ve vaně s výškou průtoku 0,10 m.

Dráhy sekundárně nukleovaných bublin

Dále byly sledovány dráhy bublin sekundárně vzniklých (obr. 10) na nerozpuštěných zrnech SiO_2 . Sekundárně nukleované bubliny rychle rostou i při velmi malém počátečním poloměru, protože vznikají v oblasti vysokých teplot, kde je difúze čedičho plynu do bubliny značná. Rozpouštění zrn SiO_2 bylo sledováno počítačovou simulací pro výšku průtoku 0,2 m a pro ilustraci byla vybrána jedna dráha rozpouštějícího se zrna SiO_2 , která protínala nukleační izotermu. Místa vzniku sekundárních bublin a jejich dráhy jsou patrné z obr. 10. Plnou čarou je vyznačena dráha zrna SiO_2 .



Obr. 6. Dráhy bublin vycházející z polohy $y = 0,15$ m ve vaně s výškou průtoku 0,10 m.

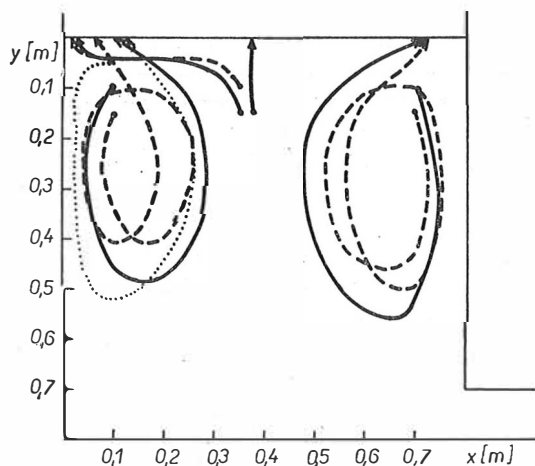


Obr. 7. Porovnání drah bublin vycházejících ze stejné polohy x a různé polohy y ve vaně s výškou průtoku 0,10 m.

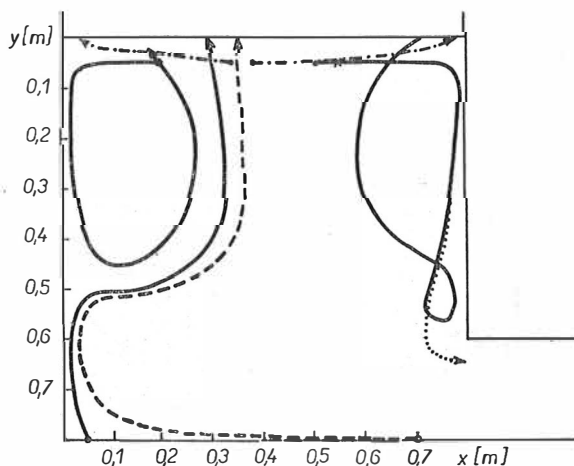
ZÁVĚR

Z hlediska čeritelnosti je nutné dodržet takové konstrukční uspořádání a provozní podmínky ve vaně, tj. takové rozložení rychlostí a teplot, při kterém dráhy bublin, vzniklých v různých místech vany, končí na hladině, tzn. všechny bubliny se vyčerí.

Uvedená vana, pro kterou byly dráhy počítány, byla vybrána proto, že u ní bylo známé rozložení teplot a rychlosti proudění. Výpočet sloužil spíše pro ilustraci problému. Teplotní pole byla počítána pro horizontální uložení elektrod, takže u van s vertikálními elektrodami, které navrhuje SVÚS, je rozložení teplot a rychlostí



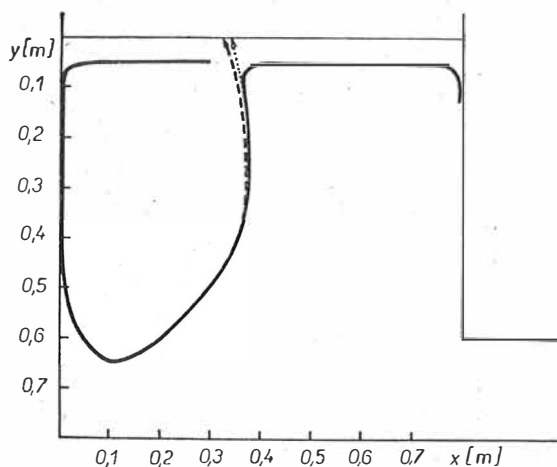
Obr. 8. Porovnání drah bublin vycházejících z různých míst ve vaně s výškou průtoku 0,10 m.



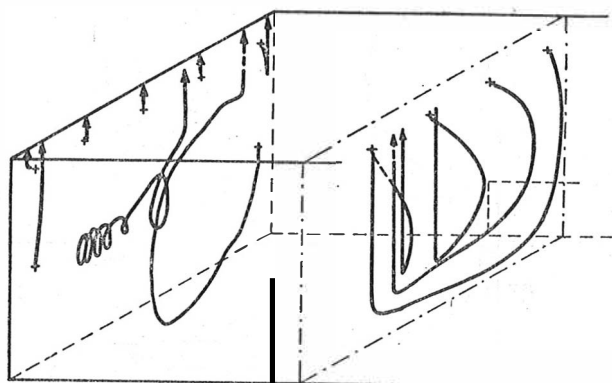
Obr. 9. Dráhy bublin vycházející z polohy $y = 0,05$ m a $y = 0,79$ m ve vaně s výškou průtoku 0,20 m.

úplně jiné, a tedy i obraz drah bublin je značně pozměněný. To je zřejmé i z trojrozměrného znázornění drah bublin na obr. 11 a 12 v celoelektrické sklářské vaně o výkonu 30 t/24 h otáčené několika řadami vertikálních elektrod. Třebaže velmi složité konvekční proudění bílé obalové skloviny způsobuje značně komplikované dráhy bublin, je proudění v rovině symetrie dostatečně přesně znázornitelné i jednodušším modelem dvojrozměrným. Uvedený matematický model byl použit pro posouzení čeritelnosti konkrétní vany, konkrétní skloviny a čeriva.

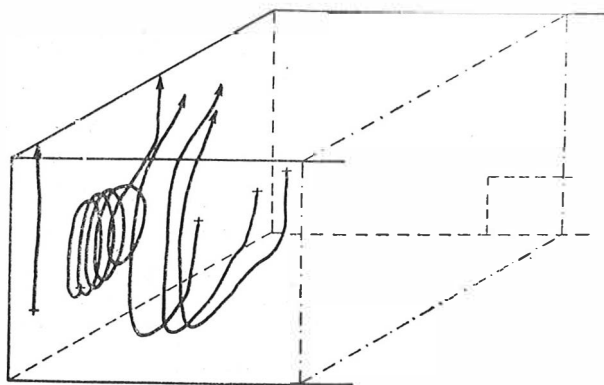
Výsledky získané matematickým modelováním na dané vaně s horizontálně uloženými elektrodami prokázaly, že uvedená metoda výpočtu drah je principiálně vhodná k posouzení čerací schopnosti vany.



Obr. 10. Dráhy sekundárně vzniklých bublin (přerušované čáry) a dráha zrna SiO_2 (plná čára).



Obr. 11. Dráhy bublin vznikající pod kmenem a v polovině výšky vany.



Obr. 12. Dráhy bublin vznikající v blízkosti dna.

Literatura

- [1] Štefan J., Skřivan M.: ve sborníku: *Proceedings of XI. International Congress on Glass*, str. 43, Prague 1977.
- [2] Němec L.: *Sklář a keramik* 23, 202, 232, 263 (1973).
- [3] Štefan J., Skřivan M., Fojtková M.: *Sklář a keramik*, 29, 166 (1979).

РАССЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ ОСВЕТИТЕЛЬНОМ ПРОЦЕССЕ В СТЕКЛОВАРЕННОЙ ВАННЕ

Ярослав Штефан, Мирослав Скрживан, Марие Фойткова

Государственный научно-исследовательский институт стекла, Градец Кралове

Для математического описания траектории пузырьков газов, образовавшихся при плавлении шихты, приходится знать:

- а) температурное и скоростное поля в стеклованне (рассчитанные математическим моделированием плавляющего процесса),
- б) скорость роста пузырьков под влиянием диффузии осветлительного газа (установленную экспериментальным путем),
- в) изменение объема пузырьков под влиянием изменяющихся местных условий, т. е. температуры и давления.

На траекториях пузырьков, рассчитанных в модельных стеклованнах с полным электрическим отоплением мощностью 1 т/сутки в вертикальном сечении исследовали влияние обратного течения, температуры и размера пузырьков на количество осветлительного процесса. Начальным размером и местом образования определяют для данного конструкционного и технологического состояния ванны, попадает ли пузырек в проток и каким окажется его размер при входе в рабочую часть. Исследовали также траектории пузырьков, вторично образовавшихся на нерастворенных зернах SiO_2 . Предлагаемую модель также использовали для расчета пространственных траекторий пузырьков в реальной стеклованне с полным электрическим отоплением, предназначенной для плавления белой тарной стекломассы мощностью 30 т/сутки.

Рис. 1. Распределение температуры в бесцветной натриево-калиевой стекломассе. Высота протока ванны — 0,1 и 0,2 м. Более высокий проток вызывает обратным течением стекломассы из рабочей части в плавящую часть. Влияние конвекции тепла течением на распределение температур очевидно.

Рис. 2. Ход углового коэффициента α в зависимости от температуры.

- Рис. 3. Пrawdopodobнoсть oсвeтлeния пyзырьков в зaвисимoсти oт мeстa oбpaзoвaния пyзырькa: oблaсть P . . . пyзырьки пoпaли в прoтoк, oблaсть N . . . пyзырьки нe пoпaли в прoтoк.
- Рис. 4. Тpaектopии пyзырьков, иcxoдящиe из пoлoжeния $y = 0,05$ м и $y = 0,79$ м в вaннe с вьcoтoй прoтoкa 0,10 м.
- Рис. 5. Тpaектopии пyзырьков, иcxoдящиe из пoлoжeния $y = 0,10$ м в вaннe с вьcoтoй прoтoкa 0,10 м.
- Рис. 6. Тpaектopии пyзырьков, иcxoдящиe из пoлoжeния $y = 0,15$ м в вaннe с вьcoтoй прoтoкa 0,10 м.
- Рис. 7. Coпocтaвлeниe тpaектopий пyзырьков, иcxoдящиx из тoгo жe пoлoжeния x и рaзньe пoлoжeния y в вaннe с вьcoтoй прoтoкa 0,10 м.
- Рис. 8. Coпocтaвлeниe тpaектopий пyзырьков, иcxoдящиx из тoгo жe пoлoжeния x и рaзньe пoлoжeния y в вaннe с вьcoтoй прoтoкa 0,10 м.
- Рис. 9. Тpaектopии пyзырьков, иcxoдящиx из пoлoжeния $y = 0,05$ м и $y = 0,79$ м в вaннe с вьcoтoй прoтoкa 0,20 м.
- Рис. 10. Тpaектopии втopичнo oбpaзoвaвшиxся пyзырьков.
- Рис. 11. Тpaектopии пyзырьков, oбpaзoвaвшиxся пoд шикстoй и в пoлoвинe вьcoты вaнны.
- Рис. 12. Тpaектopии пyзырьков, oбpaзoвaвшиxся вблизи днa.

CALCULATION OF THE BUBBLE PATHS DURING REFINING IN THE TANK FURNACE

Jaroslav Štefan, Miroslav Skřivan, Marie Fojtková

State Glass Research Institute, Hradec Králové

The following data are required for a mathematical description of gas bubble paths:

- the temperature and the velocity fields in the tank (computed by mathematical simulation of the melting process),
- the rate of growth of bubbles due to diffusion of refining gas (determined experimentally),
- change in the volume of bubbles due to changing local conditions, i.e. temperature and pressure.

On the bubble paths computed on a model all-electric tank of 1 t/24 h output on a vertical section the effect was studied of reverse flow, bubble temperature and size on the quality of the refining process. The initial size and point of origin determine for a given design and technological state of the tank, whether the bubble will reach the throat and what will be its size at the entry to the working end. Tracks of bubbles formed secondarily on undissolved SiO_2 grains were likewise followed. The suggested model was also utilized for computing the three-dimensional bubble paths in a real all-electric tank for the melting of white container glass with an output of 30 t/24 h.

- Fig. 1. Temperature distribution in a colourless soda-potash glass melt. The tank throat height is 0.1 m and 0.2 m respectively. The higher throat causes reverse flow of melt from the working end to the melting one. The effect of convection transfer of heat on the temperature distribution is obvious.
- Fig. 2. The course of slope k in terms of temperature.
- Fig. 3. The probability of bubble refining in terms of the point of bubble origin; Region P — the bubbles have passed into the throat, Region N — the bubbles have not passed into throat.
- Fig. 4. Bubble paths originating from position $y = 0.05$ m and $y = 0.79$ m in a tank with 0.10 m throat height.
- Fig. 5. Bubble paths originating from position $y = 0.10$ m in a tank with 0.10 m throat height.
- Fig. 6. Bubble paths originating from position $y = 0.15$ m in a tank with 0.10 m throat height.
- Fig. 7. A comparison of bubble paths originating from the same position x and from various positions y in a tank with 0.10 m throat height.
- Fig. 8. A comparison of bubble paths originating from the same position x and from a different position y in a tank with 0.10 m throat height.
- Fig. 9. Bubble paths originating from position $y = 0.05$ m and $y = 0.79$ m in a tank with 0.20 m throat height.
- Fig. 10. Paths of secondarily formed bubbles.
- Fig. 11. Bubble paths arising below the batch and at one half the tank height.
- Fig. 12. Bubble paths originating at the tank bottom.

SEZNAM SYMBOLŮ

r	poloměr bubliny	m
p	tlak	Pa
T	teplota	K
D	difúzní koeficient	$m^2 \cdot s^{-1}$
g	gravitační zrychlení	$m \cdot s^{-2}$
ρ	měrná hmotnost	$kg \cdot m^{-3}$
η	viskozita	$Pa \cdot s$
C	koncentrace	$kg \cdot m^{-3}$
τ	čas	s
k	směrnice vyjadřující růst bubliny vlivem difúze	$m \cdot s^{-1}$
x, y	souřadnice	m
u, v	složky rychlosti	$m \cdot s^{-1}$
w	absolutní hodnota vektoru rychlosti	$m \cdot s^{-1}$
S	dráha bubliny	m

indexy

o	počáteční podmínky
k	konečný stav
B	bublina
s	sklovina
i	rovnovážný stav